

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITÉ BATNA 2

Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

Docteur

Spécialité : Mécanique

Option : Énergétique

Par Mounir BOUDOUH

Thème

Étude expérimentale et modélisation d'une micro-boucle diphasique

Soutenue le 07/04/2016 devant la commission d'examen formée de :

Mr. H. Benmoussa	Pr. Université Batna 2	Président
Mr. M. Si Ameer	Pr. Université Batna 2	Directeur de thèse
Mme. H. Loahlia-Gualous	M.C. HDR. UTBM, Belfort	Co-directrice de thèse
Mr. M. Benbia	M.C.A. Université Batna 2	Examineur
Mr. N. Moumami	Pr. Université de Biskra	Examineur
Mr. Z. Nemouchi	Pr. Université de Constantine	Examineur
Mr. F. Bouras	M.C.A. Université d'El Oued	Examineur



وَجَعَلْنَا مِنَ الْمَاءِ كُلَّ شَيْءٍ حَيٍّ أَفَلَا يُؤْمِنُونَ

سورة الأنبياء 30

*« Je crois que l'eau sera un jour employée comme combustible,
que l'hydrogène et l'oxygène qui la constituent,
utilisés isolément ou simultanément,
fourniront une source de chaleur et de lumière inépuisables [. . .].
Je crois donc que lorsque les gisements de houille seront épuisés,
on chauffera et on se chauffera avec de l'eau.
L'eau est le charbon de l'avenir ».*

Jules Verne
L'île mystérieuse, 1874-1875.

A mes très chers parents

A ma femme

A mes enfants

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé au sein des laboratoires LESEI de l'Université de Batna, FCLAB de l'université de technologie de Belfort Montbéliard et de l'Institut FEMTO ST de Besançon. A ce titre je remercie Messieurs Mohamed Si Ameer, Florent Petit et Michel De Labachellerie respectivement directeur du LESEI, directeur du FCLAB et directeur du FEMTO ST pour m'avoir accueilli dans leur structure.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Messieurs Makhlouf Benbia, Nouredine Moumni, Zoubir Nemouchi et Fethi Bouras de l'intérêt qu'ils ont manifesté pour mon travail en acceptant d'en être les rapporteurs et examinateurs. Qu'ils sachent que la caution scientifique qu'ils ont apportée à ce travail me touche profondément.

Monsieur Hocine Benmoussa Professeur à l'université de Batna, m'a fait l'honneur de présider ce jury je l'en remercie vivement.

J'exprime ma gratitude à Monsieur Mohamed Si Ameer Professeur à l'université de Batna et mon Directeur de thèse. L'aspect constructif de ses remarques ainsi que son suivi avec le plus grand intérêt ont permis à ce travail d'aboutir.

Je tiens tout particulièrement à remercier Madame Hasna Louahlia-Galous Professeur à l'université de technologie de Belfort Montbéliard et codirectrice de cette thèse, d'avoir accepté mon intégration au sein de son équipe de recherche et de s'être investi pleinement dans ces travaux. Ses qualités d'analyse, ses compétences et ses conseils m'ont été d'une aide précieuse tout au long de mon travail. Je lui suis aussi reconnaissant pour sa disponibilité et sa confiance.

Je remercie également toute l'équipe de l'atelier mécanique de l'UTBM notamment Thierry, Said, Pierre et Daniel Schlegel.

Mes remerciements à toute l'équipe du FCLAB, doctorant et staff.

Sans oublier mon épouse pour son soutien et notamment d'avoir accepté de porter le fardeau familial toute seule durant mon absence pour la préparation de cette thèse.

Table des matières

Avant propos	10
Introduction Générale-contexte	11
1 Synthèse bibliographique	14
1.1 Piles à combustible et enjeux énergétiques.....	14
1.1.1 Les différents types de piles à combustible.....	14
1.1.2 Pile à combustible à membrane échangeuse d'ions (PEMFC).....	15
1.1.2.1 Principe de fonctionnement des piles à combustible (PEMFC).....	15
1.1.2.2 Les composants d'une pile à combustible PEMFC.....	16
1.1.2.3 les plaques distributrices.....	17
1.1.2.3 Les couches de diffusion des gaz (GDL).....	17
1.1.2.4 les électrodes.....	17
1.1.2.4 les membranes (l'électrolyte).....	18
1.1.3 Le système pile à combustible.....	18
1.1.4 Problématiques thermiques liées à la pile à combustible PEMFC.....	19
1.2 L'ébullition dans les micro et mini-canaux.....	20
1.2.1 Définitions fondamentales en écoulements diphasiques.....	21
1.2.2 Influence des petites dimensions sur les écoulements.....	23
1.2.2.1 Classifications des écoulements selon des paramètres géométriques...24	
1.2.2.2 Classifications des écoulements selon des phénomènes physiques.....25	
1.2.3 Régimes d'écoulement.....	26
1.2.3.1 Régimes d'écoulement en ébullition libre.....	27
1.2.3.2 Régimes d'écoulement en ébullition convective forcée.....	29
1.2.2.2 Cartes d'écoulement.....	33
1.2.4 Écoulement et transfert de chaleur dans les mini et micro-canaux.....	35
1.2.5 Pertes de pression en écoulement diphasique.....	40
1.1 Densité de flux critique (CHF).....	43
1.2 Les nano-fluides.....	46
1.4.1 Nature des nano-fluides.....	47
1.4.2 Préparation des nano-fluides.....	48
1.4.3 Propriétés thermophysiques des nano-fluides.....	49
1.4.3.1 Conductivité thermique.....	49
1.4.3.2 Viscosité dynamique.....	50
1.4.3.3 Chaleur spécifique et masse volumique.....	50
1.4.3.4 Nano-fluides en changement de phase.....	50
2 Banc d'essai et procédures expérimentales	52
2.1 Description du banc d'essai.....	52
2.2 La section d'essai (l'évaporateur).....	54

2.3	Le condenseur.....	56
2.4	Instrumentation et mesures.....	58
2.4.1	Les capteurs de pression.....	58
2.4.2	Micro-thermocouples et mesure de la température.....	58
2.4.3	Micro-pompe et débitmètre.....	62
2.4.4	Système d'acquisition des données.....	63
2.4.5	Mesure des coefficients d'échange de chaleur locaux.....	64
2.4.6	Détermination du titre de vapeur local.....	66
2.4.7	Visualisation des régimes d'écoulement dans les mini-canaux.....	66
2.4.8	Conclusion.....	67
3	Résultats expérimentaux et analyse.....	68
3.1	Températures de paroi mesurées en régimes permanent et transitoire.....	68
3.1.1	Effet de la variation du débit sur les écoulements.....	74
3.2	Comparaison des résultats des mesures locales avec les corrélations.....	80
3.2.1	Coefficients de transfert de chaleur locaux : comparaison avec les corrélations.....	80
3.2.2	Pertes de pression locales : comparaison avec les corrélations.....	85
3.2.3	Transfert de chaleur local et perte de pression des nano-fluides en ébullition convective.....	91
3.2.3.1	Préparation des nano-fluides.....	92
3.2.3.2	Effet de la concentration des nanoparticules sur le coefficient de transfert de chaleur local.....	95
3.2.3.3	Effet de la concentration des nanoparticules sur la perte de pression totale.....	100
3.3	Visualisation des régimes d'écoulement en mini-canaux.....	102
4	Application boucle diphasique.....	111
4.1	Principe de fonctionnement d'une boucle diphasique.....	113
4.1.1	Limites de fonctionnement.....	114
4.1.1.1	Limite capillaire.....	114
4.1.1.2	Limite d'écoulement raréfié.....	114
4.1.1.3	Limite d'ébullition.....	115
4.2	Résultats des tests de la boucle diphasique.....	115
4.3	Modélisation des écoulements diphasique en ébullition.....	120
4.3.1	Formulation du problème.....	121
4.3.2	Les conditions aux limites.....	122
4.3.3	Résultat de simulation de régime d'écoulement.....	124
	Conclusion.....	127
	Références bibliographiques.....	130

Liste des illustrations

- Figure 1.** Schéma d'une cellule d'une PEMFC.
- Figure 2.** Structure du Nafion®.
- Figure 3.** Schéma fonctionnel d'un système de pile à combustible.
- Figure 4.** Gammes des coefficients de transfert de chaleur pour diverses technologies de refroidissement.
- Figure 5.** Courbe représentative des mécanismes d'ébullition et de transfert de chaleur en ébullition libre.
- Figure 6.** Configurations d'écoulement et évolution des températures dans un tube évaporateur vertical, d'après Collier [42]
- Figure 7.** Influence de la densité de flux sur les régimes d'écoulement dans un tube évaporateur vertical, d'après Hewitt et Roberts [23].
- Figure 8.** Évolution des températures de paroi, de fluide et du titre de vapeur le long du canal.
- Figure 9.** Carte de régimes d'écoulement de Hewitt et Roberts pour un écoulement diphasique ascendant.
- Figure 10.** Schéma des trois zones d'ébullition du model de Thome.
- Figure 11.** Coefficients de transfert de chaleur corrélés en écoulement diphasique. Valeurs pour le R134a à 7 bars avec $q = 50 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, dans une circulaire de diamètre $D = 0,5 \text{ mm}$ [62].
- Figure 12.** Courbe d'ébullition de l'eau et température de départ d'ébullition nucléée T_{DNB} .
- Figure 13.** Variation de la densité de flux critique pour l'eau en fonction du diamètre de la conduite
- Figure 14.** Nano-fluides vus au microscope électronique, (a) éthylène glycol+cuivre à 0,5 %, (b) eau + alumine, (c) eau + or à 2 nm, (d) eau + nanotubes.
- Figure 15.** Chemins preferntiels créés par les nanoparticules en suspension dans un fluide de base.
- Figure 16a.** Vue d'ensemble du dispositif expérimental.
- Figure 16b.** Schéma du banc d'essai expérimental.
- Figure 17.** Section d'essai (évaporateur) : (a) photo de la plaque à mini-canaux, (b) dessin avec cotation de la plaque d'essais.
- Figure 18.** Tissus silicone chauffants.
- Figure 19.** Schéma montrant l'assemblage de la section de test.
- Figure 20.** Dessin et coupe du condenseur.
- Figure 21.** Etape d'assemblage du condenseur.
- Figure 22.** Support pour soudage des micro-thermocouples.

Figure 23. Photo d'un des micro-thermocouples utilisés (a), photo prise par un microscope à balayage électronique du même micro-thermocouple (b).

Figure 24. Exemple de la courbe d'étalonnage des micro-thermocouples.

Figure 25. Vue de face et vue arrière de la section d'essai montrant l'emplacement des micro-thermocouples.

Figure 26. Emplacement des micro-thermocouples au dos de la plaque d'essais (a) Localisation des micro-thermocouples pour le canal n°1 (b), Placement des thermocouples dans la paroi (c).

Figure 27. Dessin du canal n°1 avec emplacement des micro-thermocouples.

Figure 28. Étalonnage de la micro-pompe MCP-Z standard.

Figure 29. Températures de paroi mesurées pour (200W, 35 ml/min) pour le canal n°41.

Figure 30. Perte de pression dans la section d'essai pour (200W, 35 ml/min) pour le canal n°41.

Figure 31. Densité de flux de chaleur locale et températures de surface.

Figure 32. Photo du banc d'essai avec la camera à grande vitesse.

Figure 33. Variation temporelle des pressions d'entrée et de sortie de la section d'essai.

Figure 34. Évolution transitoire et permanente des pressions d'entrée et de sortie de la section d'essai.

Figure 35a. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

Figure 35b. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

Figure 35c. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 26 ml/min.

Figure 35d. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 26 ml/min.

Figure 35e. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 13 ml/min.

Figure 35f. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 13 ml/min.

Figure 36a. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

Figure 36b. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

Figure 37a. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 35 ml/min.

Figure 37b. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 35 ml/min.

Figure 37c. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

Figure 37d. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

Figure 37e. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 24 ml/min.

Figure 37f. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 24 ml/min.

Figure 37g. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 13 ml/min.

Figure 37h. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 13 ml/min.

Figure 38. Distribution des températures de la section d'essai mesurée par camera infrarouge (a) régime transitoire, (b) régime permanent.

Figure 39. Variation de la perte de pression en fonction des débits dans la section d'essai.

Figure 40. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 35 ml/min.

Figure 41. Évolution temporelle de température de paroi **canal 41** et de la pression de sortie pour une puissance de 200W et un débit de 35 ml/min.

Figure 42. Mesure des températures de paroi à 0,5 et 8 mm en dessous de la surface d'échange.

Figure 43a. Variation des coefficients de transfert de chaleur locaux en fonction du débit.

Figure 43b. Variation des températures de surface en fonction du débit.

Figure 44. Variation du titre de vapeur en fonction du débit.

Figure 45a. Comparaison du coefficient de chaleur mesuré et prédit pour un débit de 217 kg/m².s.

Figure 45b. Comparaison du coefficient de chaleur mesuré et prédit pour un débit de 516 kg/m².s.

Figure 46a. Évolution temporelle de la pression d'entrée et de la pression de sortie pour une puissance de 200 W et un débit de 35 ml/min.

Figure 46b. Évolution temporelle de la perte de pression pour une puissance de 200 W et un débit de 35 ml/min.

Figure 47. Comparaison des pertes de pression dynamiques locales.

Figure 48. Comparaison des pertes de pression par frottement locales.

Figure 49. Comparaison de pertes de pression totales corrélées et mesurées.

Figure 50. Répartition des nanoparticules dans le fluide, photo prise par microscope électronique à balayage.

Figure 51. Solution à base de nanoparticules de cuivre avec différentes concentrations.

Figure 52a. Evolution temporelle des températures de paroi pour le nano-fluide de concentration 50 mg/l.

Figure 52b. Evolution temporelle des pressions d'entrée et de sortie pour le nano-fluide de concentration 50 mg/l.

Figure 53. Evolution temporelle des températures de paroi pour les nano-fluides de concentration 50 mg/l, 10 mg/l et 5 mg/l pour une puissance de 200 W et un débit de 29 ml/min.

Figure 54. Evolution temporelle de la perte de pression pour l'eau pure et le nano-fluide puissance 200 W débit 35 ml/min.

Figure 55. Température de paroi mesurée à 0,5 mm en dessous de la surface d'échange.

Figure 56a. Température de paroi mesurée pour les nano-fluides à 0,5 mm en dessous de la surface d'échange.

Figure 56b. Température de paroi mesurée pour les nano-fluides à 6 mm en dessous de la surface d'échange.

Figure 57. Effet de la concentration des nanoparticules sur le coefficient d'échange de chaleur local.

Figure 58. Effet de la concentration des nanoparticules sur la température de surface locale.

Figure 59. Effet de la concentration des nanoparticules sur le flux de chaleur local.

Figure 60. Effet de la concentration des nanoparticules sur perte de pression totale.

Figure 61. Effet de la concentration des nanoparticules sur le titre de vapeur local.

Figure 62. Images prises par la caméra rapide entre les instants 0 s et 0,08 s.

Figure 63. Régime d'écoulement le long du mini-canal (a) 40mm $<z < 85$ mm, (b) 63mm $<z < 107$ mm, (c) 110 $<z < 155$ mm.

Figure 64. Régime d'écoulement à bulles sphériques.

Figure 65. Régime d'écoulement à poches de vapeur.

Figure 66. Régime d'écoulement à bouchon liquide.

Figure 67. Régime d'écoulement agité.

Figure 68. Régime d'écoulement annulaire.

Figure 69. Évolution des bulles dans les mini-canaux.

Figure 70a. Photo de la boucle diphasique expérimentale.

Figure 70b. Schéma de la boucle diphasique expérimentale.

Figure 71. Évolution temporelles des températures de paroi de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 250 g et une puissance de 200 W.

Figure 72. Évolution temporelles de la perte de pression de l'évaporateur pour une masse de 250 g et une puissance de 200 W.

Figure 73. Évolution temporelles des pressions d'entrée et de sortie pour une masse de 250 g et une puissance de 200 W.

Figure 74. Évolution temporelles des températures de paroi de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 280 g et une puissance de 200 W.

Figure 75a. Évolution temporelles des températures de paroi de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 280 g et une puissance de 200 W.

Figure 75b. Évolution temporelles des températures de paroi de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 280 g et une puissance de 200 W.

Figure 76. Évolution temporelles des pressions d'entrée et de sortie de l'évaporateur de la

Figure 77. Variation de la température et des pressions d'entrée et de sortie de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 280 g et une puissance de 200 W.

Figure 78. Champ des vitesses lors de la simulation d'un processus de détachement de bulle, par Chen *et al* [136].

Figure 79. Naissance et évolution d'une bulle de vapeur dans un mini-canal.

Nomenclature

x : titre de vapeur
 \dot{m} : débit massique en kg/s
 u : Vitesse d'écoulement m/s
 A : section m²
 A : taux de vide
 G : vitesse massique
 j : vitesse superficielle en m/s
 V : volume en m³
 D : diamètre en m,
 d : diamètre en m
 L : longueur en m
 T : température en °C
 g : accélération de la pesanteur en m/s²
 q : densité de flux de chaleur W/m²
 C_p : chaleur spécifique massique en J/kg. °C
 h : coefficient d'échange de chaleur par convection en W/m².K
 h_{fg} : chaleur latente de vaporisation

Lettres grecs :

λ : conductivité thermique en W/m.K
 ρ : masse volumique en kg/m³
 σ : tension superficielle N/m
 μ : viscosité dynamique en Pa.s
 β : angle en°

indices :

v : vapeur,
 l : liquide,
 tot : total,
 $tran$: transition,
 p : paroi,
 sat : saturation,
 max : maximal,
 f : fluide,
 b : ébullition,
 nb : ébullition nucléée,

cv : ébullition convective,

diph : diphasique,

s : surface

Avant-propos

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'une collaboration (codirection de thèse, bourse BAF) entre le laboratoire LESEI de l'université de Batna, le laboratoire FCLAB de l'université de technologie de Belfort Montbéliard et l'Institut FEMTO-ST de Besançon CNRS-UMR 6174. Le laboratoire FCLAB est une plate-forme nationale d'essais de piles à combustible et interfaces pour les transports, elle est dotée de moyens d'essais uniques en France permettant les caractérisations fines de Piles à Combustible de type PEM (**P**roton **E**xchange **M**embrane). Les bancs d'essais permettent notamment d'approfondir les connaissances sur le fonctionnement des cœurs de pile mais aussi agir sur le système afin d'en améliorer le rendement global. En outre, ces moyens d'essais sont nécessaires pour les validations expérimentales des modèles numériques développés au sein de la fédération de recherche.

Les bancs de test 1 et 5 kW du FCLAB permettent de :

- Tester des Piles à Combustible de type PEM de puissance allant jusqu'à 5 kW.
- Fonctionner sur des points stationnaires ou dynamiques (suivi de profils).
- Contrôler simultanément les paramètres suivants :
 - ✓ Température eau circuit de refroidissement (de 20 à 80°C).
 - ✓ Températures des gaz (de 20 à 80°C).
 - ✓ Hygrométries des gaz (0 à 100% HR).
 - ✓ Débit d'eau (0 à 10 l/min).
 - ✓ Débits de gaz (Air de 0 à 100 NI/min et H₂ de 0 à 30 NI/min).
 - ✓ Pressions des gaz (0 à 2 bar relatifs).
 - ✓ Courant pile (0 à 300 A).
- Alimenter la pile en mode ouvert ou fermé.
- Enregistrer automatiquement les courbes de polarisation $U = f(I)$.
- Acquérir toutes les grandeurs mesurées (température, pression, tension, courant, débit etc.).

Notre travail consiste en la mise en œuvre d'un système de refroidissement innovant des piles à combustible de type PEMFC, un système compact afin de pouvoir l'intégrer dans les systèmes de transport terrestre et performant pour maintenir le cœur de ces piles à des gradients de température relativement bas et uniforme.

Introduction Générale contexte

L'instabilité des prix des énergies fossiles, (pétrole et gaz naturel), la prise de conscience environnementale ainsi que la maîtrise de la demande d'énergie et des conditions d'approvisionnement constituent un enjeu politique mondial majeur, pour ces raisons les acteurs des technologies de l'énergie notamment l'industrie automobile focalisent leurs intérêts sur les nouvelles énergies dites propres et renouvelables et ce par la recherche d'un nouveau vecteur énergétique durable pour l'avenir. C'est alors qu'apparaissent les piles à combustible comme une alternative fort intéressante et ce en vertu de respect de l'environnement. En effet dans une pile à combustible on produit de l'électricité de l'eau et de la chaleur, l'électricité est valorisée pour la traction des véhicules du futur et on ne rejette que de l'eau et de la chaleur.

Contrairement aux batteries conventionnelles qui sont limitées par leur autonomie et nécessitent des périodes de recharges importantes, les piles à combustible sont alimentées de l'extérieur et peuvent assurer un fonctionnement dont la durée est uniquement limitée par la capacité de stockage des réactifs, cependant certains verrous scientifiques et technologiques doivent être levés afin d'assurer leur compétitivité notamment leur gestion thermique qui présente des contraintes comme le faible gradient de température entre le cœur de pile et l'environnement ainsi que la forte densité de flux de chaleur à extraire du cœur de pile. Généralement, lorsqu'une pile à combustible délivre 1 kW électrique, elle dégage aussi 1 kW, d'énergie thermique et enfin son confinement important.

La problématique présentée dans cette thèse est le refroidissement des piles à combustible à basse température de type PEMFC (**P**roton **E**xchange **M**embrane **F**uel **C**ells) utilisées comme source d'énergie électrique dans le domaine du transport terrestre. Les piles à combustible de type PEMFC ont besoin d'un système de refroidissement capable d'évacuer de fortes puissances thermiques tout en maintenant leur cœur à des niveaux de températures relativement faible variant entre 30°C et 90°C.

En effet la température affecte directement et indirectement la cinétique de réaction, le transport de l'eau, le niveau d'humidité, la conductivité de la membrane ainsi que la tolérance du catalyseur. Ces systèmes doivent donc être à la fois compacts, durables et permettent une évacuation efficace des calories. Un système compact permet aussi la réduction des auxiliaires dans le système pile à combustible sachant que ces derniers représentent jusqu'à 60% en masse et en volume du système.

Les systèmes de refroidissement actuellement utilisés pour le refroidissement des piles à combustible PEMFC sont constitués par la circulation en convection forcée d'eau, ils sont tout à fait aptes à dissiper la chaleur produite, mais ne permettent pas une homogénéisation

du gradient de températures à l'intérieur de la pile, ce qui est préjudiciable à leur bon fonctionnement.

Une homogénéisation du champ de températures d'une PEMFC ainsi qu'une réduction du volume global du système de refroidissement peuvent être obtenues par l'utilisation de systèmes de refroidissement utilisant les transferts avec changement de phase, qui sont a priori les plus intéressants car la chaleur latente récupérée est beaucoup plus élevée que la chaleur sensible mise en jeu lors des transferts thermiques monophasiques. Parmi ces systèmes, les boucles diphasiques sont susceptibles de répondre à ces objectifs.

L'objet de cette thèse est l'étude expérimentale d'une boucle diphasique en vue de refroidissement de piles à combustible de type PEMFC, Il a été démontré que les systèmes de refroidissement diphasique à mini ou micro-canaux constituent une méthode innovante alliant à la fois efficacité énergétique, à cause des coefficients de transfert de chaleur élevés lors de l'ébullition et la capacité de dissiper de grande quantité de chaleur pour un débit de liquide de refroidissement donnée, compacité du système (une compacité de l'ordre de $15000 \text{ m}^2 \cdot \text{m}^{-3}$ permettant une dissipation thermique qui peut atteindre $20000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ d'après M. Lallemand [1]) et protection de l'environnement.

Notre étude sera focalisée notamment sur l'évaporateur de la boucle qui sera le siège de la dissipation du flux de chaleur, on utilisera un évaporateur à mini-canaux. Le changement de phase permet à la fois d'augmenter les transferts thermiques, à débit de vapeur équivalent, et assure une meilleure homogénéisation des températures de paroi (par rapport à une configuration monophasique), et ce du fait que le changement de phase liquide, vapeur se fait à température constante si la pression du système reste constante. Le flux de chaleur pouvant être extrait est de l'ordre de 100 W/cm^2 , voire plus [2].

Une boucle diphasique est constituée donc d'un évaporateur à micro-canaux, un condenseur et d'un réfrigérant, généralement de l'eau, elle est très compacte et relativement peu coûteuse [3]. L'utilisation des mini-canaux présente un avantage évident dans les systèmes piles à combustible et ce vu le confinement important qui peut exister au cœur de celles-ci.

En fait le refroidissement diphasique est étudié depuis longtemps et il est utilisé notamment dans le domaine spatial pour le contrôle thermique des composants électroniques des satellites mais l'ébullition dans les mini-canaux ne l'est pas, en plus les caractéristiques de transfert de chaleur en ébullition en convection forcée dans des micro et mini-canaux restent peu élucidées et demandent à être étudiées plus en détail, ce qui fera l'objet de cette thèse et ce par la collecte de données expérimentales qui permettront une bonne compréhension des phénomènes physiques intervenant à ces échelles ainsi que la mesure des coefficients de transfert de chaleur locaux, de la perte de pression et des régimes d'écoulement.

Le mémoire de cette thèse est scindé en quatre chapitres plus une introduction et une conclusion. Le premier chapitre est une synthèse bibliographique sur les piles à combustible de type PEMFC, l'ébullition en micro et mini-canaux, la densité de flux critique et les nanofluides.

Le deuxième chapitre traite du banc d'essai expérimental et de la procédure expérimentale suivie lors des essais. Dans le troisième chapitre on discute des résultats expérimentaux et leurs comparaisons avec les corrélations de la littérature. Le quatrième chapitre présente une application de la boucle diphasique avec une modélisation des écoulements diphasiques en ébullition.

Chapitre 1

Synthèse bibliographique

1.1 Piles à combustible et enjeux énergétiques

La consommation d'énergie est incontournable dans notre vie quotidienne, cette consommation est fortement tributaire de l'ignition de combustibles fossiles [4], mais la menace croissante de l'épuisement rapide de ces ressources et celle de l'effet de serre oblige les gens à chercher des sources d'énergie renouvelables, comme l'énergie solaire, éolienne, géothermie et les énergies hydroélectriques. Une alternative intelligente d'économiser nos précieuses ressources naturelles et de préserver notre environnement c'est de développer des dispositifs de conversion d'énergie plus propre et plus efficace comme les piles à combustible qui ont reçu beaucoup d'attention au cours des dernières années [5-8] et ce à cause de leurs plus grande efficacité de conversion d'énergie et de leurs zéro-émission de gaz à effet de serre.

Une pile à combustible est un générateur d'énergie électrochimique qui produit de l'électricité à partir d'un apport de carburant externe (sur le côté de l'anode) et d'un comburant (du côté de la cathode). Ceux-ci réagissent en la présence d'un électrolyte. Les piles à combustible peuvent fonctionner pratiquement en continu aussi longtemps que les flux nécessaires (comburant, carburant) sont fournis.

La découverte de «l'effet pile à combustible» remonte à 1806, par les travaux de Sir Humphry Davy sur l'électrolyse d'eau, en imposant un courant électrique à un volume d'eau distillée, Sir Humphry Davy obtenait de l'hydrogène et de l'oxygène. Puis en 1838 Christian Friedrich Schoenbein [9] observa qu'après la coupure de l'alimentation électrique, les gaz formés produisaient un courant en sens inverse du premier. Le principe de fonctionnement d'une pile à combustible était né. Ce n'est qu'en 1839 que William Robert Grove en travaillant sur ces dernières données expérimentales qu'il présenta la même année sa célèbre expérience avec une pile à combustible utilisant un électrolyte liquide.

Malgré cela les piles à combustible sont restées à l'ombre longtemps et ce à cause des problèmes techniques et à la concurrence d'autres «sources» d'énergie tels que les accumulateurs et les piles, leur essor n'a débuté que dans les années 1960 avec les programmes spatiaux américains.

1.1.1 Les différents types de piles à combustible

On peut énumérer six types de pile à combustible [10-11], elles se différencient par la nature de leur électrolyte ainsi par leur température de fonctionnement, leur architecture et les domaines d'application dans lesquels chacune de ces piles peut être utilisée. De plus, chaque

type de pile a des exigences différentes quant au type de combustible utilisé, les principales étant :

- Les piles à membrane échangeuses d'ions (Proton Exchange Membrane Fuel Cells: PEMFC).
- Les piles à oxyde solide (Solid Oxide Fuel Cells : SOFC).
- Les piles à méthanol direct (Direct Methanol Fuel Cells : DMFC).
- Les piles alcaline (Alkaline Fuel Cells : AFC).
- Les piles à acide phosphorique (Phosphoric Acid Fuel Cells : PAFC).
- Les piles à carbonate fondu (Molten Carbonate Fuel Cells : MCFC).

Les domaines d'application pour ces piles à combustible sont nombreux et couvrent un large spectre d'activités [12], les principaux étant les suivants :

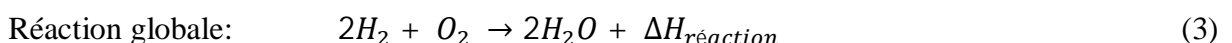
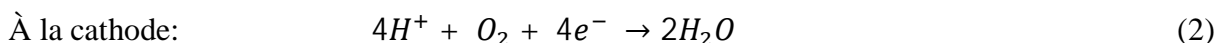
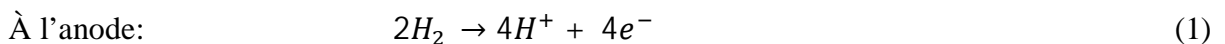
- les applications transports (automobiles, autocar, etc.).
- les applications portables (téléphones, ordinateurs, agendas électroniques, etc.).
- les applications spatiales.
- les applications sous-marines.
- la production centralisée d'électricité.

1.1.2 Pile à combustible à membrane échangeuse d'ions (PEMFC)

Dans le cadre de cette thèse on s'intéresse plus particulièrement aux piles à combustible de type PEMFC car elles sont les plus adaptées au domaine du transport terrestre. En effet, elles peuvent fonctionner à des températures relativement basse (<90°C), le temps de mise en fonctionnement est quasi-instantané, leur parfaite adéquation à la nécessité de multiples démarrages, leur bon rendement aux puissances inférieures à la puissance nominale et en plus elles offrent un rapport puissance sur poids intéressant. Néanmoins un des problèmes majeurs des PEMFC reste l'approvisionnement en combustible, l'hydrogène.

1.1.2.1 Principe de fonctionnement des piles à combustible (PEMFC)

Le fonctionnement des piles PEMFC est basé sur le principe inverse de l'électrolyse de l'eau. L'hydrogène est utilisé comme carburant et l'oxygène (ou de l'air) sert de comburant pour produire de l'électricité selon les deux réactions d'oxydoréduction [13] :



Pour réaliser séparément les deux demi-réactions, et récupérer les électrons produits à l'anode, il est primordial d'utiliser un électrolyte. Celui-ci est une membrane polymère imperméable aux gaz et aux électrons mais permet le passage des protons de l'anode vers la cathode. Bien que le principe de fonctionnement est relativement simple, la réalisation de

ces systèmes requiert l'utilisation de matériaux possédant des caractéristiques, (électriques, mécaniques, chimiques), très spécifiques afin de pouvoir alimenter continuellement et uniformément la cellule en réactifs, faire circuler protons et électrons séparément, évacuer l'eau et la chaleur produites lors de la réaction et drainer les réactifs en excès.

1.1.2.2 Les composants d'une pile à combustible PEMFC

Une pile à combustible, communément appelé stack « empilement », est composée de plusieurs cellules et chaque cellule est composée de plusieurs parties comme le montre la Figure 1. Aux extrémités de l'assemblage, les plaques de distribution des gaz appelées aussi plaques bipolaires alimentent la cellule en réactifs, hydrogène et oxygène, évacuent les produits de la réaction, les gaz en excès ainsi que la chaleur générée. Elles assurent également la circulation des électrons entre la cellule et le circuit électrique externe tout en garantissant une bonne tenue mécanique de l'ensemble. Les couches de diffusion des gaz (GDL pour Gas Diffusion Layer) permettent une répartition uniforme des réactifs aux électrodes, afin d'exploiter toute la surface active. Enfin, c'est dans les couches actives, ou électrodes, qu'ont lieu les réactions électrochimiques. Avec la membrane elles forment ce qui est couramment appelé l'AME : Assemblage Membrane-Electrodes.

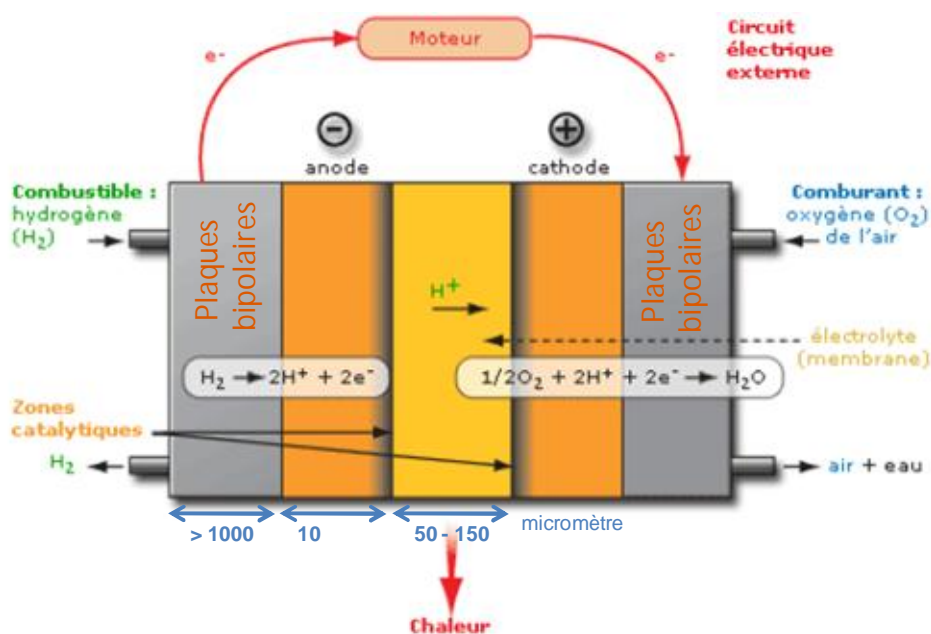


Figure 1. Schéma d'une cellule d'une PEMFC.

1.1.2.3 Les plaques distributrices

Les plaques distributrices représentent les limites entre deux cellules élémentaires souvent appelées "plaques bipolaires" car dans une pile complète elles servent à la fois d'anode pour une cellule et de cathode pour la cellule adjacente. Ces plaques interviennent dans la tenue mécanique de la pile, la distribution des gaz de manière homogène, la collecte des électrons produits, la séparation des gaz réactifs et l'évacuation des produits de réaction ainsi que des gaz inutilisés. Elles doivent également évacuer efficacement l'eau produite et font aussi le lien entre le cœur de pile et les échangeurs de chaleur qui assurent la régulation thermique des cellules (notamment l'évacuation de la chaleur due aux réactions d'oxydoréduction). Les matériaux utilisés doivent donc posséder une conductivité électrique suffisante et une bonne inertie chimique vis-à-vis des fluides présents dans la pile, mais également être imperméables aux gaz (oxygène ou air, hydrogène).

1.1.2.3 Les couches de diffusion des gaz (GDL)

Les couches de diffusion des gaz, ou GDL, assurent la répartition des réactifs sur la surface des électrodes. C'est pourquoi elles doivent être poreuses et la taille de leurs pores (10 μ m) est comprise entre la taille des canaux d'alimentation en gaz (de l'ordre du mm) et celle des pores des électrodes (quelques nm) [14]. De plus, les GDL doivent permettre le transport des électrons entre les électrodes et les plaques bipolaires, ainsi que l'évacuation de l'eau produite et de la chaleur de réaction vers l'extérieur. Par conséquent, le matériau employé se doit d'être à la fois bon conducteur électrique et thermique. Les fibres de carbone qui composent les GDL sont souvent traitées avec du PTFE (Poly Tétra Fluoro Ethylène), afin de les rendre hydrophobes et de faciliter l'évacuation de l'eau vers les plaques bipolaires. Cependant, le PTFE est un isolant électrique et sa présence peut diminuer les performances de la pile [15]. C'est pourquoi la masse de PTFE varie entre 5 et 30% de la masse des GDL [14].

1.1.2.4 Les électrodes

Les électrodes sont le siège des réactions d'oxydation de l'hydrogène à l'anode et de la réduction de l'oxygène à la cathode. Elles sont constituées d'un feutre, papier ou tissu carbone dont la face en contact avec l'électrolyte est enduite d'une encre contenant du carbone platiné et de l'électrolyte. La partie de l'électrode imprégnée d'encre se nomme couche active et la partie non imprégnée est la zone de diffusion.

Les épaisseurs actuelles des électrodes sont de l'ordre de 400 μ m, tandis que la zone active a une épaisseur inférieure à 50 μ m.

Ces électrodes sont responsables du coût prohibitif d'une PEMFC, notamment à cause du platine qu'elles contiennent. Cela était vrai jusqu'à la fin des années 1960 où 28 mg de platine étaient nécessaires par cm² d'électrode [10]. Depuis, ce taux a constamment baissé et

vaut aujourd'hui $0,2 \text{ mg.cm}^{-2}$ en moyenne dans les piles commerciales. Malgré cela, le coût du catalyseur représente encore environ 40% du prix d'une pile [16].

1.1.2.4 Les membranes (l'électrolyte)

La membrane joue un rôle primordial dans le bon fonctionnement d'une PEMFC. En effet, elle constitue l'électrolyte de la pile à combustible, elle assure le transfert des protons de l'anode vers la cathode, sous l'influence d'un champ électrique elle sert aussi de séparateur des réactifs (H_2 et O_2) et d'isolant électronique, en revanche elle doit en être une bonne conductrice de protons pour assurer la continuité des réactions électrochimiques. Le Nafion est un des matériaux couramment utilisés pour les membranes de PEMFC. Sa structure chimique est représentée en Figure. 2. Il s'agit d'un polymère composé d'un squelette fluoro-carboné, dérivé du PTFE, auquel sont attachés des groupements acides sulfonates. Ce sont ces groupements qui permettent le transfert des protons de l'anode vers la cathode. En effet, les ions négatifs (SO_3^-) sont liés à la structure de la membrane tandis que les protons associés (H^+) peuvent se libérer pour se fixer sur un autre groupement sulfonate. Le transfert des protons est donc rendu possible par des "sauts" de proche en proche. Ce mouvement est facilité par une bonne hydratation de la membrane car les protons sont alors solvatés dans l'eau, ce qui les rend plus facilement mobilisables d'où la nécessité de maintenir sa température à des valeurs relativement basses afin de prévenir son assèchement.

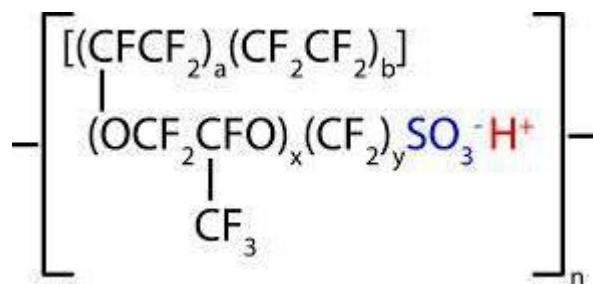


Figure2. Structure du Nafion®.

1.1.3 Le système pile à combustible

La pile à combustible en tant que telle ne peut fonctionner, il faut lui associer des auxiliaires comme le montre la figure 3, en effet il faut un circuit électrique afin de collecter le courant produit, un circuit d'hydratation pour maintenir l'hygrométrie de la membrane dans les limites de fonctionnement, un circuit de refroidissement pour maintenir le cœur de pile à des températures optimales ainsi que les circuits d'alimentation en carburant et comburant. Pour pouvoir utiliser les piles à combustibles notamment dans le domaine des transports il est primordial de penser à réduire le volume des auxiliaires, le travail de notre thèse se focalise justement sur le circuit de refroidissement afin de l'optimiser et de réduire son encombrement.

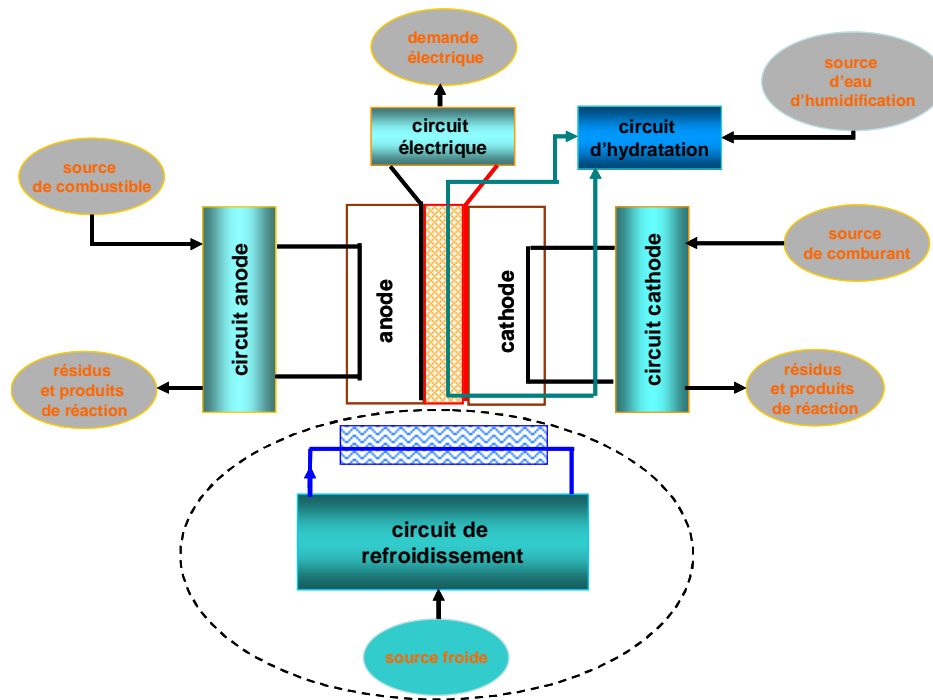


Figure 3. Schéma fonctionnel d'un système de pile à combustible.

1.1.4 Problématiques thermiques liées à la pile à combustible PEMFC

Dans les piles à combustible la production de l'énergie électrique génère de la chaleur. En effet, la réaction inverse de l'électrolyse de l'eau est une réaction exothermique qui converti l'énergie chimique des gaz en énergie électrique et en chaleur, la formation d'une molécule d'eau conduit à la libération de 916 kJ/mol comme le montre l'équation (3). Donc l'optimisation des transferts thermiques est primordiale car il est nécessaire d'assurer un maintien à une température optimale et uniforme du cœur de pile, cette température doit être suffisamment élevée (de l'ordre de 80°C) pour favoriser la cinétique des réactions électrochimiques à l'anode et à la cathode tout en ne dépassant pas une centaine de degrés pour limiter la destruction de la membrane et prévenir son assèchement.

La problématique présentée dans cette thèse consiste à proposer un système de refroidissement efficace permettant d'évacuer de forte densité de flux de chaleur, en effet cette forte dissipation thermique représente un inconvénient majeur par rapport aux faibles niveaux thermiques admissibles au cœur d'une pile à combustible de type PEMFC et doit donc être maîtrisée et ce par une évacuation dynamique de la chaleur notamment dans le domaine des transports. Ce système doit être aussi, peu encombrant afin de pouvoir l'intégrer facilement dans le véhicule du futur et y accéder facilement si un entretien s'avère nécessaire, c'est alors qu'est née l'idée d'utiliser un système de refroidissement diphasique, parce que, actuellement dans les systèmes PEMFC pour les applications transport la dissipation des calories s'effectue avec des solutions classiques qui ne permettent pas une homogénéité des

échanges thermiques permettant d'éviter des gradients thermiques élevés et ainsi augmenter la durée de vie des éléments constitutifs de la pile.

1.2 L'ébullition dans les micro et mini-canaux

L'ébullition est définie comme étant un processus de changement de phase de l'état liquide à l'état gazeux d'une substance et ce par son échauffement au delà de son point d'ébullition, elle se produit rapidement dans toute la masse liquide. Cela se produit lorsque la pression de vapeur du liquide est égale à la pression exercée par le milieu environnant sur le liquide, on parle alors d'une transition de phase, ce changement de phase s'opère à l'interface solide-liquide en raison du transfert de chaleur par convection à partir du solide. Contrairement à l'évaporation on distingue trois différentes étapes de l'ébullition: l'ébullition nucléée, l'ébullition de transition et l'ébullition en film. Par contre il existe deux types d'ébullition, l'ébullition libre appelée aussi ébullition en vase ou encore ébullition en réservoir et l'ébullition convective. En ébullition libre la chaleur est transférée à la masse fluide par contre en ébullition convective le fluide s'écoule à une vitesse par rapport à la surface de chauffe, c'est à ce dernier type d'ébullition qu'on s'intéressera, en effet ce type d'ébullition est largement utilisé pour assurer le refroidissement des systèmes d'ambiances et des liquides, grâce à des transferts thermiques plus intenses qu'en ébullition libre [17, 19] comme le montre la Figure 4.

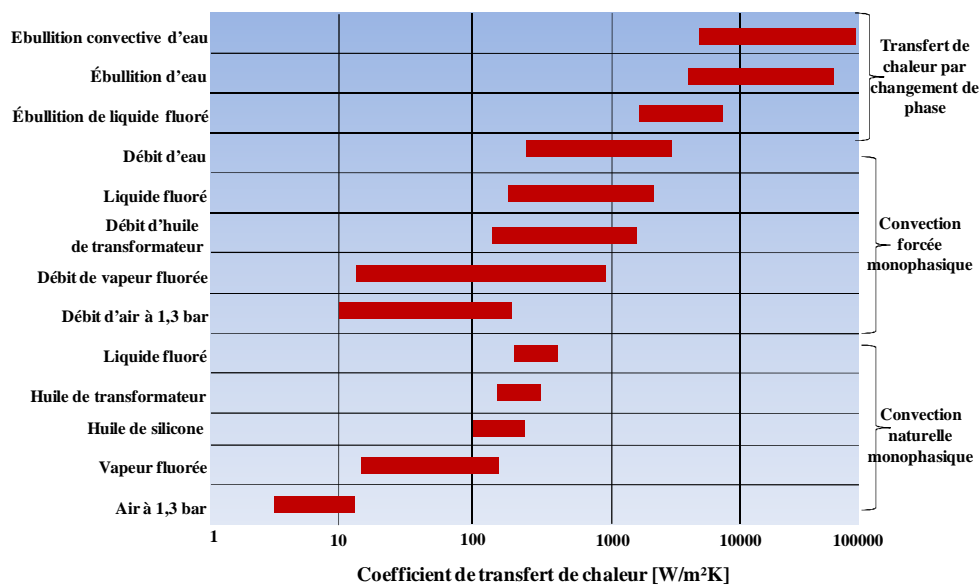


Figure 4. Gamme des coefficients de transfert de chaleur pour diverses technologies de refroidissement.

L'ébullition convective combine des transferts de chaleur importants à de faibles débits massiques ainsi qu'une température constante du mélange liquide-vapeur et ce en raison de la nature de saturation thermique du mélange [20, 22]. Malgré les progrès accomplis pour la

caractérisation des transferts de chaleurs et les pertes de pressions lors de l'ébullition dans les mini-canaux la compréhension des mécanismes d'ébullition n'est pas développée et les cartes d'écoulement dans les mini-canaux ne sont pas disponibles [23] en plus la prédiction des coefficients de transfert de chaleur a toujours été basée sur des méthodes empiriques ou semi empiriques, la raison en est l'absence d'une théorie cohérente concernant l'interaction complexe entre les différents phénomènes de transfert de chaleur et de masse aux différentes échelles de mesure caractéristiques associée aux transferts de chaleur en ébullition.

L'une des caractéristiques les plus importantes des écoulements diphasiques est la variété des modèles d'écoulement, comment les phases se répartissent dans le canal, les bulles vont-elles être réparties uniformément dans le liquide ou vont-elles coalescer et former des bulles plus grosses. Sans la connaissance des régimes d'écoulement on ne peut pas calculer correctement les paramètres de conception pour des conditions d'écoulement bien définies, telles que les transferts de chaleur et la chute de pression. Les régimes d'écoulement dépendent de plusieurs paramètres tels que la pression, la géométrie, l'inclinaison du canal, la tension superficielle et l'accélération de la pesanteur, qui pour un tube horizontal a tendance à créer une stratification des phases. Cependant Pour un écoulement ascendant dans un canal vertical les régimes d'écoulement ne sont pas trop affectés par la pesanteur.

Nous consacrerons une partie de notre travail pour l'étude de ces phénomènes d'ébullition dans les mini-canaux, et leur caractérisation, afin d'évaluer les coefficients de transfert de chaleur locaux ainsi que les températures de surfaces, mais avant tout nous énumérons ci-dessous quelques définitions nécessaires à la compréhension de ces phénomènes.

1.2.1 Définitions fondamentales en écoulements diphasiques

Nous présenterons dans cette partie quelques définitions fondamentales qui seront utilisées le long des chapitres suivants ainsi que les relations les plus simples pouvant les relier.

- ✓ Titre de vapeur :

Le titre vapeur (x), appelé aussi titre statique ou fraction massique, est une valeur primordiale permettant d'exprimer la proportion de vapeur présente au sein d'un écoulement diphasique interne. Il est défini comme le rapport entre le débit de vapeur et le débit total. On l'exprime lors d'un écoulement adiabatique selon la formule :

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_l + \dot{m}_v} = \frac{u_v A_v \rho_v}{u_l A_l \rho_l + u_v A_v \rho_v} \quad (4)$$

- ✓ Taux de vide :

Le taux de vide (α) est un paramètre fondamental en transfert de chaleur, pertes de pression et en écoulement diphasique, mais souvent difficile à caractériser expérimentalement. Le taux de vide définit (dans le cas du taux de vide surfacique) le

rapport entre la surface occupée par la vapeur (A_v) et la surface totale ($A_{tot} = A_v + A_l$, où A_l représente la surface occupée par le liquide).

$$\alpha = \frac{A_v}{A_l + A_v} \quad (5)$$

- ✓ Vitesse massique :

La vitesse massique (G) est un paramètre très utilisé pour les écoulements diphasiques internes se produisant dans des conduites de section droite (A) différentes. En effet, il permet de considérer l'influence de cette section, sur le débit massique total (\dot{m}) et s'obtient grâce à :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (6)$$

- ✓ Vitesse liquide et vitesse vapeur :

Les vitesses réelles sont des valeurs primordiales, mais souvent compliquées à obtenir. En effet le calcul de ces vitesses nécessite la connaissance du titre de vapeur et du taux de vide. Le calcul des vitesses liquide (u_l) et vapeur (u_v) est réalisé suivant les relations :

$$u_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l(1-\alpha)} \quad (7)$$

$$u_v = \frac{G.x}{\rho_v(\alpha)} \quad (8)$$

Où ρ_l représente la masse volumique du liquide et ρ_v la masse volumique de la vapeur.

- ✓ Vitesses superficielles du liquide et de la vapeur :

De manière expérimentale, il est plus facile d'avoir accès au seul titre de vapeur (x) qu'au taux de vide (α). Ainsi, de manière à représenter les cartes d'écoulement illustrant les transitions entre les régimes d'écoulement, les vitesses superficielles du liquide (j_l) et de la vapeur (j_v) sont généralement utilisées. Elles sont définies comme suit :

$$j_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l} \quad (9)$$

$$j_v = \frac{G.x}{\rho_v} \quad (10)$$

- ✓ Longueur capillaire :

La longueur capillaire est un nombre qui exprime la longueur à partir de laquelle les forces de capillarité et les forces de gravité sont équivalentes. Cette grandeur peut devenir pertinente lorsque l'on cherche à définir une transition entre les écoulements en canaux conventionnels et les canaux de petites dimensions. Il s'exprime selon :

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (11)$$

1.2.2 Influence des petites dimensions sur les écoulements

De nos jours il existe différentes technologies et méthodes envisagées pour le refroidissement des systèmes à plus petite échelle. La miniaturisation des échangeurs de chaleur a ainsi permis une forte diminution du rapport volume-surface d'échange, ce qui a conduit à l'intensification des transferts de masse et de chaleur. En effet plus le diamètre du canal hydraulique devient petit plus le rapport surface d'échange de chaleur au volumique du fluide devient plus grand, pour un canal circulaire ce rapport est donné par l'équation suivante :

$$\frac{A_s}{V} = \frac{\pi D L}{\frac{\pi D^2 L}{4}} = \frac{4}{D} \quad (12)$$

Où A_s représente la surface d'échange de chaleur en m^2 , V le volume du fluide en m^3 et L la longueur du canal en m.

Le coefficient de transfert de chaleur augmente aussi lorsque le diamètre du canal diminue. Pour un écoulement laminaire monophasique, ce qui est le cas de nos écoulements, et pour une valeur constante du nombre de Nusselt, le coefficient de transfert de chaleur est fonction du diamètre et ce selon la définition même du nombre de Nusselt comme suit :

$$h = Nu \frac{\lambda}{D} \quad (13)$$

h étant le coefficient d'échange de chaleur par convection en $W/m^2 \cdot K$, Nu est le nombre de Nusselt, λ le coefficient de conductivité thermique en $W/m.K$ et D le diamètre de la conduite en m.

La densité de flux de chaleur par unité de volume est donnée par :

$$\frac{q}{V} = \frac{h A_s \Delta T}{V} \quad (14)$$

ΔT étant la différence de température en $^{\circ}C$.

On combinant les équations 12, 13 et 14 en obtient :

$$\frac{q}{V} = \frac{h A_s \Delta T}{V} = Nu \frac{4 \lambda}{D^2} \Delta T \quad (15)$$

On remarque que pour un écoulement monophasique la densité de flux de chaleur est inversement proportionnelle au carré du diamètre de la conduite, Agostini *et al* [24] ont montré que l'ébullition dans les canaux de faibles dimensions permet d'obtenir les meilleures performances (c'est à dire faible puissance de pompage et coefficients de transfert de chaleur

élevés). Cependant au fur et à mesure que les dimensions des canaux sont réduites, des déviations par rapport aux lois et corrélations classiques peuvent exister. Il devient, de fait, nécessaire d'établir le domaine de validité de ces lois et de pouvoir en établir de nouvelles plus adaptées à ces échelles.

1.2.2.1 Classifications des écoulements selon des paramètres géométriques

La plus part des écoulements diphasiques internes ont lieu dans des conduites circulaires de diamètres relativement grands. À ces échelles, de très nombreuses lois et corrélations existent et ont été principalement établies pour décrire les écoulements observés dans les domaines du Génie Pétrolier et du Génie Nucléaire. À plus petite échelle, la section de passage de l'écoulement peut être réduite de manière importante et elle peut avoir des formes différentes de celle d'une conduite circulaire. En effet, les techniques de photolithographie utilisées pour la réalisation de géométries réduites permettent de réaliser plus simplement des sections de passage rectangulaire, triangulaire ou trapézoïdale. Dans ce cadre, l'utilisation du diamètre hydraulique comme paramètre géométrique de référence est devenue de plus en plus courante dans la littérature au cours des dernières années. Ce paramètre permet de faire des comparaisons directes entre les résultats obtenus pour un écoulement en conduite circulaire et un écoulement dans ces sections de passage.

Les travaux de Bergles *et al.* [25], Dupont et Thome [26], Saitoh *et al.* [27], Harirchian et Garimella [28] montrent que des déviations par rapport aux lois à grande échelle établies pour des écoulements diphasiques, peuvent intervenir lorsque la section de passage est réduite. Ces déviations concernent aussi bien l'évolution des coefficients de frottement, l'évolution de la transition entre la répartition de la phase liquide et de la phase vapeur de l'écoulement que l'évolution des coefficients d'échange de chaleur. De manière à pouvoir définir un seuil d'utilisation des lois à plus grande échelle, plusieurs auteurs Mehendale et Jacobi [29], Kandlikar [30] ont élaboré des classifications qui dépendent du diamètre hydraulique (d_h). Celles-ci permettent d'établir un niveau de fiabilité, lors de l'utilisation des corrélations établies pour des tubes de plus grands diamètres. La classification de Kandlikar [30], très largement utilisée se réfère aux différentes catégories de dimensions rencontrées dans le secteur industriel :

$$d_h > 3 \text{ mm (canaux conventionnels).}$$

$$200\mu\text{m} < d_h < 3 \text{ mm (mini-canaux).}$$

$$10 \mu\text{m} < d_h < 200\mu\text{m (micro-canaux).}$$

Il est à préciser qu'Agostini [31] estime que l'expression du diamètre hydraulique n'est pas révélatrice de l'effet du confinement dans un canal rectangulaire et le passage des macro vers les micro-écoulements en ébullition convective devrait être défini, selon l'auteur, par la plus petite dimension de la section de passage qui joue un rôle prépondérant devant l'autre. Il

propose dans son travail de thèse de définir un paramètre de confinement suivant cette plus petite dimension. Il est à noter que Thome [19] souligne que ces classifications ne font référence à l'apparition d'aucun effet physique au sein de l'écoulement interne diphasique et que celles-ci devraient être utilisées avec précaution.

1.2.2.2 Classifications des écoulements selon des phénomènes physiques

Kew et Cornwell [32] ont défini le nombre de confinement C_o , qui compare les forces de flottabilité aux forces de gravité, comme critère de différenciation entre macro et micro-échelle en écoulement diphasique, ce nombre a été établi également pour prendre en compte les effets physiques intervenant lors de ces écoulements, il est donné par la relation suivante:

$$C_o = \frac{1}{d_h} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (16)$$

Les résultats obtenus par les auteurs ont démontré que les lois à grande échelle sont respectées tant que $C_o < 0,5$, c'est-à-dire on commence à parler de mini-canal lorsque la taille d'une bulle est supérieure à la moitié du diamètre hydraulique du canal. D'autres auteurs Cheng *et al* [33], Ullman et Brauner [34] ont cependant proposé des valeurs différentes de nombre de confinement pour établir cette transition vers les écoulements micro-fluidiques. Cette disparité des résultats montre que ce paramètre ne permet pas d'établir un consentement pour dénoter la transition des macro-écoulements vers les micro-écoulements. Chen *et al* [35] ont suggéré que la transition entre les écoulements à grande échelle et les micro-écoulements pourrait être contrôlée par la compétition entre les forces inertielles et les forces de tension de surface. Contrairement à Kew et Cornwell [32], les auteurs supposent que les forces de flottabilité sont négligeables devant les forces d'inertie lorsque la section de passage est réduite. Ils obtiennent en partant de cette hypothèse une valeur analytique du diamètre de transition (d_{tran}) à partir de laquelle l'écoulement diphasique serait confiné tel que :

$$d_{tran} = \frac{160}{9} \frac{(\sigma \rho_l - 3 \mu_l G)}{G^2} \quad (17)$$

Où μ_l est la viscosité dynamique du liquide et G la vitesse massique de l'écoulement. Notons que ce paramètre n'a pas encore été testé à grande échelle dans la littérature pour être validé, mais constitue une piste prometteuse. Il est intéressant de noter que la valeur de ce diamètre de transition dépend de la valeur de la vitesse de l'écoulement. Malgré toutes ces tentatives, un paramètre physique fiable n'a pas encore été établi pour la transition des macro-écoulements vers les micro-écoulements.

D'après Thome [19] il serait beaucoup plus judicieux de se référer au diamètre de détachement de la bulle de la paroi pour pouvoir définir un paramètre de confinement, en effet la croissance des bulles dans les micro-canaux est limitée par la taille de ces derniers et une

seule bulle peut exister dans la section transversale, contrairement à l'existence de bulles multiples dans un canal de taille conventionnelle. Ainsi, lorsque ce diamètre de détachement est supérieur au diamètre hydraulique, l'écoulement pourrait être défini comme étant microfluidique. Plusieurs corrélations ont été obtenues dans le cadre de l'ébullition libre pour estimer ce diamètre de détachement. L'auteur propose de se référer dans un premier temps à la corrélation de Fritz [36] pour déterminer ce diamètre

$$d_{bulle} = 0,0208\beta \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0,5} \quad (18)$$

Avec d_{bulle} le diamètre de détachement de la bulle, β étant l'angle de contact entre le fluide et la paroi de la surface, σ la tension de surface du liquide, g l'accélération de la pesanteur, ρ_l et ρ_v , les masses volumiques des phases liquide et vapeur du fluide. Pour l'application à un plus large éventail de gamme de pressions Celata [37] propose la corrélation suivante :

$$d_{bulle,Thome} = 0,0012 \left[\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right]^{0,9} d_{bulle} \quad (19)$$

Dans le cadre des résultats présentés dans notre thèse, les dimensions étudiées se référeront donc aux écoulements dans les mini-canaux selon la classification de Kandlikar [30].

Concernant notre étude le diamètre hydraulique des mini-canaux est de 800 μm et le nombre de confinement est $C_o = 3.368$, ce qui nous place selon les deux définitions dans la catégorie des mini-canaux.

1.2.3 Régimes d'écoulement

Les trois mécanismes de transfert de chaleur en ébullition sont : l'ébullition nucléée où la chaleur est transférée par le biais de bulles de vapeur de nucléation, les bulles de vapeur se développent puis se détachent de la surface de chauffe, l'ébullition convective où la chaleur est transférée par conduction à travers le liquide qui s'évapore à l'interface liquide-vapeur sans formation de bulles et enfin l'ébullition en film où la chaleur est transférée par conduction et par radiation à travers une fine couche de vapeur couvrant la surface de chauffe et le liquide se vaporise à l'interface liquide-vapeur. L'ébullition nucléée et l'ébullition en film peuvent avoir lieu en ébullition libre comme en ébullition convective. En outre, si la température du liquide est inférieure à sa température de saturation, le processus est appelé ébullition sous-refroidi, par contre si le liquide est maintenu à sa température de saturation le processus est dit en ébullition saturée. En général, l'ébullition nucléée est dominante au forts flux de chaleur et bas titre de vapeur, alors que l'ébullition convective est plus importante aux grands débits massiques et haut titre de vapeur, où l'ébullition nucléée est supprimée.

1.2.3.1 Régimes d'écoulement en ébullition libre

L'ébullition libre est définie comme étant l'ébullition à partir d'une surface solide chaude immergée dans un volume de liquide qui, en dehors de toute convection induite par le processus d'ébullition, est en état statique, les premières études des phénomènes physiques sur les échanges de chaleur entre une paroi et un fluide en ébullition ont été menés par Nukiyama [38] La relation entre le flux de chaleur q et la surchauffe de la paroi ($\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$) est connu comme étant la courbe d'ébullition, qualitativement elle est illustrée pour l'ébullition libre saturée par la figure 5, qui représente aussi la nature des vapeurs formées.

Cette courbe représente l'évolution de la surchauffe de paroi sous l'influence du flux de chaleur, elle est décrite comme suit :

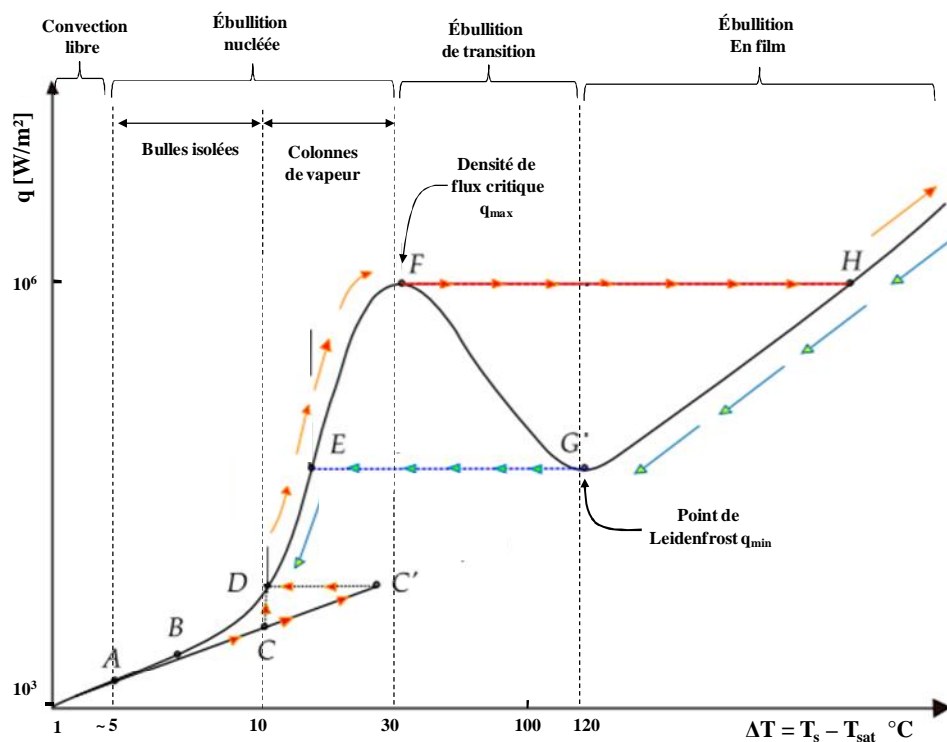


Figure 5. Courbe représentative des mécanismes d'ébullition et de transfert de chaleur en ébullition libre.

Lorsque le flux chaleur est le paramètre de contrôle du point (A) au point (C ou C'), la surface est baignée par le liquide et les échanges thermiques se font par convection naturelle. Le coefficient d'échange thermique associé à la convection naturelle est relativement faible et la densité de flux de chaleur q augmente lentement avec la différence entre la température de paroi et la température de saturation ($T_p - T_{sat}$).

Lorsque la surchauffe devient suffisamment importante point (C/C'), il y a apparition de petites bulles de vapeur en des points précis de la surface, appelés sites de nucléation (naissance des premières bulles de vapeur).

Cette étape est communément appelée en anglais Onset of Nucleate Boiling (ONB). Les bulles montent dans le liquide sous forme de chapelets. C'est le régime d'ébullition nucléée à bulles isolées (C/C'-E), deux situations différentes peuvent avoir lieu :

- 1- Si la température en paroi est maintenue constante alors l'apparition des bulles de vapeur conduit à une augmentation du flux de chaleur qui ne change pas la température de paroi, le système passe du point (C) au point (D) sur une branche verticale.
- 2- Si le flux de chaleur en paroi est maintenu constant alors l'apparition des bulles de vapeur conduit à une diminution des températures de paroi, qui ne change pas le flux de chaleur, le système passe du point (C') au point (D) sur une branche horizontale.

Une fois que l'ébullition est déclenchée, une augmentation de la surchauffe de paroi ou du flux imposé active des sites de plus en plus nombreux et des bulles sont produites avec des fréquences de plus en plus élevées. La quantité de vapeur formée augmente avec l'augmentation du paramètre de contrôle. Les bulles coalescent, formant des poches et des colonnes de gaz qui montent dans le liquide au repos (E-F). Au point (F), le volume de vapeur produit est tel que le liquide ne peut plus atteindre assez rapidement la surface chauffante pour la refroidir. Cette surface est partiellement recouverte de poches de vapeur qui piègent du liquide. Celui-ci s'évapore, ce qui conduit à un assèchement local de cette surface, deux situations différentes peuvent avoir lieu :

- 1- Si la température est maintenue constante : les portions sèches de la surface recouverte de vapeur vont transférer moins de chaleur que les portions mouillées par le liquide. On assiste donc à une diminution du flux thermique transféré au liquide du point (F) au point (G),
- 2- Si le flux thermique est au-delà de la valeur imposée au point (F), une très forte augmentation de la température de la surface chauffée peut avoir lieu et, dans certains cas, peut endommager rapidement le dispositif. On passe ainsi du point F au point H sur une branche horizontale. La valeur maximale du flux thermique (F) qui est appelée flux critique maximal (en anglais Critical Heat Flux noté CHF) correspond à la crise d'ébullition, cette valeur doit être évitée dans le cas d'utilisation de métaux à haut points de fusion afin d'éviter la caléfaction de la paroi. Zuber [39] a proposé l'expression suivante pour estimer la valeur du flux critique, en ébullition libre saturée :

$$q_{max} = 0,131h_{fg}\rho_v^{0,5}[\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{0,25} \quad (20)$$

q_{max} étant la densité de flux critique maximale en W/m², h_{fg} est la chaleur latente de vaporisation en J/kg.

Au-delà du point G, le film de vapeur est stable. C'est le régime d'ébullition en film, pendant lequel le flux thermique augmente de manière monotone avec la température. Le transport conductif et convectif est accru avec la surchauffe. Le transport radiatif à travers la couche de vapeur peut également devenir important aux hautes températures.

Notons qu'en régime d'ébullition nucléée saturée entre les points (D et F), on peut distinguer trois contributions principales à l'échange de chaleur entre la paroi et le fluide :

- ✓ l'échange thermique par convection entre les sites de nucléation et l'échange thermique dû à la convection induite par l'ascension des bulles (agitation dans le liquide environnant qui facilite le transport par convection au voisinage de la surface).
- ✓ la vaporisation de la microcouche du liquide au pied de la bulle.
- ✓ l'échange par conduction instationnaire lors du remouillage de la paroi par du liquide plus froid après le départ de la bulle.
- ✓ Lorsque le paramètre de contrôle est le flux de chaleur, la courbe d'ébullition présente une hystérésis en fonction de la chauffe ou du refroidissement de la plaque. Lors de la chauffe, l'évolution de la courbe d'ébullition passe par la succession de points (A → C → D → E → F → H.). Lors du refroidissement, écoulement déjà dans le régime d'ébullition en film, l'évolution de la courbe d'ébullition passe par la succession (H → G → E → D → B → A).
- ✓ Dans les deux cas cités, il est possible d'observer que le régime d'ébullition de transition n'existe pas si le paramètre de contrôle est le flux de chaleur.
- ✓ De nombreux paramètres peuvent modifier l'évolution de la nature de cette courbe d'ébullition (sous-saturation, pression, état de surface, mouillabilité du fluide avec la paroi, propriétés thermophysiques du fluide) mais ceci dépasse largement le contexte de notre étude. Des études plus approfondies peuvent être retrouvées dans Collier et Thome [39] ou Carey [40].

1.2.3.2 Régimes d'écoulement en ébullition convective forcée

En ébullition libre, les transferts thermiques sont principalement sous la dépendance de la différence de températures entre la paroi et le fluide, des propriétés du fluide et de la paroi. Par contre l'ébullition convective forcée est plus compliquée, en raison du couplage de l'hydrodynamique et du processus de transfert de chaleur en ébullition. Une séquence d'écoulement diphasique et de transfert de chaleur en ébullition a lieu le long des canaux chauffés au cours de l'ébullition et ce suite à l'augmentation du titre de vapeur. Les vitesses de chaque phase et la répartition des phases jouent également un grand rôle. C'est pourquoi, pour déterminer les transferts thermiques et les coefficients d'échange, il faudra prendre en compte ces grandeurs caractérisées par les débits et le titre. Dans un tube vertical à flux imposé, dans lequel le fluide pénètre à la base du tube à l'état de liquide sous-refroidi ($T_{fluide} < T_{sat}$), il sort à l'état de vapeur surchauffée si le tube est suffisamment long. Les coefficients d'échange ainsi

que les températures de la paroi et du fluide varient tout au long du tube en fonction des configurations d'écoulement et des conditions imposées voir figure 6. Un liquide sous-saturé ou sous-refroidi, qui circule dans un tube chauffé, reste à l'état monophasique tant que la température de la paroi est inférieure à la température de saturation du fluide pour la pression locale. Dans ces conditions de convection monophasique, les coefficients d'échange sont calculés à partir des lois usuelles selon le régime d'écoulement. Au fur et à mesure que le liquide s'écoule dans le tube, les températures du fluide et de la paroi augmentent figure 6. Lorsque la température de la paroi est égale à la température de saturation locale, l'ébullition ne peut pas apparaître sur la paroi car elle est insuffisante pour l'activation des sites de nucléation. Lorsque les premières bulles apparaissent, ceci correspond au début de l'ébullition convective sous-saturée (ONB). Elle se poursuit jusqu'à ce que la température du liquide soit égale à la température de saturation. Les bulles créées ne peuvent croître car, dès qu'elles grossissent, elles se condensent à partir de leur dôme au contact avec le liquide sous-refroidi. Une fine couche de bulles tapisse la paroi du tube, leur nombre et leur taille augmentent dans le sens de l'écoulement avec la diminution du sous-refroidissement. Le fluide continue à s'échauffer et, comme le nombre de sites actifs croît, la contribution de l'ébullition augmente au détriment de la contribution de la convection monophasique c'est le domaine d'ébullition sous-saturée partielle. À partir de là, la contribution de la convection devient négligeable, c'est l'ébullition sous-saturée pleinement développée. La température de la paroi reste sensiblement constante. Lorsque les bulles se détachent de la paroi, c'est la génération nette de vapeur (GNV), qui correspond au début d'une augmentation significative du taux de vide moyen dans le tube. Les effets convectifs deviennent significatifs à partir de ce point. Dans ces conditions, la vapeur est à la température de saturation alors que le liquide est à une température plus faible, ce qui donne une condition de non-équilibre thermodynamique. L'état du liquide sous-refroidi peut être caractérisé par un titre à l'équilibre basé sur l'enthalpie du liquide par rapport à sa valeur à l'état saturé à la même pression, les conditions d'équilibre thermodynamique sont atteintes lorsque le titre de vapeur devient positif.

Les différentes configurations pour un écoulement liquide-vapeur ascendant dans un canal vertical chauffé uniformément sont représentées sur la figure 6. On considère que le liquide pénètre à la base du canal à l'état de liquide sous-refroidi. Dès que la surchauffe à la paroi est suffisante pour initier la nucléation, c'est le début de l'ébullition nucléée. Les configurations alors observables évoluent avec le titre de la vapeur et sont les suivantes :

- ✓ **Écoulement à bulles** : lorsque les premières bulles apparaissent à la paroi, la température au cœur de l'écoulement est inférieure à la température de saturation du fait du profil radial de température, il s'ensuit alors une condensation des bulles émises à la paroi dans le cœur de l'écoulement il s'agit de l'ébullition locale ou régime d'ébullition nucléée sous-refroidie. Lorsque la température au centre

de l'écoulement est égale à la température de saturation à ce moment-là débute l'ébullition nucléée saturée. Dans cette zone, les bulles sont approximativement de taille uniforme.

- ✓ **Écoulement à poches et bouchons** : avec l'augmentation du titre de vapeur, les bulles coalescent et forment de grosses poches de vapeur au centre de l'écoulement séparées par des bouchons de liquide. Le changement de phase prend naissance non seulement à la paroi, mais également aux interfaces liquide-vapeur présentes au sein de l'écoulement.
- ✓ **Écoulement annulaire** : au fur et à mesure que les poches de vapeur grossissent, il y a de moins en moins de liquide entre la paroi et les interfaces entraînant une réduction de la résistance thermique du film liquide et de la température de la paroi. Lorsque cette température de la paroi devient insuffisante pour maintenir l'ébullition nucléée en paroi, il ne subsiste qu'un écoulement annulaire de liquide avec une évaporation interfaciale qui amoindrit de plus en plus l'épaisseur du film liquide jusqu'à ce que la paroi ne soit plus mouillée par le liquide, sur cette zone, en raison d'une vitesse de la vapeur bien supérieure à celle du liquide, l'interface est ondulée et il y a arrachement de gouttelettes de liquide qui se retrouvent entraînées au cœur de l'écoulement.
- ✓ **Écoulement vapeur avec gouttelettes (brouillard ou écoulement dispersé)** : en l'absence de liquide à la paroi, le changement de phase se poursuit par évaporation des gouttelettes jusqu'à ce qu'il ne subsiste qu'un écoulement monophasique de vapeur. Dans cette zone, dite déficiente en liquide, la température de la paroi augmente brusquement car la résistance thermique paroi-vapeur est élevée. Le flux critique peut être atteint et il peut entraîner une crise d'ébullition avec destruction de la paroi aux forts flux.

Ces différentes configurations, qui évoluent avec le titre de vapeur, dépendent aussi du flux imposé comme il est représenté sur la figure 7. Cette figure donne les configurations d'écoulement, analogues à celles de la figure 6, dans le cas de conduite soumise à des flux croissants par incréments identiques. Le liquide entre au bas de la conduite à débit constant et à une température inférieure à la température de saturation. Lorsque la densité de flux thermique augmente, la vapeur apparaît de plus en plus près de l'entrée de la section chauffante. On désigne par zone d'ébullition locale la région de la conduite où les bulles se forment à la paroi et se recondensent au centre du canal, là où le liquide n'a pas encore atteint la température de saturation. La vapeur est produite par deux mécanismes qui sont la nucléation à la paroi et la vaporisation directe sur les interfaces liquide-vapeur situées au sein de l'écoulement. Ce dernier mécanisme devient de plus en plus important lorsqu'on s'élève dans le canal, il y a de moins en moins de liquide entre la paroi et les interfaces, qui restent à la température de saturation figure 8. En conséquence, la résistance thermique diminue et la

température de la paroi décroît, ce qui provoque finalement l'arrêt de la nucléation à la paroi. En régime annulaire (film liquide à la paroi et cœur de vapeur contenant des gouttelettes), le débit du film liquide diminue par évaporation et entraînement des gouttelettes, bien que certaines de ces gouttelettes puissent se redéposer. L'assèchement de la paroi entraîne une augmentation de sa température qui peut éventuellement dépasser la température de fusion du métal. Ce phénomène est appelé crise d'ébullition ou encore caléfaction, communément nommée (boiling crisis, burnout, dryout, critical heat flux(CHF)), il sera défini ultérieurement.

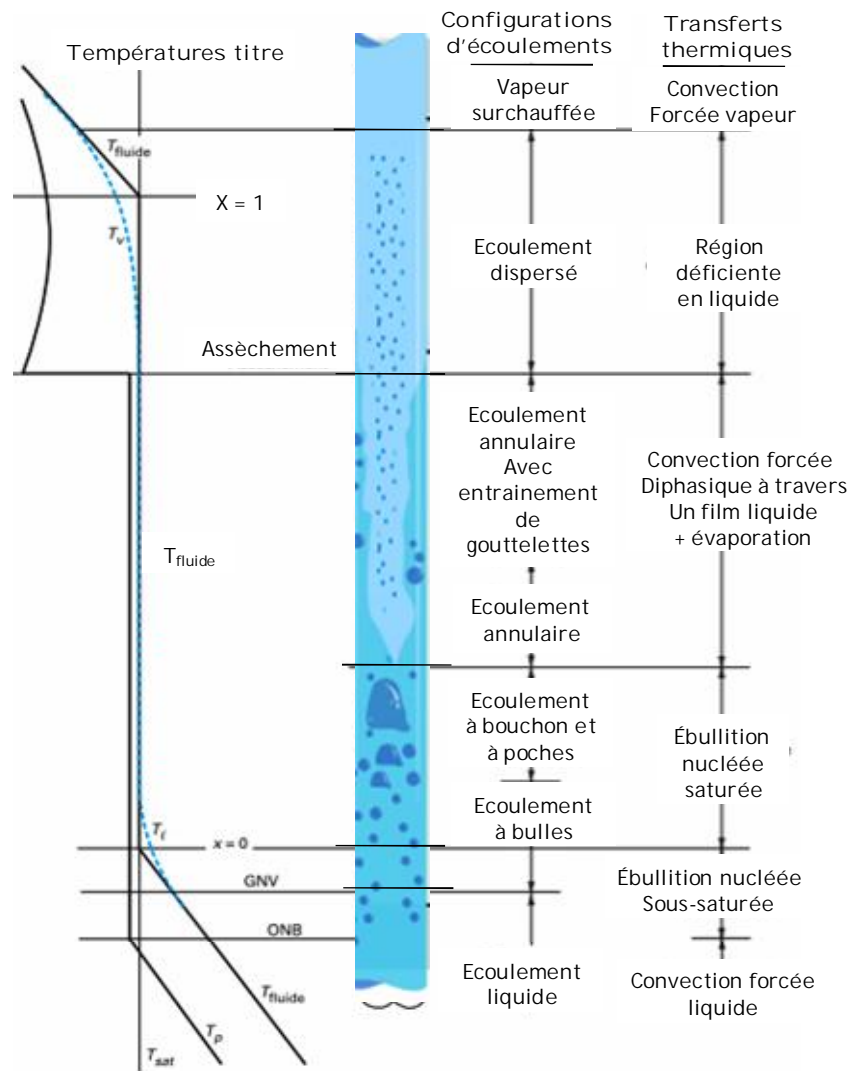


Figure 6. Configurations d'écoulement et évolution des températures dans un tube évaporateur vertical, d'après Collier [42]

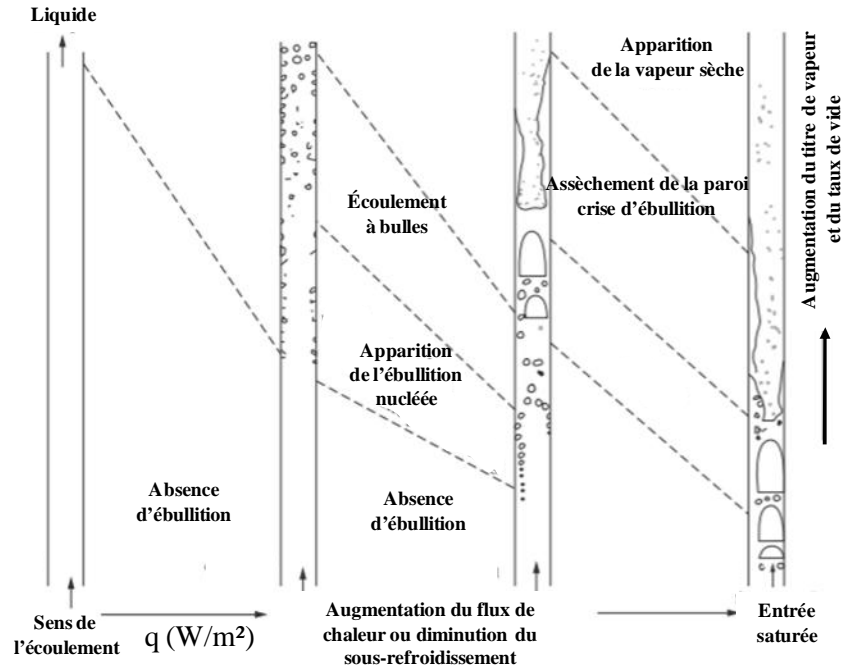


Figure 7. Influence de la densité de flux sur les régimes d'écoulement dans un tube évaporateur vertical, d'après Hewitt et Roberts [23].

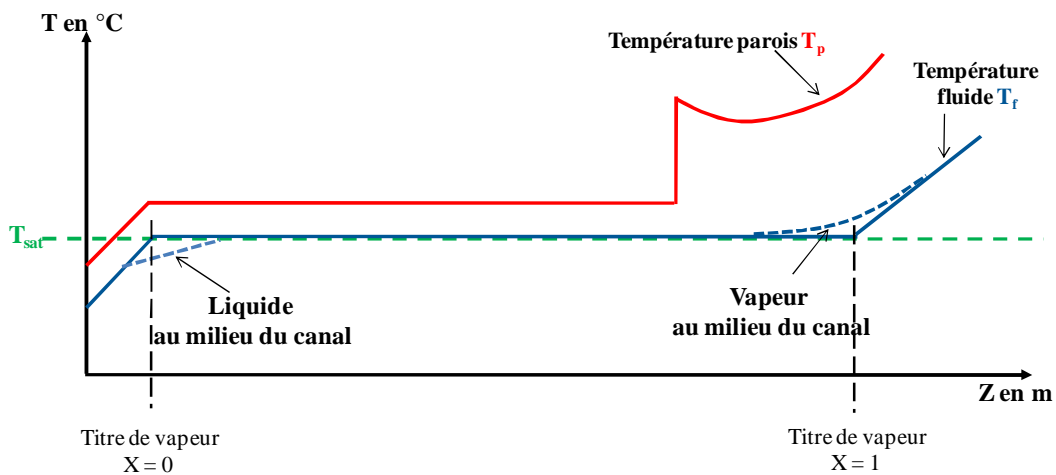


Figure 8. Évolution des températures de paroi, de fluide et du titre de vapeur le long du canal.

1.2.2.2 Cartes d'écoulement

Pour déterminer les échanges thermiques au cours de l'ébullition, il est nécessaire de connaître le domaine d'existence des différents régimes d'écoulement et régimes thermiques. Cependant aucune méthode satisfaisante n'a encore été développée pour prédire un modèle d'écoulement parfait concernant des conditions spécifiques d'écoulement. Une des méthodes simple pour connaître ces régimes est l'utilisation de cartes sur lesquelles sont représentées les configurations d'écoulement en traçant les lignes de démarcation de transition sur un graphe à

deux dimensions. La difficulté d'identifier les régimes d'écoulement et de leurs transitions provient principalement de l'absence d'accord dans la description et la classification des modèles d'écoulement et de la subjectivité de l'observateur. Une des premières cartes a été établie par Hewitt et Roberts [43] pour un tube vertical figure 9. Les coordonnées utilisées sont les flux de quantité de mouvement, basés sur la vitesse superficielle du liquide et de la vapeur, tels que :

$$\rho_l j_l^2 = \frac{[G(1-x)]^2}{\rho_l} \quad (21)$$

$$\rho_v j_v^2 = \frac{[Gx]^2}{\rho_v} \quad (22)$$

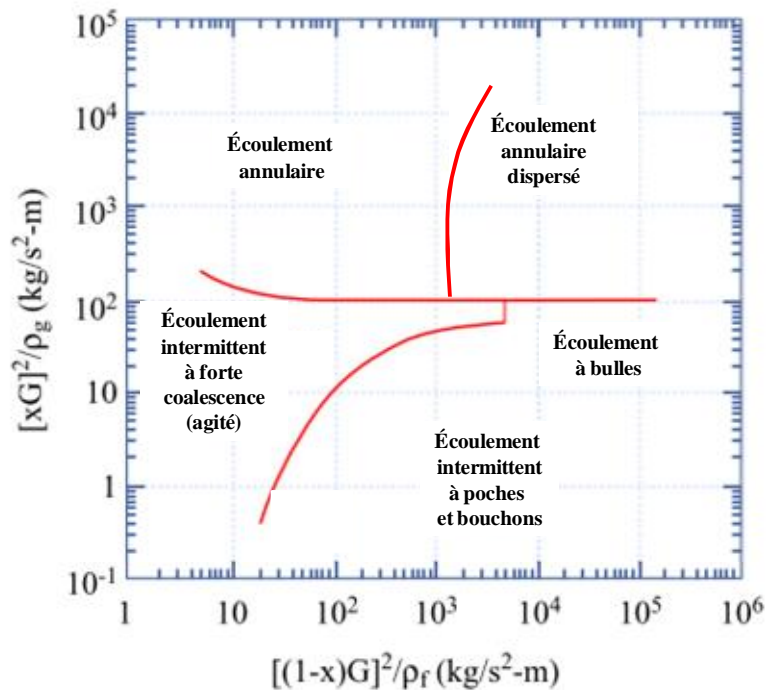


Figure 9. Carte de régimes d'écoulement de Hewitt et Roberts pour un écoulement diphasique ascendant.

On peut distinguer cinq régimes d'écoulement: à bulles, à poches et bouchons, agité, annulaire dispersé et annulaire. Il existe d'autres cartes pour les écoulements adiabatiques en tubes verticaux telles celles développées par Taitel *et al.* [44]. Elles ne peuvent être utilisées pour l'ébullition intratubulaire que pour des faibles densités de flux thermique. Elles donnent des résultats acceptables pour des titres relativement faibles et tant que la paroi n'est pas asséchée. Dans le cas d'un canal horizontal, les régimes d'écoulement sont modifiés du fait des forces de gravité qui entraînent la disparition de la symétrie rencontrée en tube vertical. La plupart des cartes d'écoulement telles celles de Baker [45], Mandhane [46], Hashizume

[47] et Klimenko [48] ont été établies pour des écoulements adiabatiques. La carte proposée par Taitel et Dukler [49], valable en écoulement adiabatique pour des tubes horizontaux, est la plus utilisée.

1.2.4 Écoulement et transfert de chaleur dans les mini et micro-canaux

L'objectif initial des études sur les transferts de chaleur en écoulement diphasique dans les micro et mini-canaux est la compréhension des mécanismes contrôlant le processus d'évaporation convective, l'ébullition convective est compliquée par le fait que, simultanément au changement de configurations d'écoulement, différents mécanismes de vaporisation peuvent être rencontrés à différentes positions le long du canal, figure. 6. Dans les canaux de petit diamètre l'ébullition de fluides frigorigènes peut être dominée par l'ébullition nucléée, l'ébullition convective ou bien les deux mécanismes coexistent. Les premiers résultats de Lazarek et Black [50] ont montré que les valeurs des coefficients de transfert de chaleur ne sont pas affectées par la qualité de la vapeur, mais sont une fonction du flux de chaleur, ce qui les amenait à conclure que l'ébullition nucléée est le mécanisme de transfert de chaleur dominant comme en ébullition convective en macro-échelle. Se basant sur des valeurs obtenues pour l'écoulement du R-113 dans une conduite circulaire d'un diamètre interne de 3,1 mm et en utilisant la méthode des moindres carrés la meilleure corrélation trouvée pour le nombre de Nusselt est :

$$Nu = 30Re^{0,857}Bo^{0,714} \quad (23)$$

Pendant que certain auteurs ont confirmé ce comportement, de nouvelles tendances ont surgi selon le nombre important d'expérimentation dans le domaine. De nombreuses études montrent des courbes décroissantes dans le plan $h-x$ (avec h le coefficient de transfert de chaleur par convection et x le titre de la vapeur thermodynamique) plutôt que des courbes constantes, certaines tendances concernant la variation de h en fonction de x donnent lieu à un scénario plutôt controversé par rapport à la macro-échelle selon Agostini et Thome [51].

Afin de pouvoir modéliser les transferts de chaleurs en écoulement, les corrélations exactes du coefficient de transfert de chaleur sont nécessaires pour concevoir correctement les échangeurs de chaleur, le coefficient de transfert de chaleur en ébullition est défini comme:

$$h = \frac{q}{T_p - T_f} \quad (24)$$

Où h est le coefficient de transfert de chaleur par convection en $W/m^2 K$, q est le flux de chaleur à travers la paroi solide, T_p est la température de la paroi, et T_f est la température du fluide, en ébullition saturée cette température est égale à T_{sat} , la température de saturation à la pression correspondante P .

La première approche, pour la détermination du coefficient d'échange de chaleur, formulée par Forster et Zuber [52] puis par Rohsenow [53] a été de faire l'analogie entre les échanges de chaleur en convection forcée d'un fluide et ceux associés à l'ébullition nucléée en vase. Dans ce cas, les auteurs ont supposé que les transferts de chaleur suivaient une loi du type :

$$Nu_{bulle} = \frac{hL_{bulle}}{\lambda_{liquide}} = ARe^{1-r}Pr^{1-s} \quad (25)$$

L_{bulle} et la longueur caractéristique de la bulle, $\lambda_{liquide}$ la conductivité thermique du liquide, A , r et s des constantes et Re le nombre de Reynolds défini suivant cette expression :

$$Re = \frac{\rho_v U_{bulle} L_{bulle}}{\mu_l} \quad (26)$$

Où U_{bulle} est la vitesse caractéristique de la bulle, μ_l viscosité dynamique du liquide.

Tran *et al* [54] ont observé qu'une surchauffe de parois de 2,75 °C en dessus de leurs données de transfert de chaleur exprime un comportement typique de la variation de h par rapport q , ceci étant attribué au mécanisme de l'ébullition nucléée en macro-échelle. Les auteurs ont donc modifié la corrélation de Lazarek et Black, en remplaçant le nombre de Reynolds par le nombre de Weber, $We_l = G^2 D / (\rho \sigma_l)$, donc l'effet de la tension surfacique l'emporte sur les effets visqueux. Le rapport des densités de liquide et vapeur a été rajouté pour prendre en compte les variations des propriétés du fluide, de sorte que la corrélation s'écrit :

$$h = (8,4 \cdot 10^5) Bo^{0,6} We_l^{0,3} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{-0,4} \quad (27)$$

Le facteur $(8,4 \times 10^5)$ de l'équation (27) est un nombre dimensionnel, portant l'unité [W/m².K]. Dans l'équation (27) le coefficient de transfert de chaleur ne dépend pas de la vitesse de masse.

Stefan, S. *et al*. [55] en se basant sur la corrélation de Chen[56], proposent une corrélation du coefficient de transfert de chaleur en ébullition comme étant la somme pondérée du coefficient de transfert de chaleur de l'ébullition nucléée et du coefficient de transfert de chaleur de l'ébullition convective tel que :

$$h_b = h_{nb} S + h_{cv,diph} F \quad (28)$$

où S est un facteur de suppression appliquée au terme du transfert de chaleur en ébullition nucléée pour tenir compte de l'assèchement lorsque le titre de vapeur augmente et F est un facteur multiplicateur du coefficient de transfert de chaleur en ébullition convective qui tient compte de l'amélioration du transfert de chaleur en convection renforcée et ce en raison des vitesses de flux plus élevées et de l'augmentation du titre de vapeur.

Stefan, S. *et al* estiment que la corrélation de Cooper [57] développée pour l'ébullition en vase est un choix approprié pour le calcul de h_{nb} étant donné qu'il a été montré qu'elle fourni

de bonnes prédictions du coefficient de transfert de chaleur expérimental dans des micro-canaux [58]. Cette corrélation est donné par :

$$h_{nb} = 55Pr^{0,12-0,2\log R_p} (\log Pr)^{-0,5} M^{0,5} q^{0,67} \quad (29)$$

Où M est la masse moléculaire du fluide en kg/kmole, et R_p représente la rugosité de la surface en μm , elle sera prise égale à 1 μm dans le cas ou la rugosité de la surface est inconnue. Le coefficient de transfert de chaleur en ébullition convective h_{cv} est calculé par la formule suivante :

$$h_{cv,diph} = h_{cv,l}(1 - x) + h_{cv,v}x \quad (30)$$

La corrélation de Hausen [57] pour un écoulement laminaire établie est utilisée pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur en ébullition convective pour les liquides et la vapeur en raison des nombres de Reynolds habituellement rencontrés dans des micro-canaux. Cette corrélation, pour un écoulement liquide, est donnée par :

$$h_{cv,l} = \left(3,66 + \frac{0,0668 Re.Pr \cdot \frac{D_h}{L}^{\frac{1}{2}}}{1 + 0,04 \left[Re.Pr \cdot \frac{D_h}{L} \right]^{\frac{1}{3}}} \right) \frac{\lambda_l}{D_h} \quad (31)$$

Dans le cas de la vapeur pure l'équation (31) ne diffère que par le nombre de Reynolds, le nombre de Reynolds pour un liquide saturé et pour une vapeur pure sont donnés respectivement par :

$$Re_l = \frac{GD_h}{\mu_l} \quad (32)$$

$$Re_v = \frac{GD_h}{\mu_v} \quad (33)$$

Kandlikar et Balasubramanian [59] ont étendu la corrélation proposée par Kandlikar aux conduites conventionnelles, où le coefficient de transfert de chaleur local diphasique a été déterminé selon la valeur du mécanisme dominant entre l'ébullition nucléée et l'ébullition convective:

$$h = \max \begin{cases} h_{nb} \\ h_{cv} \end{cases} \quad (34)$$

Les corrélations originales pour les deux coefficients de l'équation(28) ont été développées pour tous les liquides pour un nombre de Reynolds Re_l inférieur à 3000, et sont fonction de plusieurs paramètres comme suit :

$$\frac{h_{nb}}{h_l} \text{ et } \frac{h_{cv}}{h_l} = f \left[\left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,8}, \frac{q}{G h_{lv}}, \frac{G^2}{\rho_l^2 g D}, x \right] \quad (35)$$

Pour un nombre de Reynolds liquide $Re_l > 3000$, Kandlikar a suggéré d'utiliser les corrélations pour les écoulements monophasiques de transition de Gnielinski et turbulent de Petukhov et Popov, en se basant sur le nombre de Reynolds liquide. Cependant, pour les conduites de petit diamètre les auteurs affirment que la valeur du nombre de Reynolds était généralement inférieure à 3000, ce qui rend les corrélations en écoulement monophasique susmentionnées incohérentes. En outre, la réduction de l'effet de la gravité dans les micro-canaux justifie la suppression du nombre de Froude de l'équation(29). En vue de ces considérations, Kandlikar et Balasubramanian [59] ont proposé les corrélations modifiées suivantes pour le calcul de h_{nb} et h_{cv} :

$$\frac{h_{nb}}{h_l} = 0,6683Co^{-0,2}(1-x)^{0,8} + 1058,0Bo^{0,7}(1-x)^{0,8}F_{sf} \quad (36)$$

$$\frac{h_{cv}}{h_l} = 1,136Co^{-0,9}(1-x)^{0,8} + 667,2Bo^{0,7}(1-x)^{0,8}F_{sf} \quad (37)$$

F_{sf} étant une constante qui tient compte de la combinaison surface matériau-fluide, et Co le nombre de convection défini comme suit :

$$Co = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,8} \quad (38)$$

Thome et al [60, 61] ont proposé le premier modèle théorique de transfert de chaleur pour décrire l'ébullition dans des micro-canaux avec un modèle d'ébullition convective à trois zones, le model décrit la variation transitoire du coefficient de transfert de chaleur local au cours du passage séquentiel et cyclique de l'écoulement à bouchon de liquide, ébullition à bulle allongée avec un mince film de liquide emprisonné entre elle et la paroi du canal et enfin écoulement à poche de vapeur, lorsque l'assèchement du film liquide a eu lieu. La figure 10 représente une vue schématique du modèle de transfert de chaleur à trois zones. Le nouveau modèle illustre la forte dépendance du transfert de chaleur sur la fréquence des bulles, la longueur des bulles et des bouchons de liquide et l'épaisseur du film liquide piégé entre la paroi chauffée et la bulle, ce modèle est applicable uniquement au régime d'écoulement diphasique.

L'écoulement étant supposé homogène, le liquide et la vapeur s'écoulent à la même vitesse dont l'expression s'écrit :

$$u = G \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) \quad 9)$$

Avec G la vitesse massique totale et x le titre de vapeur.

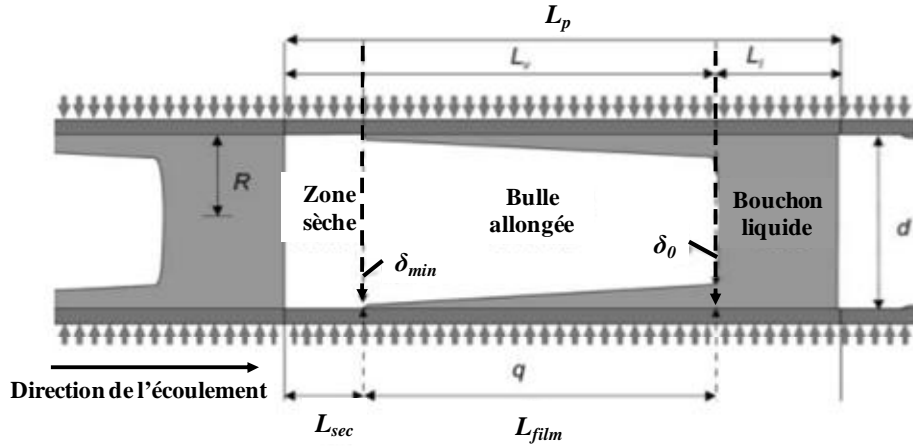


Figure 10. Schéma des trois zones d'ébullition du model de Thome.

Les temps de passage de la vapeur, en tant que bulle allongée dans la zone sèche et du bouchon de liquide, sont respectivement Δt_v et Δt_l , ils ont été calculés à partir de la définition du titre de vapeur et sont donnés par :

$$\Delta t_v = \frac{Gx}{\rho_v V} \Delta t = \frac{\Delta t}{1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{1-x}{x}} \quad (40)$$

$$\Delta t_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l V} \Delta t = \frac{\Delta t}{1 + \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{x}{1-x}} \quad (41)$$

Avec Δt la période de passage à travers la structure à trois zones, et après avoir négligé la masse liquide au sein du film. Le comportement local du film a été modélisé comme étant l'ébullition d'une couche de liquide stagnante, et ce à partir d'un bilan énergétique le long d'une position axiale donnée voir le développement effectué par Consolini [62]. La figure 11 compare les prédictions du coefficient de transfert de chaleur pour les écoulements en ébullition pour des conditions opératoires déterminées. Comme le montre bien cette figure, les prédictions diffèrent en tendance et, parfois même en ordre de magnitude. Les zones d'ébullition convective et d'ébullition nucléées sont clairement visibles dans la corrélation de Zhang et al. [63]. Alors que le modèle à trois zones donne des coefficients décroissant en fonction du titre vapeur. Les corrélations. Lazarek et Black [50] et Tran et al. [54], ne présentent aucune dépendance du coefficient de transfert de chaleur en fonction du titre de vapeur, par contre la méthode de Kandlikar et Balasubramanian [59] donne des valeurs plus basses que celles prévues.

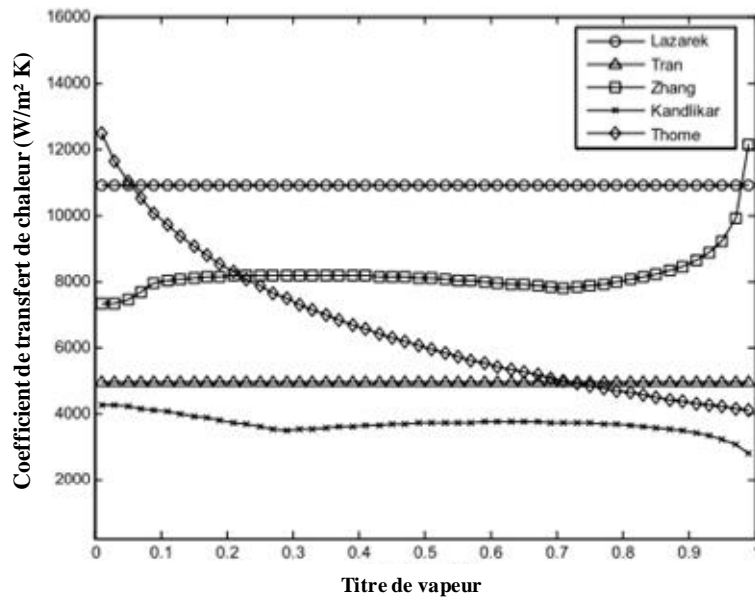


Figure 11. Coefficients de transfert de chaleur corrélés en écoulement diphasique. Valeurs pour le R134a à 7 bars avec $q = 50 \text{ kW/m}^2$, $G = 500 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, dans une circulaire de diamètre $D = 0,5 \text{ mm}$ [62].

Il est clair d'après la revue bibliographique précédente que la compréhension du phénomène de transfert de chaleur en écoulement diphasique dans des micro-canaux est encore loin d'être bien établie. La grande variété des tendances des résultats expérimentaux des coefficients de transfert de chaleur n'a pas de fondement théorique solide ni d'explication physique. Des interrogations cruciales restent soulever, telles que l'importance de l'ébullition nucléée par rapport à l'ébullition convective. Parfois les résultats pour des conditions d'écoulement similaires de certains groupes de recherche diffèrent sensiblement en tendance et en ordre de grandeur et ce selon l'analyse récente de Ribatski *et al.* [64].

1.2.5 Pertes de pression en écoulement diphasique

Le présage des pertes de pression pour un écoulement en ébullition est une donnée primordiale pour le dimensionnement des échangeurs de chaleur et en particulier pour la détermination de la puissance de pompage. Un modèle homogène pour le calcul des pertes de pression est donc le concept le plus commode, parce que l'analyse de l'écoulement diphasique sera plus facile considérant l'hypothèse que la vitesse de glissement entre le gaz et le liquide nulle. Un fluide idéal obéit aux équations habituelles d'un fluide monophasique qui est caractérisé par des propriétés moyennement acceptable. La perte de charge totale d'un fluide est due à la variation de l'énergie cinétique et potentielle en plus des forces de frottement. Cette perte de pression totale est la somme de trois termes :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{totale} = \left(\frac{dP}{dz}\right)_{gravité} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{accel} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{frott} \quad (42)$$

1. la perte de pression due aux frottements pariétaux et interfaciaux entre le fluide et la paroi du canal $\left(\frac{dP}{dz}\right)_{frott}$
2. la perte de pression produite par les forces de gravité s'exerçant sur le fluide (dépendant de l'orientation pour un canal d'assez grand diamètre), dans le cas d'une conduite horizontale $\left(\frac{dP}{dz}\right)_{gravité} = 0$.
3. la perte de pression causée par l'accélération (ou la décélération) de l'écoulement lors du changement de phase $\left(\frac{dP}{dz}\right)_{accel}$.

En général, l'expression de la perte de pression totale pour un écoulement diphasique peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(tot)} = \left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(frott)} + [(1 - \alpha)\rho_l + \alpha\rho_v]\sin\theta + \frac{d}{dz} \left[\frac{G^2 x^2}{\sigma\rho_v} + \frac{G^2(1-x)^2}{(1-\alpha)\rho_l} \right] \quad (43)$$

La détermination du terme des pertes de pression dues aux frottements pariétaux dans l'équation (43) est relativement difficile. En effet, pour de nombreuses configurations d'écoulements diphasiques, il ne peut être obtenu que de manière empirique. Les deux autres termes peuvent être obtenus par la détermination de l'évolution du taux de vide α et du titre thermodynamique de vapeur x . On peut relier ces deux expressions grâce à la relation :

$$\alpha = \frac{A_v}{A} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \frac{u_v \rho_v}{u_l \rho_l}} \quad (44)$$

La connaissance du taux de vide et du titre permet de retrouver la valeur des vitesses liquide et vapeur comme le montrent les équations (7) et (8). Pour les cas des écoulements dans des conduites horizontales, le terme dû à la pression hydrostatique, second terme à droite de l'équation (43), est nul.

D'une manière générale pour la détermination des pertes de pression en écoulement diphasique on a recours à des corrélations parmi lesquelles les corrélations de Lockhart et Martinelli [65], Chisholm [66], et Friedel [67] qui sont largement utilisés pour déterminer les pertes de pression dans les conduites conventionnelles, au moins pour de faibles nombre de Reynolds. Ces corrélations sont aussi parfois modifiées pour tenir compte de la géométrie ou des conditions d'écoulement spécifiques à étudier. Bien que ces corrélations aient montré des écarts considérables par rapport aux données concernant les écoulements diphasiques en minicanaux, ils continuent à être la base pour la plupart des récentes corrélations.

Comme pour l'établissement des cartes de régime d'écoulement, la plupart des travaux sur les conduites de petit diamètre ont été effectués pour les écoulements adiabatiques de mélanges air-eau. Certains chercheurs, Ungar et Cornwell [68], Kureta *et al.* [69], Triplett *et al.* [70], ont montré que le modèle d'écoulement homogène prédit convenablement la perte de pression

lors de l'écoulement adiabatique et de l'écoulement en ébullition dans des canaux de diamètre hydraulique compris entre 1 et 6 mm.

D'autres chercheurs, Yang et Webb [71] ont utilisé le concept de vitesse masse équivalente de Akers *et al.* [72] et ce pour les écoulements adiabatiques diphasiques pour le réfrigérant R-12 dans des tubes rectangulaires lisses et à micro-picot de diamètres hydrauliques équivalents respectifs 2,64 et 1,56 mm. Le coefficient de frottement équivalent est basé sur l'écoulement de liquide monophasique qui donne la même perte de charge ΔP qu'un écoulement diphasique. Yan et Lin [73] ont utilisé le même concept pour corrélérer ΔP pour le R-134a dans un tube circulaire de 2 mm. Les deux études précédentes donnent des résultats sensiblement différents. Les facteurs de frottement en écoulement monophasique de Yan et Lin sont extrêmement élevés, différences qu'ils attribuaient à l'influence de la longueur d'entrée et de la rugosité du tube, en effet, les effets d'entrée des tubes peuvent avoir un effet important sur les mesures si la longueur d'établissement n'est pas prise en compte. Ces effets sont d'habitude négligeables dans les tubes de grand diamètre, mais peuvent se montrer très importants dans les petits tubes.

Des exemples de modifications des corrélations classiques, on peut citer le travail de Mishima et Hibiki [74] concernant l'écoulement air-eau dans une conduite de diamètre compris entre 1 et 4 mm, ils ont développé l'expression calculant le paramètre de Chisholm dans la corrélation de Lockhart-Martinelli [65] :

$$C = 21(\exp(-0,319D_h)) \quad (45)$$

Wang *et al.* [75] ont développé pour un régime d'écoulement spécifique des valeurs du paramètre C défini ci-dessus et ce en se basant sur la mesure du ΔP lors de l'écoulement adiabatique de réfrigérants R-22, R-134a, et R-407C dans un tube de 6,5 mm. En conduisant des tests sur l'air-eau et le R410A dans des tubes de diamètre $D < 10$ mm, Chen *et al.* [76] ont modifié l'expression de la perte de pression pour le modèle d'écoulement homogène en incluant le nombre de Bond (Bo) et le nombre de Weber (We) pour tenir compte des effets de la tension superficielle et du débit massique.

Tran *et al.* [77] ont attribué les grandes valeurs du ΔP dans les tubes de faible diamètre au fait que les bulles coalescées sont confinées, allongées, et glissent sur un mince film de liquide, alors que dans le cas de tubes de grand diamètre, les bulles peuvent croître et circuler librement à travers le tube.

Par conséquent, pour l'ébullition des fluides frigorigènes dans des conduites circulaires de diamètres 2,46 et 2,92 mm et rectangulaires de dimension (4,06 × 1,7 mm), ils ont proposé une version modifiée de la corrélation de Chisholm [64] qui prend en considération le rôle de la tension superficielle et du nombre de confinement mis en place par Cornwell et Kew [78].

L'ensemble des corrélations citées précédemment montre que la perte de pression causée par la friction lors de l'écoulement diphasique est plus forte que lors de l'écoulement monophasique liquide. Ceci est dû au fait que la vitesse moyenne qui est au carré dans le terme de perte de pression, devient plus importante en écoulement diphasique et conduit à une augmentation de ce terme. Il est à noter aussi que la perte de pression augmente puis diminue généralement aux titres plus importants. Ceci s'explique par le fait qu'aux fortes valeurs de titre, le film liquide en paroi peut totalement disparaître et conduire à une suppression des contraintes interfaciales qui amènent à une réduction du frottement en paroi. Ainsi, lorsque la pression de saturation est augmentée, ces corrélations prédisent une réduction de la perte de pression et elles prévoient une augmentation de ce terme lorsque le débit massique est augmenté ou que le diamètre hydraulique est réduit.

1.3 Densité de flux critique (CHF)

L'ébullition présente des coefficients de transfert de chaleur extrêmement élevés, c'est pourquoi elle est utilisée dans de nombreux domaines de l'ingénierie notamment où la dissipation de forte quantité de chaleur est souhaitée. Cependant, une fois le flux de chaleur dépasse un certain seuil la surface chauffée n'est plus en contact avec le liquide ce qui se traduit par une baisse substantielle de l'efficacité du transfert de chaleur, ceci est dû au remplacement du liquide en contact avec la surface chauffée par un film de vapeur, en effet, la conductivité thermique de la vapeur est très faible comparativement à celle du liquide par conséquent le coefficient de transfert de chaleur surfacique chute brutalement ce qui conduit à une augmentation brutale de la température de surface de la paroi pouvant conduire à la destruction de celle-ci par fusion. Ce phénomène est appelé crise d'ébullition, et le flux de chaleur maximum lui correspondant est généralement appelé densité de flux critique communément connu sous l'acronyme anglais CHF (Critical Heat Flux).

Selon les régimes d'écoulement, on peut identifier deux types de densité de flux critique CHF:

- ✓ Région sous-refroidi ou région à faible qualité, où le CHF est caractérisé par le passage de l'ébullition nucléée (des bulles de vapeur se forment sur la surface chauffante), à l'ébullition en film (la surface chauffante est couverte par un film continu de vapeur séparant la surface chauffante du liquide), appelée aussi le départ de l'ébullition nucléée(DNB), comme on peut le voir sur la figure 12.
- ✓ Région à haute qualité de vapeur, où la CHF est caractérisé par l'assèchement du film liquide de l'écoulement annulaire.

Le DNB et l'assèchement ont des mécanismes substantiellement différents, et sont généralement catalogués respectivement comme le premier et le deuxième type de densité de flux critique, [79].

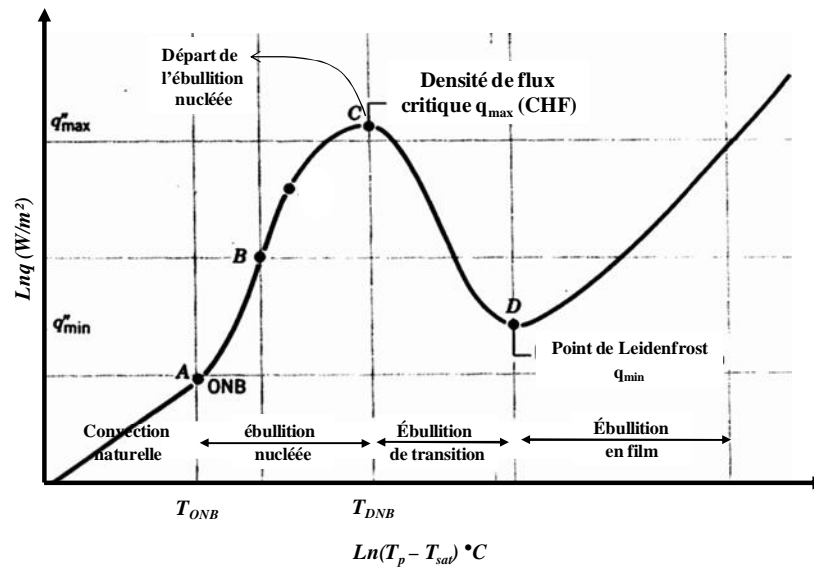


Figure 12. Courbe d'ébullition de l'eau et température de départ d'ébullition nucléée T_{DNB} .

Dans un tube vertical de section circulaire, chauffé uniformément et parcouru par un écoulement ascendant, la crise d'ébullition apparaît à l'extrémité supérieure du tube. La densité de flux thermique critique correspondant q_{max} est fonction des cinq variables indépendantes suivantes : la vitesse massique du fluide G , la pression P , le diamètre D du tube, la longueur L du tube chauffant et la sous-saturation à l'entrée du tube $i_l^{sat} - i_{l,e}$. i étant l'enthalpie massique du fluide.

La première théorie étudiant la crise d'ébullition proposée par Zuber [39] dans les années 1950, reste toujours la référence grâce à sa cohérence interne et à la forme fermée de l'expression calculant la CHF. En effet, lors de l'ébullition nucléée de grandes quantités de vapeur sont produites à la surface chauffée, ces vapeurs doivent constamment être remplacées par du liquide afin de maintenir le refroidissement de la paroi. Dans les conditions critiques la rupture de ce phénomène de remplacement apparaît et ce à cause de l'apparition des instabilités de Helmholtz à l'interface liquide-vapeur. Grâce à l'analyse de la stabilité hydrodynamique Zuber [39] propose la formule suivante pour le calcul du flux thermique critique dont l'expression est la suivante :

$$q_{max} = 0,131 h_{fg} \rho_v^{0,5} [\sigma g (\rho_l - \rho_v)]^{0,25} \quad (20)$$

Cette théorie repose sur l'existence de colonnes de vapeur. De telles colonnes sont rarement observées alors que la crise d'ébullition est inévitable. De nombreux chercheurs sont arrivés à la conclusion que l'existence de la crise d'ébullition dépendait plutôt d'un mécanisme au voisinage de la paroi chauffante que de la distribution de la vapeur au sein du

liquide. Plusieurs études récentes [80-82] ont mis en évidence l'importance de taches sèches au contact des bulles de vapeur avec la paroi chauffante.

Très peu de données sont disponibles pour CHF dans les micro-canaux, il serait donc judicieux de consulter les données de la CHF dans des tubes de petit diamètre. De nombreuses expériences ont été menées avec des tubes de diamètre inférieurs à 0,3 mm [83]. Il a été constaté que la CHF augmente continuellement lorsque le diamètre est réduit jusqu'à cette valeur figure 13 [84].

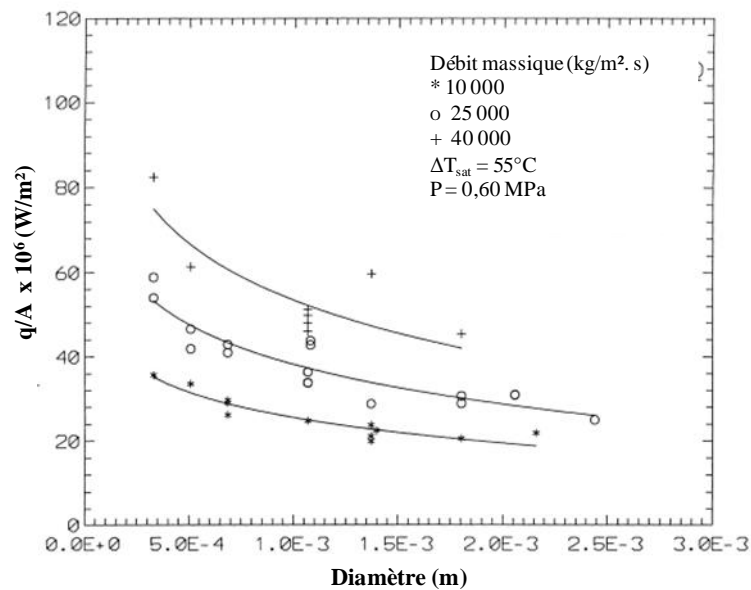


Figure 13. Variation de la densité de flux critique pour l'eau en fonction du diamètre de la conduite.

La corrélation statistique récente de Hall et Mudawar [85], utilisant une large base de données concernant l'ébullition sous-refroidie, semble expliquer l'effet notable du diamètre du tube lorsque celui-ci prend des valeurs en dessous de 2 mm.

Le flux de chaleur critique, CHF, ne peut pas augmenter indéfiniment lorsque le diamètre de la conduite passe de la méso à la micro-échelle comme on peut le voir sur la figure 12. Cet effet de diamètre est spéculé comme étant dû à la plus grande influence de la couche limite des bulles pour de petits diamètres, [86].

Lorsque le diamètre est réduit, la couche limite des bulles occupe une plus grande partie de la section transversale, avec une augmentation résultant de la vitesse. Pour des diamètres encore plus petits, les bulles agglomèrent et remplissent le canal, de sorte que la CHF est causé par la rupture de la pellicule liquide entre les bulles de vapeur et la paroi.

Dans ce cas la CHF devrait être inférieur à celui correspondant à la rupture de la couche limite des bulles, et devrait être aussi plus aléatoire, en raison de la variation de la nucléation et de l'agglomération [87].

Considérons les données de l'ébullition saturée dans des cylindres horizontaux. Les expériences de Sun et Lienhard [88] montrent que la densité de flux critique augmente à mesure que le diamètre diminue, et ce en concordance avec la théorie de la stabilité hydrodynamique. Par contre cette théorie n'est pas valable pour de petits cylindres. Le comportement aléatoire qui en résulte est associé au comportement des grosses bulles après la nucléation. En d'autres termes, une seule bulle pourrait déclencher la nucléation dans l'ébullition en vase.

Compte tenu de l'importance pratique d'une corrélation pour la CHF en écoulement diphasique Zhang *et al.*[89] ont examiné plusieurs corrélations existantes concernant des études expérimentales liées à l'étude de la densité de flux de chaleur critique (CHF) pour des écoulements diphasiques saturés et sous-refroidi dans les tubes de petit diamètre, et ont établi une vaste base de données pour la CHF sous différentes conditions expérimentales, et ont développé une nouvelle corrélation simple pour la CHF dans des tubes de petit diamètre.

1.4 Les nano-fluides

De nombreux processus industriels impliquent le transfert de chaleur au moyen d'écoulement de fluide qu'il soit laminaire ou turbulent, en ébullition convective ou ébullition en vase. Ces processus couvrent une large gamme de températures et de pressions. Beaucoup de ces applications devraient tirer profit d'une diminution de la résistance thermique des fluides de transfert de chaleur et ce par l'utilisation de nouveaux fluides capables d'accroître les transferts thermiques. C'est le cas des nano-fluides, nano-fluide est le nom donné pour décrire un fluide dans lequel des particules de taille nanométrique, (dont le diamètre est typiquement inférieur à 100 nm), sont suspendus dans un fluide de base [90, 91] pour en améliorer certaines propriétés notamment les propriétés thermiques. Dans le cas des fluides caloporteurs, le paramètre essentiel à prendre en compte afin d'évaluer le potentiel d'échange de chaleur est la conductivité thermique. Or, les fluides les plus employés tels que l'eau, l'huile ou l'éthylène-glycol ne disposent que d'une conductivité thermique faible par rapport à celle des solides cristallins. Avec les nano-fluides, l'idée est alors d'insérer, au sein du fluide de base, des nanoparticules afin d'augmenter la conductivité thermique effective du mélange. Ce terme nano-fluide a été introduit par Choi [90] et reste couramment utilisé pour désigner ce type de suspensions.

Avec les nano-fluides comme liquides de refroidissement Lee et Choi [92] ont souligné que ces derniers ont considérablement amélioré le refroidissement dans les échangeurs de chaleur à micro-canaux comparativement au refroidissement par eau ou à l'azote liquide.

Das *et al.* [93] ont travaillé sur l'ébullition en vase du nano-fluide à base d'eau et nanoparticules de Al_2O_3 . Ils ont constaté que le rôle de la conduction transitoire des nanoparticules lors de l'ébullition a été éclipsé en raison du piégeage des particules sur la surface de chauffe, tout en déclinant les caractéristiques de l'ébullition.

Xuan et Li [94] ont étudié le transfert de chaleur par convection et la performance du débit de nano-fluides eau-cuivre dans un tube. Leurs résultats montrent que les nanoparticules en suspension ont remarquablement améliorées le transfert de chaleur avec de faible ratio volumique de nanoparticules.

Xuan et Roetzel [95] ont conclu que l'amélioration du transfert de chaleur par l'ajout de nanoparticules de cuivre résulte des deux aspects, le premier est que les particules en suspension ont augmenté la conductivité thermique du mélange diphasique, le second est que le mouvement chaotique des nanoparticules a accéléré le processus d'échange d'énergie dans le fluide.

1.4.1 Nature des nano-fluides

Un nano-fluide est donc une solution colloïdale contenant des particules solides de petite taille, désignées sous le terme de nanoparticules, en suspension dans un liquide de base dont on veut modifier ou améliorer certaines des propriétés, notamment thermiques. Les études de ces fluides composites montrent des capacités particulièrement intéressantes du fait d'une meilleure conductivité thermique et d'un coefficient d'échange convectif significativement accru par rapport à des liquides classiques, l'eau en particulier. Du fait de sa nature colloïdale, un nano-fluide doit être conçu pour être efficace sur du long terme sans avoir d'inconvénients majeurs. Notamment, il ne doit pas permettre de boucher des minicanaux en générant des dépôts et les particules ne doivent pas couler trop vite par sédimentation à cause de leur densité sous l'effet de la force de pesanteur. Pour accomplir cela, il faut être capable de fabriquer et d'incorporer correctement des grains de matière extrêmement petits.

Les nanoparticules sont principalement mises en suspension dans de l'eau, de l'huile ou de l'éthylène glycol, même si tout liquide peut être utilisé. Les liquides métalliques peuvent aussi être dopés aux nanoparticules pour les améliorer encore plus, des études de fluide à base de gallium mélangé à des nanotubes de carbone existent par exemple. Ici, on s'intéressera en particulier aux nano-fluides avec une base aqueuse, car apparemment ce sont les plus performants [96]. La figure 14 montre quelques exemples de nano-fluides à base de liquide vu au microscope électronique.

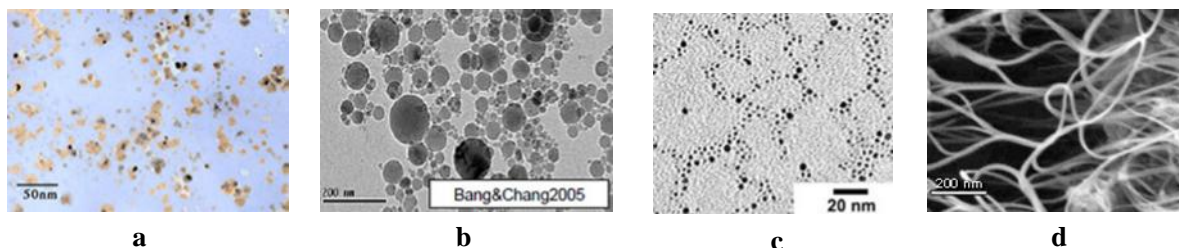


Figure 14. Nano-fluides vus au microscope électronique, (a) éthylène glycol+cuivre à 0,5 %, (b) eau + alumine, (c) eau + or à 2 nm, (d) eau + nanotubes.

La concentration des nanoparticules dans le nano-fluide est généralement assez faible et exprimée en pourcentage volume/volume. Cette fraction volumique varie environ de 0,1 à 10 % pour des applications pratiques, voire plus dans des cas particuliers et jusqu'à 20 % pour des nano-fluides à base de liquide métallique.

On comprend vite l'intérêt d'avoir des particules de taille très réduite et en concentration suffisante pour faire exploser la valeur de la surface d'échange à l'intérieur du nano-fluide. Ainsi, un plus grand pourcentage d'atomes constituant les nanoparticules peut interagir directement avec ceux du liquide environnant pour le transfert thermique. D'un point de vue théorique, un fluide est censé exprimer tout son potentiel avec une distribution homogène de petites nanoparticules. On attribue cette amélioration à l'augmentation de la surface de contact et au mouvement brownien. Toutefois, la seule taille des nanoparticules n'est pas non plus un critère suffisant pour prédire la qualité d'un nano-fluide.

On peut expliquer l'amélioration du transfert de chaleur dans le nano-fluide par la formation de chemins directs que la chaleur va emprunter pour se répandre de nanoparticule en nanoparticule du fait de leur contact. Le transfert est bien plus rapide en passant par conduction dans ces structures à grande conductivité plutôt que par le liquide. Au final, cela donne une conductivité thermique effective plus élevée pour le nano-fluide figure 15.

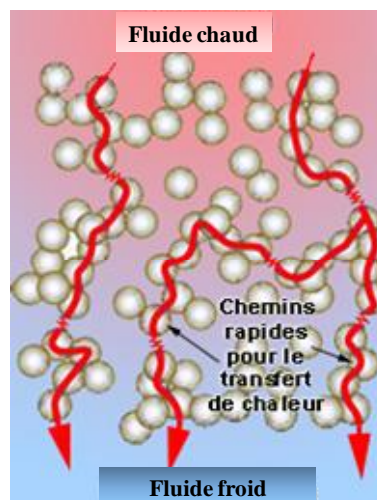


Figure 15. Chemins préférentiels créés par les nanoparticules en suspension dans un fluide de base.

1.4.2 Préparation des nano-fluides

Le point délicat est la fabrication d'aussi petites particules de matière plus ou moins bien calibrée. Il y a deux méthodes principales pour obtenir un nano-fluide :

- ✓ en une étape : vaporisation d'un matériau solide sous vide, puis condensation directe de sa vapeur dans le liquide.

- ✓ en deux étapes : d'abord la fabrication d'une nano-poudre sèche, puis mélange et dispersion de celle-ci dans le liquide.

Les procédés de fabrication des nano-fluides sont de nature physique ou chimique. Ils font l'objet de beaucoup de recherches pour améliorer le coût de production qui reste parfois élevé vu les difficultés de mise en œuvre et pour obtenir des particules de taille voulue. Chaque méthode a ses inconvénients et certaines ne sont pas aptes à produire de grandes quantités de nanoparticules pour une production de masse vu les contraintes inhérentes au procédé, notamment les méthodes en une étape. Les principaux moyens peuvent être :

- ✓ la mécanosynthèse (broyage à haute énergie).
- ✓ la précipitation chimique (réduction de sels métalliques par exemple).
- ✓ les dépôts chimiques ou physiques en phase vapeur (CVD ou PVD).
- ✓ les dépôts chimiques en phase vapeur assistés par plasma (PECVD).
- ✓ la condensation de vapeur par détente brutale dans des tuyères supersoniques.
- ✓ la pulvérisation cathodique radiofréquence.
- ✓ la sublimation par ablation laser (vaporisation d'un échantillon par impulsion laser).
- ✓ la pyrolyse laser (interaction entre un faisceau laser continu et un flux de réactifs).
- ✓ la désintégration d'électrodes submergées par passage d'étincelles (comme pour un usinage par électroérosion).

1.4.3 Propriétés thermophysiques des nano-fluides

1.4.3.1 Conductivité thermique

De nombreuses études ont été menées afin de mesurer, d'expliquer et de prédire, l'augmentation de la conductivité thermique des nano-fluides. Différentes méthodes de mesure de conductivité thermique ont été employées, la plus courante reste la méthode utilisant un fil chaud en régime transitoire. Néanmoins, compte tenu de la dispersion des résultats, des biais expérimentaux ont été suspectés et d'autres méthodes de mesure ont été utilisées, comme la méthode 3Ω [97], les méthodes stationnaires utilisant une différence de température entre deux plaques ou deux cylindres et les méthodes optiques basées sur la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température [98].

Maxwell, en 1873, fut l'un des premiers à étudier analytiquement la conduction thermique au sein d'une suspension de particules très diluée [99]. En résolvant l'équation de Laplace appliquée au champ des températures à l'extérieur des particules, il a obtenu l'expression de la conductivité thermique effective d'une suspension λ en fonction de celles des particules λ_p et du milieu liquide λ_0 , et de la fraction volumique de particules v_p :

$$\lambda = \lambda_0 + 3v_p \frac{\lambda_p - \lambda_0}{2\lambda_0 + \lambda_p + v_p(\lambda_p - \lambda_0)} \lambda_0 \quad (46)$$

D'autres auteurs ont modifié ce modèle pour prendre en compte la forme des nanoparticules. Par exemple, Hamilton et Crosser [100] donnent l'expression suivante qui dépend de plus du facteur de forme n :

$$\lambda = \lambda_0 \frac{\lambda_p + (n-1)\lambda_0 - (n-1)v_p(\lambda_p - \lambda_0)}{\lambda_p + (n-1)\lambda_0 + v_p(\lambda_0 - \lambda_p)} \quad (47)$$

Avec $n = \frac{3}{\Psi}$, Ψ étant la sphéricité de la particule.

1.4.3.2 Viscosité dynamique

Les résultats expérimentaux montrent une augmentation significative de la viscosité des nano-fluides en fonction de la concentration en nanoparticules, avec des dispersions importantes suivant la taille des particules et le mode de préparation [101, 103].

La plupart des nano-fluides peuvent être considérés comme des fluides newtoniens, notamment ceux à base d'oxydes [104, 105]. Cependant, des études ont montré que certains nano-fluides pouvaient présenter un caractère rhéofluidifiant, comme c'est le cas pour ceux à base de nanotubes de carbone [106]. En 1906, Einstein [107] a proposé un des premiers modèles de la viscosité effective d'une suspension μ en fonction de la viscosité du milieu liquide μ_0 et de la fraction volumique de particules v_p :

$$\mu = (1 + 2,5v_p)\mu_0 \quad (48)$$

Ce modèle n'est cependant valable que pour des mélanges à faibles concentrations de particules sphériques. D'autres modèles ont été proposés pour des nano-fluides, mais aucun n'a été validé de manière universelle.

1.4.3.3 Chaleur spécifique et masse volumique

Le calcul de la masse volumique ρ et de la chaleur spécifique C_p des nano-fluides s'effectue par des lois de mélange :

$$\rho = (1 - v_p)\rho_0 + v_p\rho_p \quad (49)$$

$$C_p = \frac{(1-v_p)(\rho C_p)_0 + v_p(\rho C_p)_p}{(1-v_p)\rho_0 + v_p\rho_p} \quad (50)$$

1.4.3.4 Nano-fluides en changement de phase

Plusieurs auteurs ont étudié le comportement des nano-fluides en ébullition au niveau du coefficient d'échange ainsi que de la densité de flux critique en ébullition (CHF).

De plus, des dispositifs diphasiques de transfert thermique ont été testés avec différents fluides tels que des caloducs, des thermosiphons diphasiques et des LHP (loop heat pipe). Concernant le CHF, une augmentation importante (entre 200 et 300 %) a été confirmée par plusieurs études [108, 109] attribuée à une modification de l'état de surface par les particules. Pour le coefficient d'échange, le tableau est plus contrasté. Certains auteurs observent une diminution, d'autres une augmentation du coefficient d'échange en évaporation. Des améliorations de performance sont par ailleurs été observées sur des dispositifs diphasiques complets. Ce domaine en est toujours à la phase de recherche, afin de comprendre les phénomènes mis en jeu et l'influence de divers paramètres : ébullition nucléée ou évaporation en film, influence du mouillage et de la tension superficielle, de la nature des fluides et matériaux mis en jeu, de la nano-structuration de paroi induite par les nano-fluides.

L'utilisation de nano-fluides en tant que fluide thermique est un nouveau domaine qui est encore en phase de recherche. Des améliorations d'échange thermique de l'ordre de plusieurs dizaines de pourcent semblent possibles, notamment pour certaines applications : moteurs thermiques et refroidissement électronique. Néanmoins, compte tenu de l'augmentation de viscosité due aux nanoparticules, le bilan énergétique reste encore mitigé. Compte tenu des diverses méthodes de synthèse et de caractérisation, les résultats expérimentaux ne sont pas reproductibles entre les différents groupes de recherche travaillant sur le sujet. En évaporation et condensation, l'intérêt des nano-fluides est évident pour augmenter le flux critique en ébullition, mais la compréhension des phénomènes en ébullition et évaporation, qui ont un intérêt industriel important, reste un terrain relativement vierge.

Banc d'essai et procédures expérimentales

Ce chapitre décrit le banc d'essai expérimental, la section d'essai (évaporateur), le condenseur et l'instrumentation utilisée pour l'expérimentation afin de permettre la compréhension des phénomènes physiques lors des transferts de chaleur, des chutes de pression et la visualisation des écoulements diphasiques. Ces essais expérimentaux consistent en l'évaporation de l'eau déminéralisé et désionisée, dans un premier temps et puis d'un nano-fluide, dans des canaux rectangulaires de section ($2 \times 0,5 \text{ mm}^2$), le diamètre hydraulique équivalent étant de $800 \text{ }\mu\text{m}$. Le présent travail expérimental a pour but d'étudier les effets de la taille des canaux et les propriétés des fluides sur les transferts de chaleur en ébullition, les chutes de pression et les régimes d'écoulement dans les mini-canaux.

Une procédure expérimentale est rigoureusement suivie afin de s'assurer de la répétitivité des résultats. Pour tous les essais, la surface d'échange est orientée verticalement. Le liquide dans le réservoir est d'abord préchauffé à la température souhaitée. Le débit liquide est ajusté avec la vanne de régulation de la micro-pompe à la valeur souhaitée. La puissance totale fournie à la source de chauffage est réglée à une valeur maximale, on lance alors les essais tout en enregistrant les paramètres températures et pressions. Lorsque le phénomène d'ébullition apparaît et les températures de paroi deviennent stable, on reconduit l'essai en faisant varier la puissance de chauffage et le débit.

2.1 Description du banc d'essai

Les figures 16a et 16b représentent respectivement la photo et le schéma de principe du dispositif expérimental conçu pour étudier une boucle de refroidissement diphasique des plaques bipolaires d'une pile à combustible PEMFC. Le banc d'essais est un circuit constitué d'un bain thermorégulé (1), d'un micro-filtre de particule (2), d'une micro-pompe de type MPC-Z équipée d'un microprocesseur (3), d'un évaporateur (représentant la section d'essais) (4), d'un condenseur (5), d'un refroidisseur (6) pour refroidir et condenser la vapeur à la sortie de la section d'essai et passant dans le condenseur et enfin d'une caméra à grande vitesse (7) qui permet de visualiser les écoulements dans la section d'essai, l'évaporateur et le condenseur sont instrumentés par des capteurs de pression (8) et des micro-thermocouples pour la mesure des températures le tout est relié à une centrale d'acquisition de données. La micro-pompe permet de régler et de mesurer le débit volumique total à l'entrée de la section d'essai et le bain thermo régulé permet d'alimenter la section d'essai avec de l'eau à température constante.

Dans un premier temps on test l'évaporateur seul en circuit ouvert alimenté par le bain thermo régulé afin d'évaluer ses performances thermiques, et puis on test la boucle c'est-à-dire l'évaporateur connecté au condenseur.

En circuit ouvert l'évaporateur est alimenté à partir du bain thermo régulé par le biais de la micro-pompe qui joue aussi le rôle de débitmètre, l'eau passe dans les canaux de l'évaporateur et elle est chauffée jusqu'à son évaporation. La vapeur après sa condensation retourne dans le bain, le bain est constamment chauffé à l'aide d'une résistance électrique reliée à un contrôleur de température.

En circuit fermé, la vapeur à la sortie de l'évaporateur passe dans le condenseur ou elle sera refroidie et repassera dans l'évaporateur.

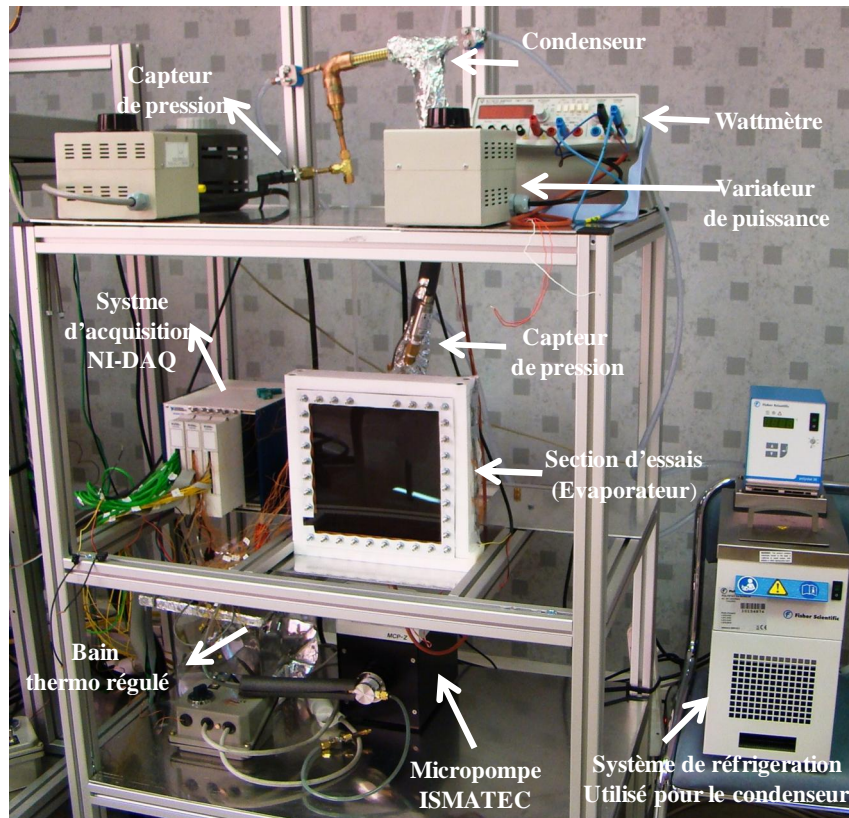


Figure 16a. Vue d'ensemble du dispositif expérimental.

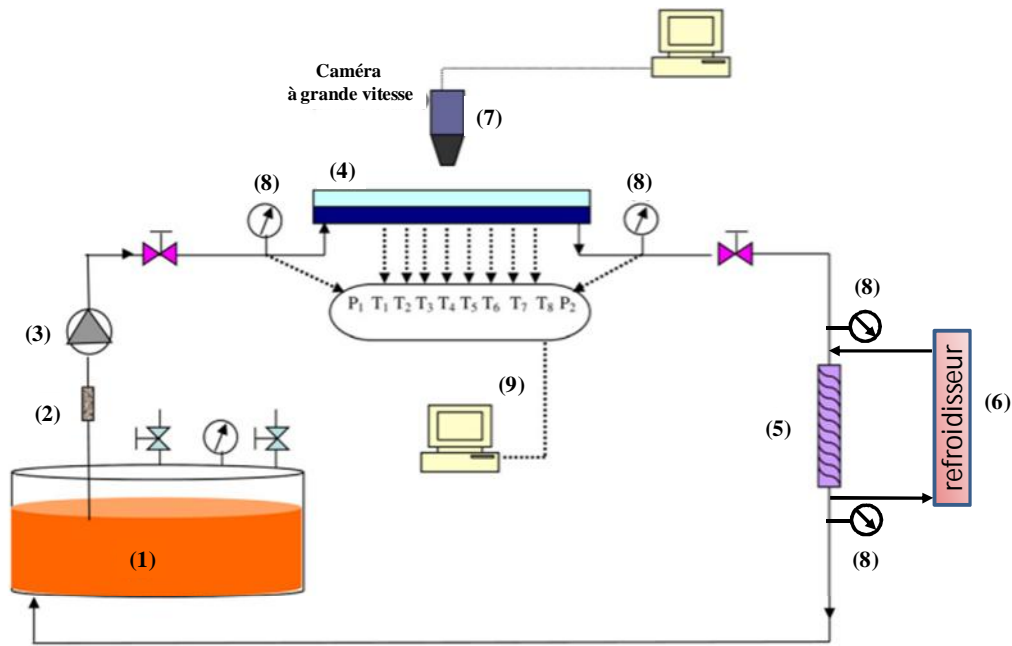


Figure 16b. Schéma du banc d'essai expérimental.

2.2 La section d'essai (l'évaporateur)

La section d'essai est constituée d'une plaque de cuivre de 250x250 mm² et d'épaisseur 10 mm figure 17, le cuivre est choisi pour ses bonnes performances thermiques. Sur l'une de ses faces on a usiné 50 mini-canaux de section rectangulaire de 2mm de largeur et 500µm de profondeur ce qui donne un diamètre hydraulique de 800 µm, et ce pour correspondre aux dimensions des piles à combustibles actuelles. Les canaux de refroidissement dans les piles commerciales sont de l'ordre de 1 mm, donc nous avons choisi un diamètre raisonnable et représentatif.

Les mini-canaux comprennent une longueur d'établissement hydraulique thermique de 0,06 cm et une longueur de mesure de 16 cm. Les longueurs d'établissement n'ont pas encore été étudiées dans les mini-canaux, donc nous avons utilisé les formules d'établissement classiques :

$$L_{hydraulique} = 0,06ReD_h \quad (51)$$

$$L_{thermique} = 0,06RePrD_h \quad (52)$$

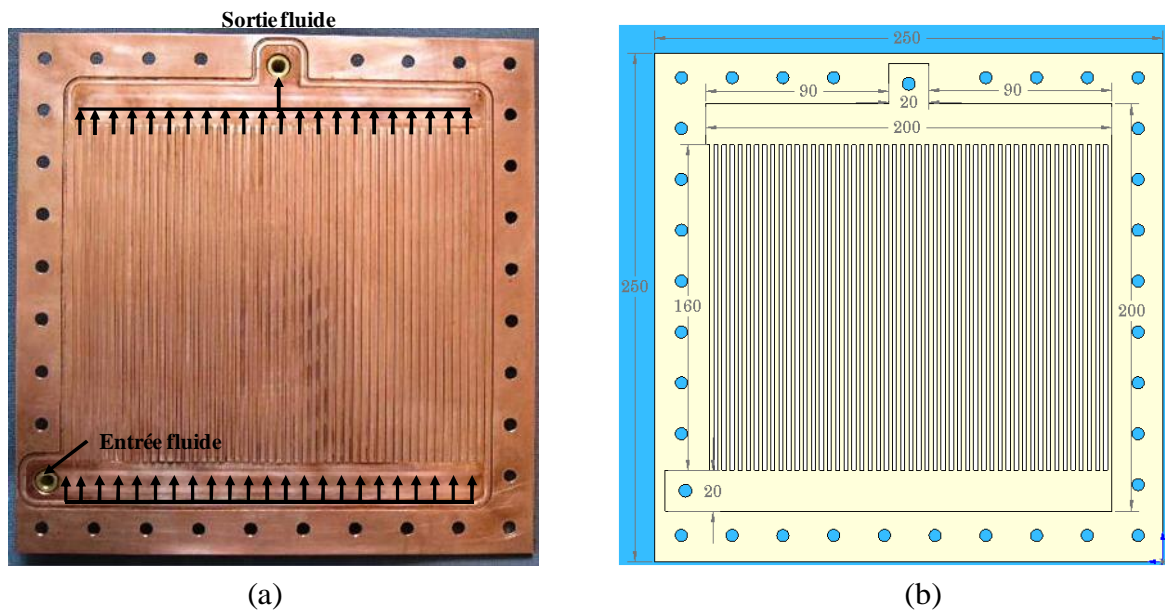


Figure 17. Section d'essai (évaporateur) : (a) photo de la plaque à mini-canaux, (b) dessin avec cotation de la plaque d'essais.

La section d'essai est chauffée par un panneau chauffant en silicone de forme rectangulaire adapté au chauffage par conduction de surfaces plates ou cylindriques jusqu'à 200°C. Ce type de panneau chauffant est constitué de:

- ✓ 2 couches de tissu tressé, enduites de caoutchouc silicone.
- ✓ plusieurs fils chauffants, généralement en alliage de cuivre-nickel, ou d'une nappe en inox, noyés en sandwich par vulcanisation entre les 2 nappes de tissu.
- ✓ d'un câble ou de plusieurs fils d'alimentation électrique.
- ✓ d'un éventuel thermostat limiteur, le nôtre est pré-réglé à une valeur de 150°C, ou d'un fusible thermique, et d'une sonde de température (PT 100, NTC, thermocouple...).
- ✓ d'un éventuel calorifuge d'épaisseur 8 mm, en mousse de silicone.

Les dimensions du panneau sont de 200x200 mm figure 18, il est alimenté en courant continu et délivre une puissance maximale de 400W, un variateur de puissance couplé à un wattmètre permet de contrôler la puissance du flux thermique imposé au niveau de la section d'essai.

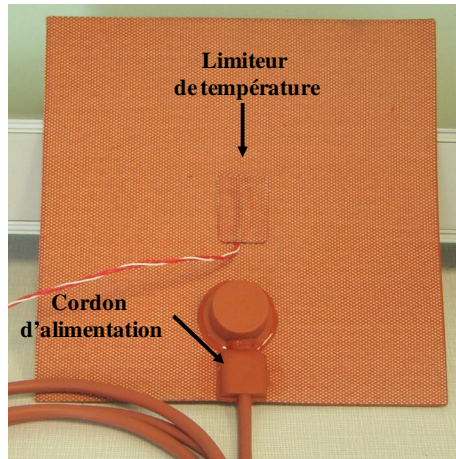


Figure 18. Tissus silicone chauffants.

Les mini-canaux sont formés en fermant le dessus de la plaque d'essai, coté sur lequel sont usinés les mini-canaux, par une plaque en polycarbonate de 10 mm d'épaisseur, cette plaque permettra par la suite de visualiser les écoulements dans les mini-canaux.

La plaque de polycarbonate, la section d'essai et le tissu chauffant sont solidairement emboîtés dans un ensemble en polytétrafluoroéthylène (PTFE), qui sert de support ainsi que d'isolant thermique voir figure 19.

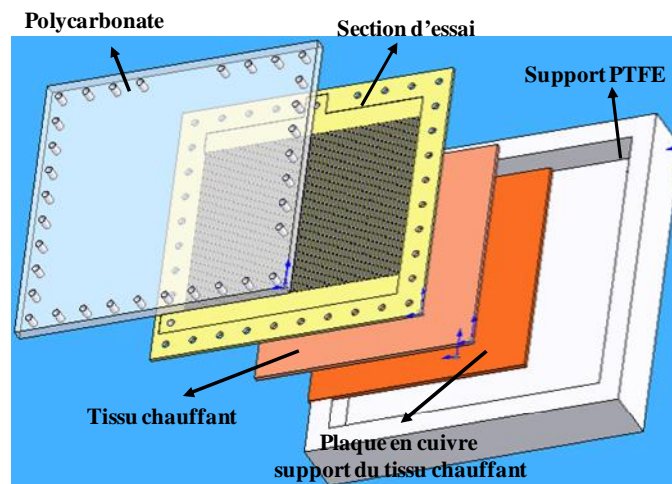


Figure 19. Schéma montrant l'assemblage de la section de test.

2.3 Le condenseur

Le condenseur de la boucle diphasique sert à condenser les vapeurs issus de l'évaporateur pour les renvoyer ensuite dans l'évaporateur, nous avons opté pour un condenseur tubulaire à double enveloppe fabriqué à partir d'un cylindre de laiton, l'eau de refroidissement circule à l'intérieur du tube alors que la vapeur à condenser circule autour du tube sur les ailettes

circulaires. Les dimensions ont été choisies en fonction de la taille de l'évaporateur et ceci afin de permettre une dissipation efficace de la quantité de chaleur d'évaporation, le schéma de la figure 20 montre les dimensions du condenseur.

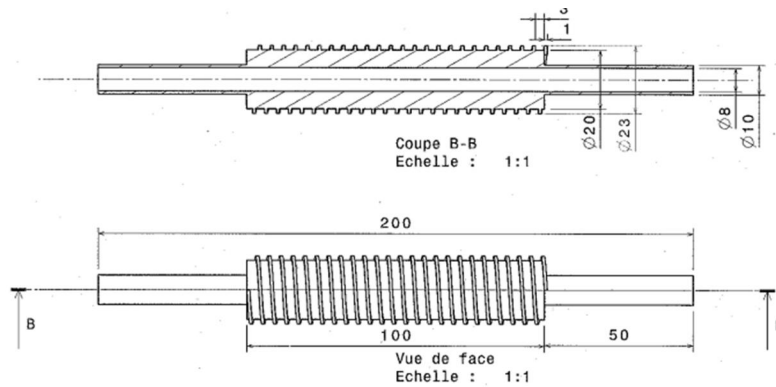


Figure 20. Dessin et coupe du condenseur.

Des ailettes ont été usinées sur la surface du condenseur cylindrique afin d'augmenter la surface d'échange et ainsi permettre un refroidissement plus efficace.

La figure 21 montre les étapes de réalisation du condenseur, celui-ci étant instrumenter par deux capteurs de pression afin de calculer la perte de charge totale ainsi que deux microthermocouples pour la mesure de la température à l'entrée et à la sortie de celui-ci.

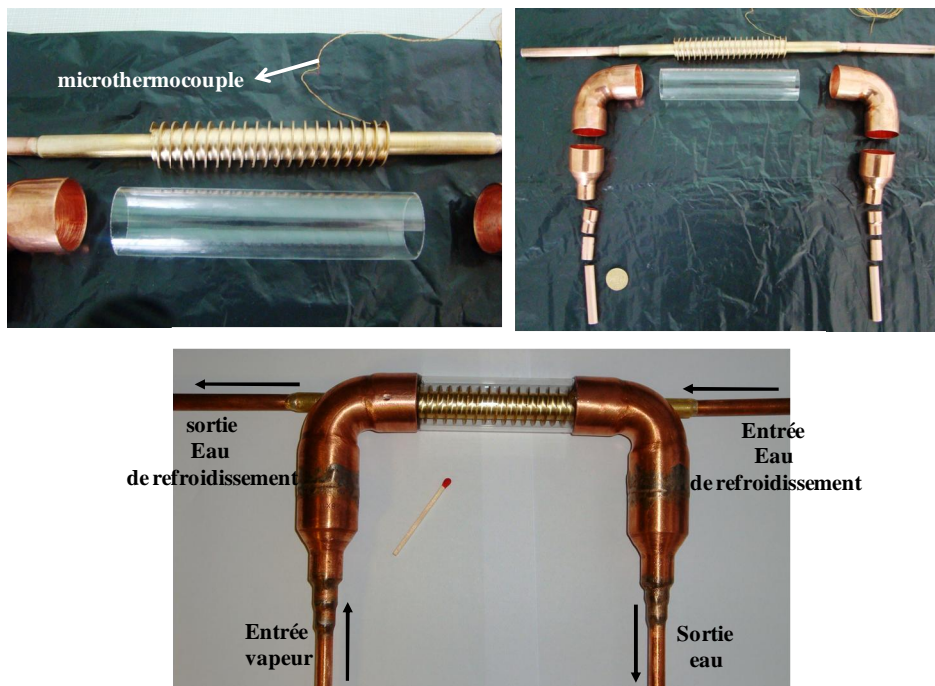


Figure 21. Etape d'assemblage du condenseur.

2.4 Instrumentation et mesures

L'objectif majeur de notre travail expérimental est la mesure des températures de paroi, des chutes de pression de l'écoulement diphasique dans une plage des titres de vapeur de 0 à 1. Les valeurs de chute de pression de l'écoulement diphasique sont directement obtenues par des capteurs de pression placés à l'entrée et à la sortie de l'évaporateur, les températures de paroi sont mesurées par des micro-thermocouples. D'autres paramètres sont déterminés par le calcul à partir des valeurs mesurées.

2.4.1 Les capteurs de pression

Deux capteurs de pression de type Omega PX 209 sont utilisés pour la mesure de la pression absolue à l'entrée et à la sortie de la section de test, le temps de réponse de ces capteurs est de 2 ms, avec une précision de mesure de 0,25%, la gamme d'utilisation est comprise entre 0 et 10 bars. L'étalonnage des capteurs est effectué au laboratoire avec une balance de calibrage, l'écart est toujours inférieur aux valeurs spécifiées par le fournisseur. Un autre capteur de pression différentiel d'une valeur maximale de 500 mbar est installé entre l'entrée et la sortie de la section d'essai, il permettra de mesurer les variations brusques de la pression occasionnées par les instabilités d'ébullition. La chute de pression peut être mesurée par le capteur différentiel ou par la différence des mesures des capteurs de pression absolue. La comparaison entre la mesure des capteurs de pression absolue et celle du capteur de pression différentielle confirme la validité de l'estimation de l'erreur à 10 mbar.

2.4.2 Micro-thermocouples et mesure de la température

La température n'est pas une grandeur au sens strict du terme, comme le sont la plupart des autres unités de mesure comme une longueur, une surface, une puissance etc. La température d'un objet d'une manière qualitative est la sensation de chaleur ou de froid ressentie en le touchant. Caractéristiquement, la température est une mesure de l'énergie cinétique moyenne des particules d'un échantillon de matière, exprimé en unités de degrés sur une échelle standard, donc pour indiquer ou pour évaluer les températures on utilise des thermocouples, des RTD (Resistance Temperature Detector), des thermistances et des capteurs intégrés. Nous avons choisi l'utilisation de thermocouples parce qu'ils sont économiques et peuvent opérer sur une large gamme de température. Un thermocouple est créé dès lors que deux métaux différents sont soudés ensemble à un bout, ce qui produit une faible tension en circuit ouvert au point de contact, qui varie en fonction de la température. Cette tension thermoélectrique est connue sous le nom de tension de Seebeck, d'après Thomas Seebeck qui l'a découverte en 1821. La tension n'est pas linéaire en fonction de la température.

Il existe plusieurs types de thermocouples le tableau suivant en donne une liste non exhaustive.

Tableau 1. Types de thermocouples.

Type	Métal A (+)	Métal B (-)	Limites théoriques	Erreur Mini
B	Platine 30% Rhodium	Platine 6% Rhodium	0 à 1820°C	0,25%
E	Nickel 10% Chrome	Constantin	-270 à 1000°C	1% à 4%
J	Fer	Constantin	-210 à 1200°C	1,1% à 0,4%
K	Chromel	Alumel	-270 à 1372°C	1,1% à 0,2%
N	Nicrosil	Nisil	-270 à 1300°C	1,1% à 0,4%
R	Platine 13% Rhodium	Platine	-50 à 1768°C	0,6% à 0,1%
S	Platine 10% Rhodium	Platine	-50 à 1768°C	0,6% à 0,1%
T	Cuivre	Constantin	-270 à 400°C	0,5% à 0,4%

Concernant notre expérimentation nous avons opté pour l'utilisation de micro-thermocouples type K de 75µm de diamètre car ils offrent une très bonne précision de l'ordre de 0,25% et un temps de réponse de 3 ms. les deux conducteurs, le Chromel (80% de nickel et 20% de chrome) et l'Alumel (95% de nickel, 2% d'aluminium, 2% de manganèse et 1% de silicium) sont soigneusement soudés afin d'obtenir un bout de forme sphérique qui permettra d'effectuer des mesures précises. Nous avons utilisé pour le soudage des deux conducteurs une plaque à aiguilles figure 22, afin de protéger la gaine de ces derniers.

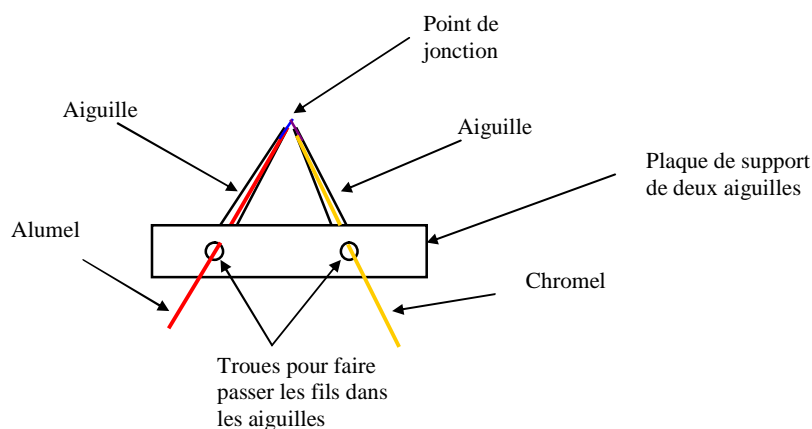


Figure 22. Support pour soudage des micro-thermocouples.

Les micro-thermocouples obtenus figure 23 sont étalonnés en utilisant la méthode par comparaison, cette méthode consiste à placer les micro-thermocouples dans une enceinte dont la température uniforme est constante et mesurée à l'aide d'un capteur étalon, pris comme référence, dans notre cas les micro-thermocouples sont placés dans un bain thermo régulé liquide et le capteur étalon est une thermistance dont la précision est de $\pm 0,03^{\circ}\text{C}$, l'incertitude absolue est de l'ordre de $0,1^{\circ}\text{C}$.

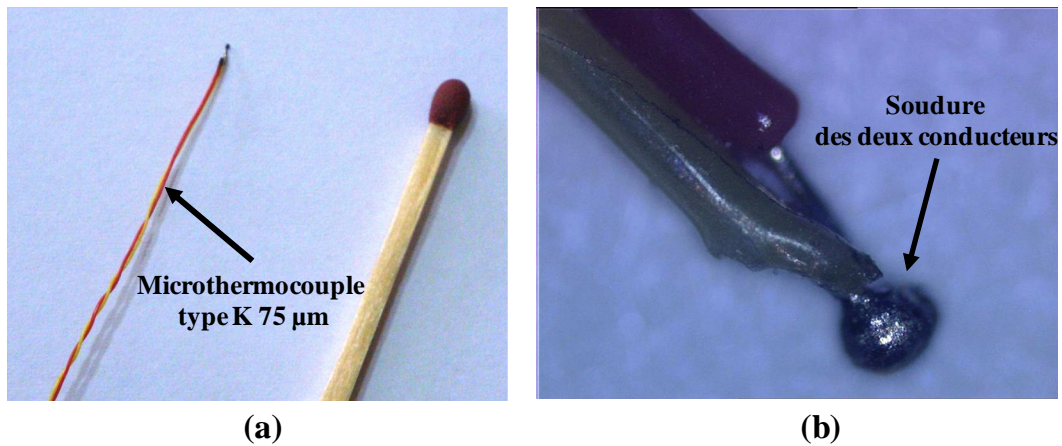


Figure 23. Photo d'un des micro-thermocouples utilisés (a), photo prise par un microscope à balayage électronique du même micro-thermocouple (b).

Les avantages de cette méthode sont l'étalonnage simultané d'un grand nombre de capteur, l'étalonnage des capteurs de formes géométriques diverses ainsi que l'étalonnage à différentes températures. La figure 24 montre une comparaison entre les températures mesurées par un micro-thermocouple et une thermistance de précision. Toutes les températures mesurées ont été corrigées en utilisant les valeurs de la thermistance de précision comme référence.

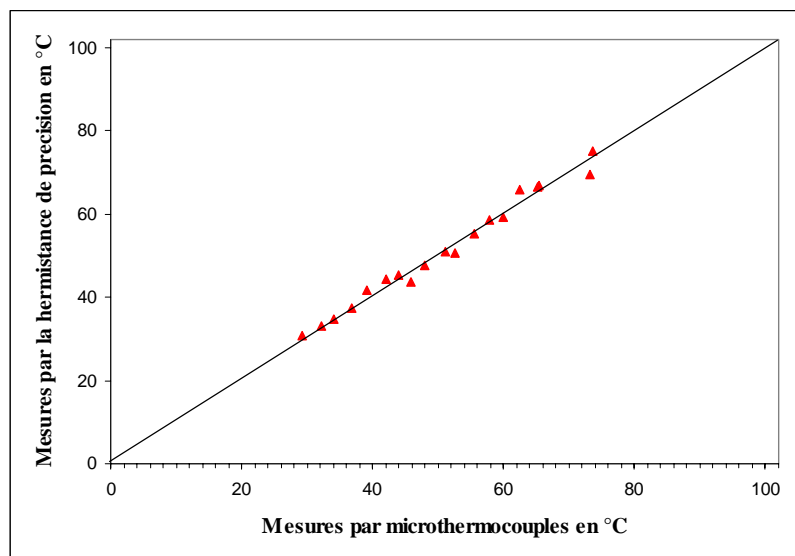


Figure 24. Exemple de la courbe d'étalonnage des micro-thermocouples.

Nous avons instrumenté deux mini-canaux avec ces micro-thermocouples le premier mini-canal qu'on appellera canal n°1 est situé à 2 mm du bord de la section d'essais, à proximité de l'entrée du fluide caloporteur et le second mini-canal qu'on appellera canal n°41 est loin de l'entrée du fluide et est situé à 160 mm du bord de la section d'essais voir figure 25.

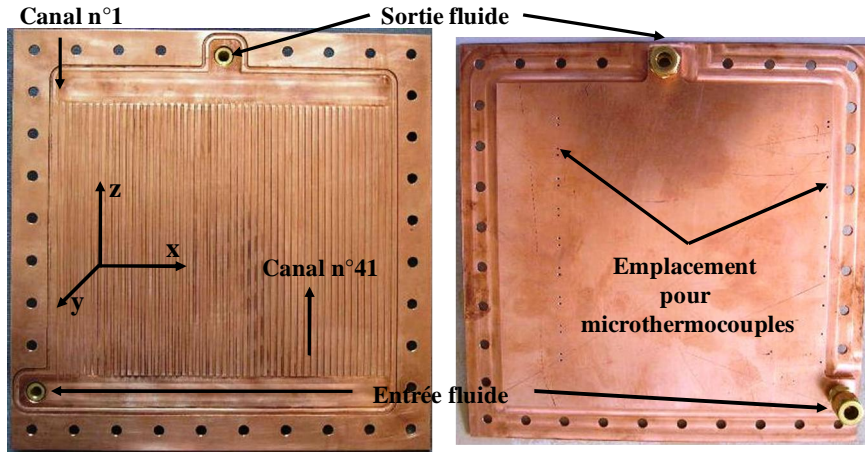


Figure 25. Vue de face et vue arrière de la section d'essai montrant l'emplacement des micro-thermocouples.

Les micro-thermocouples sont disposés sur trois niveaux de profondeur par rapport à la surface d'échange pour le canal n°1 et deux niveau de profondeur pour le canal n°41. Ils sont insérés dans des perçages pratiqués sur le dos de la section d'essai et refermé par un matériau de grande conductivité thermique. Ainsi, pour le premier canal, 21 micro-thermocouples sont disposés à 0,5 mm, 6 mm et 8 mm en dessous de la surface d'échange. Pour le second canal, 17 micro-thermocouples sont placés à 0,5 mm et 5,5 mm en dessous de la surface d'échange comme le montre la figure 26. Deux autres micro-thermocouples sont placés à l'entrée et à la sortie de la section d'essais pour mesurer les températures d'entrée et de sortie du fluide caloporteur.

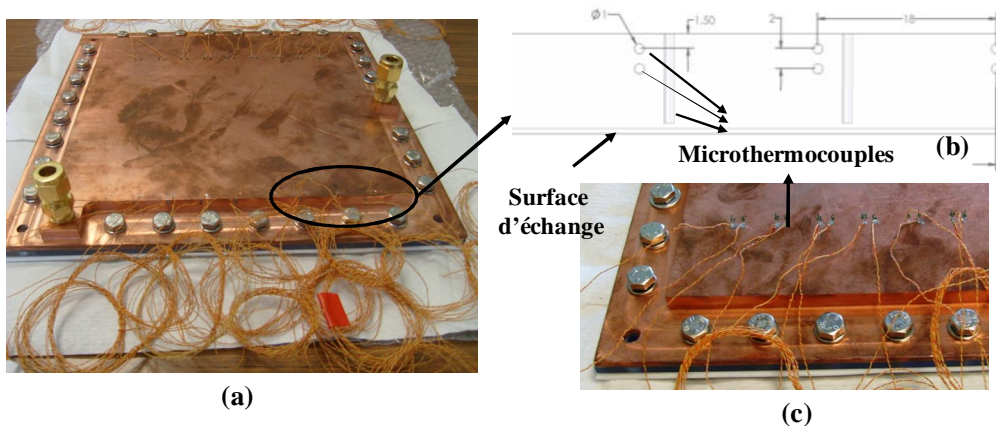


Figure 26. Emplacement des micro-thermocouples au dos de la plaque d'essais(a), Localisation des micro-thermocouples pour le canal n°1 (b), Placement des thermocouples dans la paroi (c).

La figure 27 montre plus clairement l'emplacement des micro-thermocouples ainsi que le canal n°1 et sa surface d'échange, on peut distinguer aisément les trois niveaux de micro-thermocouples.

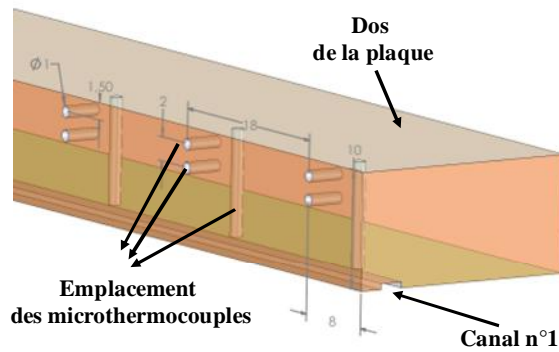


Figure 27. Dessin du canal n°1 avec emplacement des micro-thermocouples.

2.4.3 Micro-pompe et débitmètre

Lors du test de la section d'essai en boucle ouverte c'est-à-dire l'évaporateur seul, on utilise une micro-pompe de type Ismatec MCP-Z standard qui délivre un débit stable et continu dans une plage qui se situe entre 0 et 205 ml/min avec un différentiel de pression de 2.4 bar, la micro-pompe fait aussi office de débitmètre et son étalonnage est effectué par pesée figure 28, la précision est de l'ordre de 0,15% de la valeur mesurée.

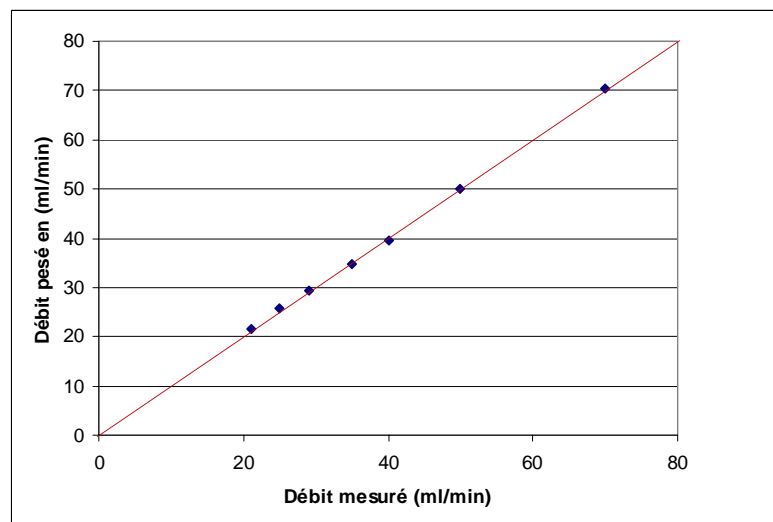


Figure 28. Étalonnage de la micro-pompe MCP-Z standard.

2.4.4 Système d'acquisition des données

Toutes nos mesures sont enregistrées par un ordinateur relié à un système d'acquisition de données de type SCXI de National Instruments. La visualisation et l'enregistrement de l'ensemble des mesures relevées sur le banc d'essais se font par le biais d'une interface développée sous Labview, ce programme permet de visualiser et de traiter toutes les mesures des différents capteurs simultanément.

La carte d'acquisition est de type PCI MOI 16XE 50 installée sur l'ordinateur. Sa résolution est de 16 bits son acquisition maximale de fréquence sur un seul canal est de 10kHz. Un module SCXI1000 avec quatre travées est relié à cette carte. Chaque travée possède une carte d'acquisition de type 1102 à 32 voies. Le nombre total des voies d'acquisition est donc de 128. Pour chaque voie un filtre à basse fréquence de 2 Hz est incorporé dans la carte. Ceci permettra de diminuer les bruits d'enregistrement sans affecter pour autant les mesures en régime permanent. A la fin de la chaîne d'acquisition, un bloc de jonction à 32voies est connecté à la carte SCXI 1102. Chaque carte possède son propre bornier. Pour toute mesure de température par thermocouple, la centrale de mesure possède une thermistance intégrée afin de réaliser la compensation de la soudure froide. La température des 32voies qui représentent les soudures froides est maintenue uniforme par le biais d'une plaque métallique et est mesurée à l'aide d'un élément RTD (Resistance Temperature Detector) installé au milieu. En plus, tous les borniers sont isolés dans un compartiment électrique afin d'éviter toute influence thermique externe. Lors d'un test, 100 valeurs sont enregistrées à une fréquence de 50Hz pour mesurer un paramètre dans une voie. La moyenne de ces 100 valeurs est calculée durant l'acquisition c'est la valeur mesurée de la voie. De cette façon, tout bruit généré par le courant alternatif susceptible de perturber le signal de mesure est supprimée.

Avec cette méthode de mesure, la fréquence théorique de mesure de la voie est de 50 voies/s, mais en raison du temps de commutation entre les voies, la fréquence réelle est de 30 voies/s. Au total, il faut 4,3s pour mesurer toutes les voies du système d'acquisition d'un trait. Pour obtenir une valeur expérimentale, 30 cycles d'acquisition sont enregistrés et moyennés. Le système d'acquisition a été réglé à une fréquence de balayage d'une mesure par seconde de température, de pression, de tension et de courant.

La figure 29 montre un exemple de mesure de l'évolution temporelle de la température de paroi de la section d'essai et la figure 30 montre l'évolution en fonction du temps de la perte de pression dans la section d'essai, on distingue bien l'évolution de la température et de la pression du régime transitoire jusqu'au régime établi.

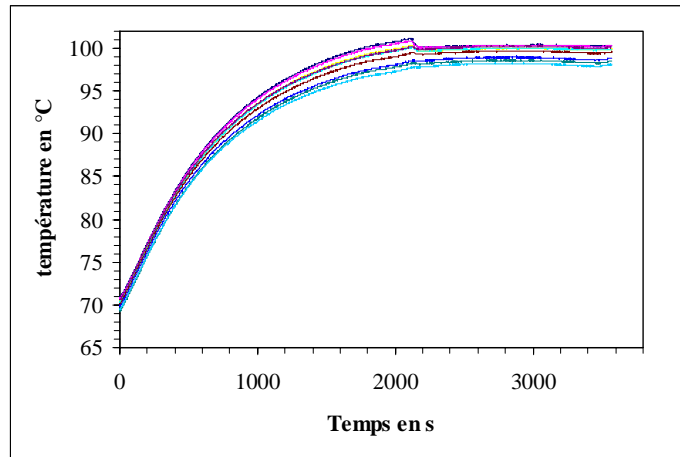


Figure 29. Températures de paroi mesurées pour (200W, 35 ml/min) pour le canal n°41.

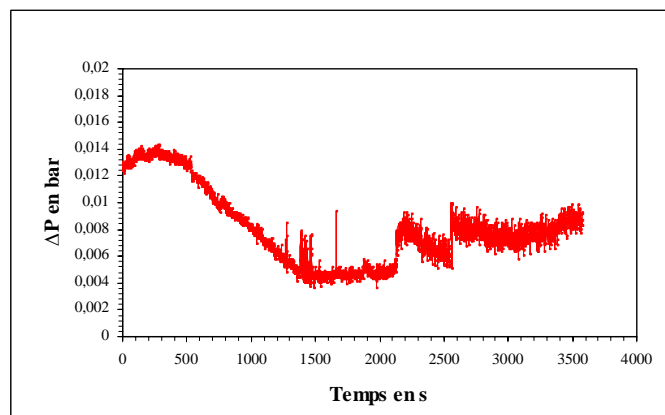


Figure 30. Perte de pression dans la section d'essai pour (200W, 35 ml/min) pour le canal n°41.

2.4.5 Mesure des coefficients d'échange de chaleur locaux

Les résultats expérimentaux présentés dans cette thèse sont traités uniquement en régime permanent. Le coefficient de transfert de chaleur local pour chaque emplacement le long de l'axe du canal est déterminé à partir de la densité de flux de chaleur locale $q_{channel,z}$ et de la température de surface locale $T_{s,z}$ par l'équation suivante :

$$h_z = \frac{q_{channel,z}}{T_{s,z} - T_f} \quad (53)$$

Où T_f est la température moyenne du liquide, elle est égale à T_{sat} lorsque le fluide en ébullition est à l'état saturé. $q_{channel,z}$ et $T_{s,z}$ sont obtenus en résolvant le Problème Inverse de la

Conduction de la Chaleur PICC. Cette procédure offre d'appréciables avantages: (i) la densité de flux de chaleur $q_{channel,z}$ est estimée en prenant en compte les pertes de chaleur locales, (ii) la température surfacique axiale est déterminée par une méthode non intrusive, (iii) $q_{channel,z}$ et $T_{s,z}$ sont supposés variable le long de la direction de l'écoulement en raison du régime d'écoulement en ébullition.

L'analyse par technique inverse est utilisée pour obtenir les conditions aux limites inconnues de la surface d'échange de chaleur du canal. Par le biais de calculs numériques et une instrumentation simple utilisant des micro-thermocouples à l'intérieur de la paroi du canal on estime la température locale de la paroi ainsi que le flux de chaleur local. Pour le modèle physique on suppose un écoulement diphasique à deux dimensions et on ne considère que le régime permanent du transfert de chaleur en ébullition dans le mini-canal. Le modèle mathématique du processus de conduction de la chaleur au sein du mini-canal considère une plaque de cuivre de longueur L et d'épaisseur E . Sur la surface inférieure de la plaque (section d'essai), la densité de flux de chaleur est supposé uniforme et égale à la puissance délivrée par le tissu chauffant.

Le flux de chaleur et la température de la surface d'échange sont inconnus. Toutes les autres surfaces sont supposées être isolées et aucun flux de chaleur n'est dissipé. Le modèle physique permettant de résoudre le PICC est défini par:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0 \quad (54)$$

Où $0 \leq z \leq L$, $0 \leq y \leq E$, L and E sont respectivement la longueur et l'épaisseur de la plaque d'essai.

$$\frac{\partial T}{\partial z}(0, y) = 0 \quad (55)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z}(L, y) = 0 \quad (56)$$

$$\lambda_c \frac{\partial T}{\partial y}(z, 0) = q_p \quad (57)$$

$$\lambda_c \frac{\partial T}{\partial y}(z, E) = q_{channel,z} \quad (58)$$

Où y est l'abscisse normale à la surface d'échange, λ_c est la conductivité thermique de la section d'essai en cuivre $\lambda_c = 389 \text{ W/m}^2 \text{ K}$. $q_{channel,x}$ est la densité de flux de chaleur inconnue. Pour le processus de l'analyse numérique on a utilisé la méthode des différences finies. Un algorithme du gradient conjugué pour l'estimation simultanée de la densité de flux de chaleur et de la température de surface est développé [110]. La détermination des coefficients de

transfert de chaleur locaux permet de localiser les zones présentant de faible et de grand taux de vides. La figure 31 montre l'évolution des températures de paroi mesurées et calculées par technique inverse ainsi que la densité de flux de chaleur locale on remarque que les températures calculées sont proches des températures mesurées à 6 mm en dessous de la surface d'échange.

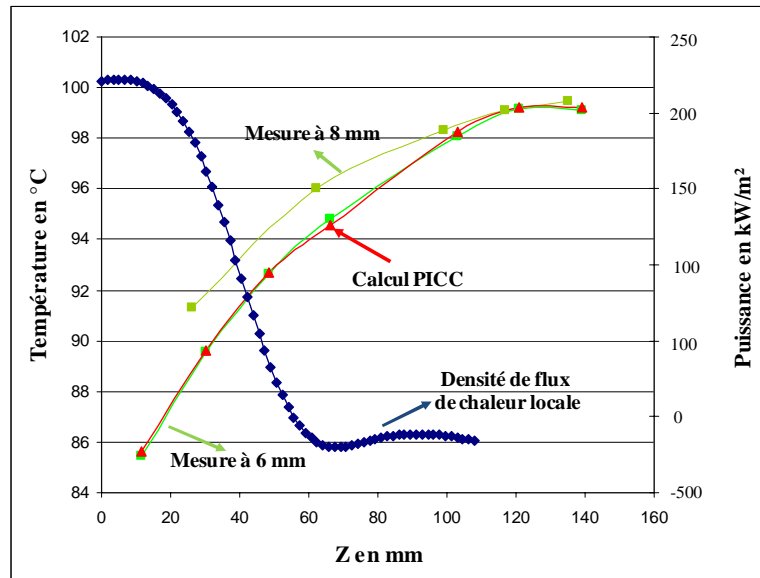


Figure 31. Densité de flux de chaleur locale et températures de surface.

Ce problème est résolu numériquement et les résultats sont utilisés dans la méthode du gradient conjugué pour les calculs inverses. L'algorithme numérique utilisé pour résoudre le PICC a été détaillé pour une géométrie cylindrique dans les références [111, 113], et ne sera pas développé dans cette thèse.

La procédure numérique est vérifiée en utilisant une densité de flux de chaleur connue (appelée aussi densité de flux de chaleur exacte), elle est supposée variable le long de la direction axiale du mini-canal. La surface inférieure de la plaque d'essai reçoit un flux de chaleur constant et uniformément répartie sur cette dernière. Les températures de paroi sont calculées aux emplacements mesurés par le problème direct. Ces températures sont utilisés dans le calcul inverse afin de minimiser la fonctionnelle résiduelle et d'estimer la densité de flux de chaleur locale. Les valeurs estimées sont proches de la densité de flux de chaleur exacte [111, 113].

2.4.6 Détermination du titre de vapeur local

Afin de quantifier le titre massique de vapeur local le long du canal, l'équation du bilan d'énergie entre l'entrée et la sortie de chaque sous-section est établie. La température locale de

fluide est supposée être égale à la température de surface estimée par le problème de conduction de chaleur inverse PICC.

$$x_{v,z} = x_{v,z-\Delta z} + \frac{1}{h_{fg}} \left[\frac{q_{channel,z} \Delta z W_{channel}}{\dot{m}} - C_p (T_{sat} - T_{f,z}) \right] \quad (59)$$

$q_{channel}$ est la densité de flux de chaleur locale, $W_{channel}$ est la largeur du canal, T_{sat} est la température de saturation, $T_{f,z}$ est la température locale du fluide, C_p est la capacité thermique spécifique, \dot{m} est le débit massique donné par:

$$\dot{m} = G \frac{H_{channel} W_{channel}}{N_{channel}} \quad (60)$$

G étant le débit massique total défini précédemment, $H_{channel}$ la longueur du canal, $W_{channel}$ la largeur du canal et $N_{channel}$ le nombre de canal.

2.4.7 Visualisation des régimes d'écoulement dans les mini-canaux

La visualisation des régimes d'écoulement dans les mini-canaux est réalisée dans le but d'identifier les différents modes d'écoulement en ébullition dans un canal à micro échelle. La visualisation par une caméra rapide est un moyen approprié pour l'étude de l'hydrodynamique des écoulements diphasique en mini-canaux. La visualisation doit permettre d'accéder à des résultats quantitatifs tels que l'interface liquide-vapeur (contour des bulles), l'étendue des régimes d'écoulement dans les mini-canaux, et les vitesses instantanées et locales des bulles. La visualisation des différents types d'écoulements est réalisée par une caméra rapide placée perpendiculairement à la section d'essais comme le montre la figure 32. On a utilisé une caméra rapide CCD GIGAVIEW 1280x1024 pouvant capturer de 50 à 16000 images/seconde. La caméra est reliée à un micro-ordinateur par une interface Ethernet pour une transmission rapide des données. Un logiciel, fourni avec la caméra, permet d'enregistrer, de visualiser et de traiter les différentes images. Un système d'éclairage par source de lumière froide SCHOTT KL 2500 LCD a été réalisé pour améliorer la résolution et limiter l'apport de chaleur externe sur la section d'essai.

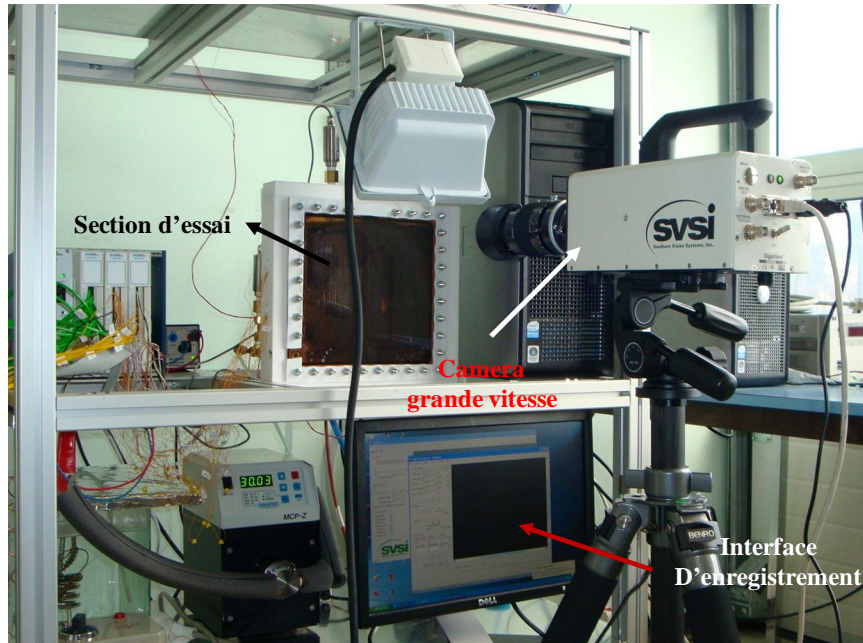


Figure 32. Photo du banc d'essai avec la camera à grande vitesse.

2.4.8 Conclusion

Le dispositif expérimental présenté dans ce chapitre est réalisé tout en respectant les contraintes techniques et technologiques, afin de permettre l'étude des différents régimes d'écoulement et la détermination des coefficients de transfert de chaleur locaux en ébullition dans les mini-canaux. Le banc d'essais a été réalisé étape par étape lors du séjour de 18 mois au FCLAB de Belfort et au FEMTO-ST de Besançon. La réalisation des micro-thermocouples et leur étalonnage nous ont permis d'obtenir une meilleure précision lors des mesures thermiques. Le logiciel Labview nous a permis de programmer une interface afin de pouvoir enregistrer et visualiser les mesures d'acquisition notamment les températures et les pressions. Le choix de visualiser les écoulements par une caméra à grande vitesse et l'utilisation du logiciel Gigaview est nécessaire afin de s'assurer de la compatibilité des écoulements avec ceux de la littérature. L'exploitation des résultats des différents enregistrements sera dédiée dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux et analyse

Dans ce chapitre on présente les résultats expérimentaux et l'analyse les profils des températures de surface dans les mini-canaux et les coefficients d'échange thermique locaux en fonction des structures des écoulements en ébullition convective ce qui permettra de mieux comprendre le comportement du liquide en ébullition dans les mini-canaux. Une procédure expérimentale est rigoureusement suivie afin de s'assurer de la répétitivité des résultats, les puissances testés varient de 180W jusqu'à 240W avec un incrément de 10W, les débits varient de 13 ml/min jusqu'à 37 ml/min, les nombres de Reynolds liquides sont compris entre 7,82 et 22,10 ce qui nous place dans des régimes d'écoulement laminaires. Avant de lancer les tests on chauffe l'eau **désionisée** et **déminéralisée** dans une cuve thermo-régulée jusqu'à une température de 60°C, une fois la température de la cuve est constante et après avoir réglé le débit de la micro-pompe et ajuster la puissance du panneau chauffant à l'aide d'un variateur de puissance qui est couplé à un wattmètre on démarre les essais tout en enregistrant les paramètres températures et pressions à l'aide de la centrale d'acquisition de National Instrument. La procédure est répétée pour chaque couple (débit, puissance).

3.1 Températures de paroi mesurées en régimes permanent et transitoire

Une fois les tests lancés, le chauffage de la plaque d'essai se fait d'une manière continu et uniforme la chaleur est alors transmise à l'eau qui s'écoule dans les mini-canaux, la température de cette dernière augmente. Pour cette première phase du chauffage les échanges ne se font que dans le liquide, le chauffage continu jusqu'à ce que l'ébullition soit déclenchée, une fois l'ébullition déclenchée on attend l'établissement du régime permanent où on peut constater le régime d'ébullition nucléée et éventuellement en film. L'ébullition est dite stationnaire lorsque la pression est stable et qu'il y a moins de 0.01 bar de dérive dans la pression absolue moyenne pendant 10 minutes [10], la figure 33 montre la variation de la pression d'entrée et de sortie mesurée pour la section d'essai on remarque que la dérive de pression pendant 10 minutes pour la pression d'entrée et la pression de sortie de la section d'essai (évaporateur), est de l'ordre de 0,004 bar ce qui laisse supposer que l'ébullition est bien stationnaire.

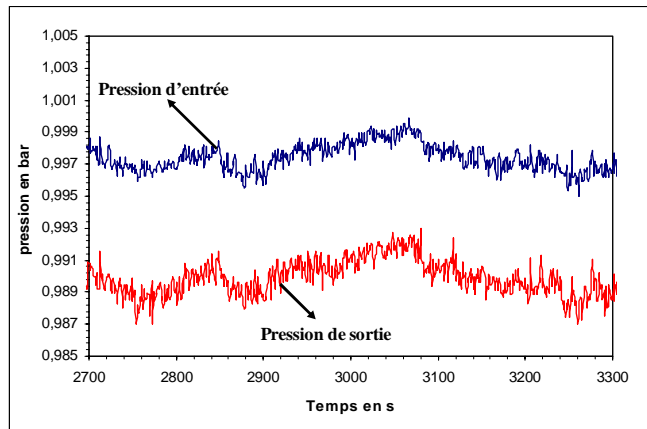


Figure 33. Variation temporelle des pressions d'entrée et de sortie de la section d'essai.

Au cours des essais, nous avons mesuré les évolutions temporelles des températures de paroi des deux canaux 1 et 41 ainsi que des pressions d'entrée et de sortie de la section d'essai. Pour tous les débits et les flux thermiques testés, les écoulements ont toujours débuté par un chauffage suivi d'une surchauffe liquide avant de passer en ébullition stationnaire. Au fur et à mesure du chauffage et avant le début de l'ébullition, la pression a augmenté, d'une manière très marquée. La figure 34 montre un exemple de l'évolution des pressions d'entrée et de sortie de la section d'essai on constate trois phases, la phase du chauffage de l'eau puis la phase de la surchauffe de l'eau ou la pression varie d'une manière significative puis on constate bien le déclenchement de l'ébullition après vient le régime stationnaire ou les pressions se stabilisent.

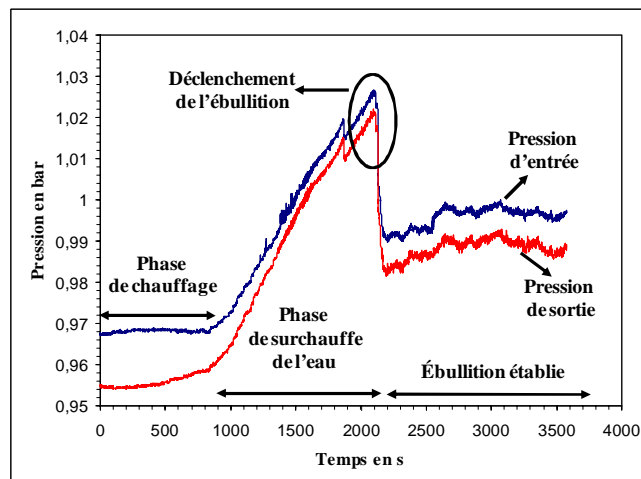


Figure 34. Évolution transitoire et permanente des pressions d'entrée et de sortie de la section d'essai.

Concernant l'évolution des températures il est noté qu'en régime transitoire, les températures augmentent d'une manière continue avec pratiquement la même variation de température par rapport au temps. En régime permanent et après le déclenchement de l'ébullition, les températures se stabilisent et deviennent sensiblement constantes au cours du temps, les allures des courbes des températures en fonction du temps sont pratiquement les même pour les différents débits et puissances comme on peut le voir sur les figures 35. Nous avons donc choisi de représenter les courbes pour une puissance de 200 W et des débits de 13, 26 et 33 ml/min.

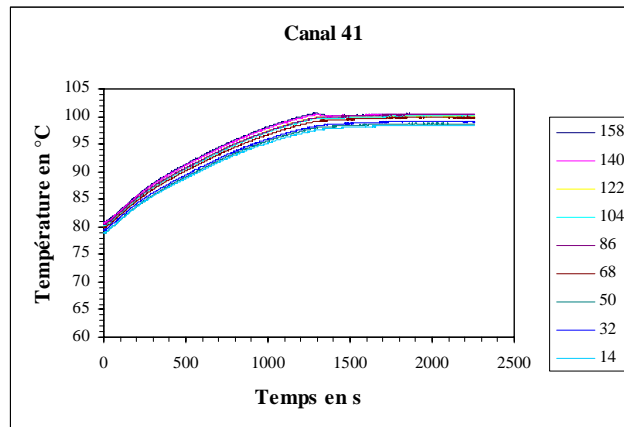


Figure 35a. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

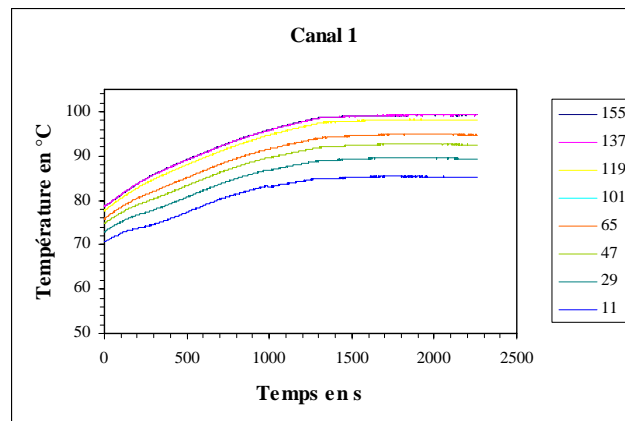


Figure 35b. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

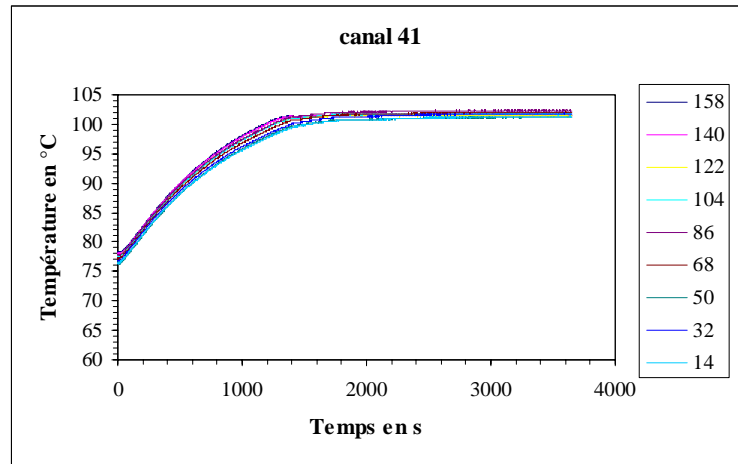


Figure 35c. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 26 ml/min.

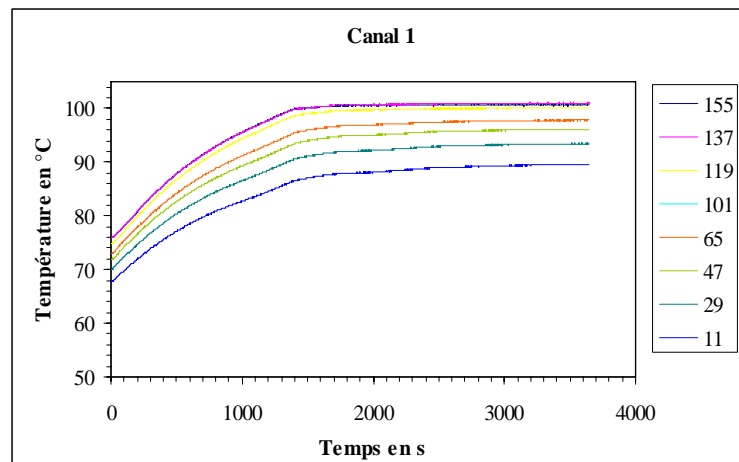


Figure 35d. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 26 ml/min.

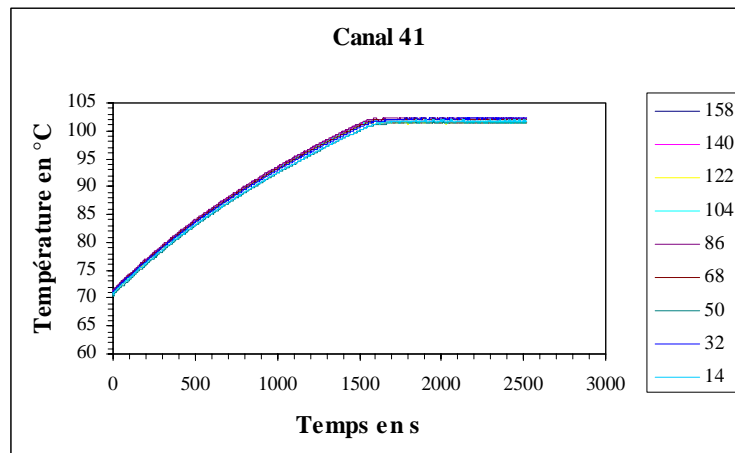


Figure 35e. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 13 ml/min.

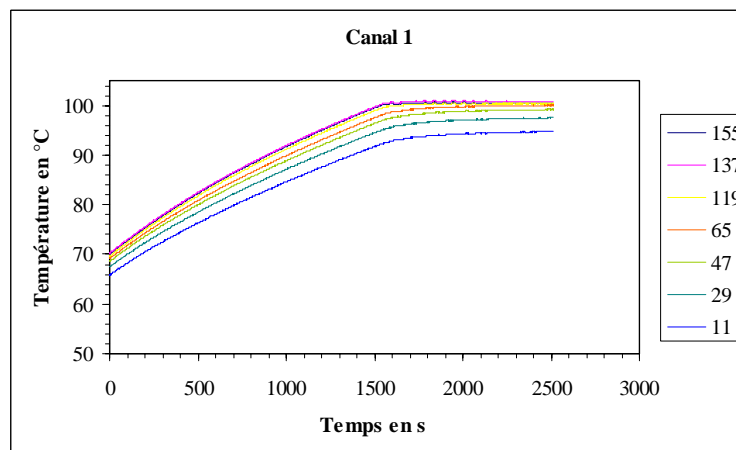


Figure 35f. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 13 ml/min.

Pour des raisons de lisibilité nous avons représenté les courbes des figures 36a et 36b mais en réduisant l'intervalle de temps afin qu'on puisse bien distinguer les mesures des différents micro-thermocouples et là aussi par souci de clarté nous avons supprimé quelques micro-thermocouples. On remarque alors qu'en régime transitoire, les températures augmentent d'une manière continue avec pratiquement la même variation de température par rapport au temps. En régime permanent, les températures se stabilisent et deviennent sensiblement constantes au cours du temps. Au cours des essais, nous avons remarqué que vers la sortie du canal ($x = 158$ mm pour le canal 41 et $x = 155$ mm pour le canal 1), l'écoulement est constitué

par de larges poches de bulles qui occupent une grande partie du canal ce qui explique l'augmentation rapide de la température dans cette zone.

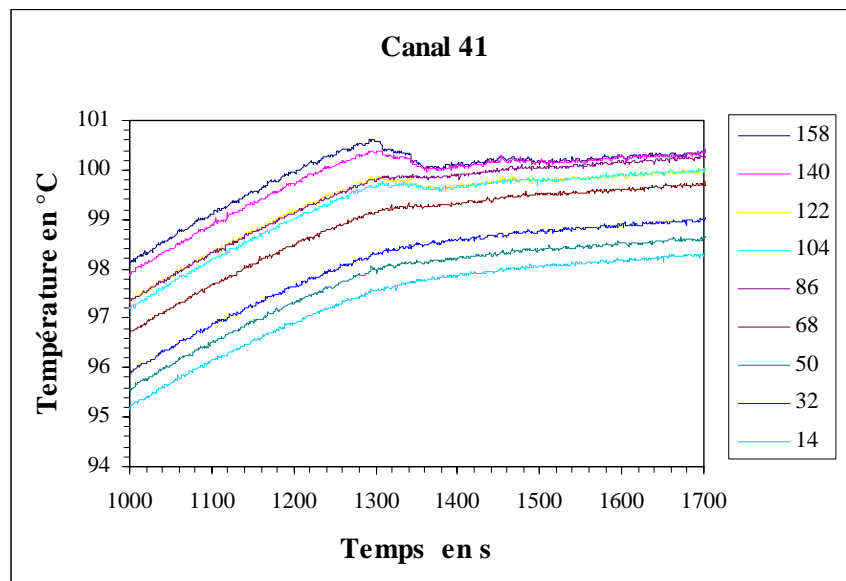


Figure 36a. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

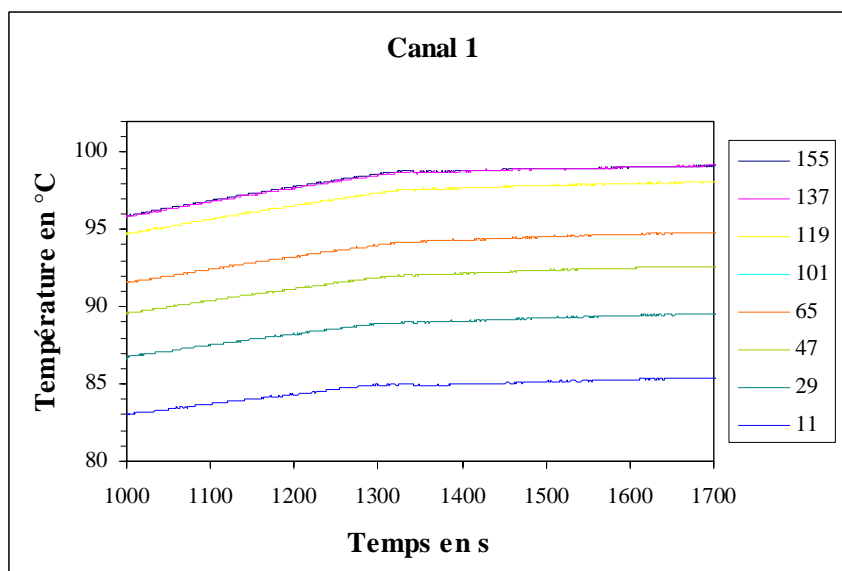


Figure 36b. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

D'après les courbes des figures 36a et 36b la variation de la température entre l'entrée et la sortie du canal 41 est d'environ 2°C lorsque le régime permanent débute, ce qui n'est pas le cas pour le canal 1 où elle est de l'ordre de 13°C. Ces écarts de températures sont dus à la structure de l'écoulement diphasique dans chaque canal qui dépend principalement du débit d'écoulement, en effet, l'évolution des températures est intimement liée au régime d'ébullition constitué d'une phase d'échange monophasique, avant le déclenchement d'ébullition. Cette partie correspond à ce qui est avant le déclenchement d'ébullition, c'est-à-dire avant le premier pic de température suivi du déclenchement d'ébullition correspondant au premier pic de température associée à la température appelé communément T_{ONB} , (ONB étant l'acronyme de Onset Boiling) et finalement la phase d'ébullition nucléée, liée à la température T_{NB} , (NB étant l'acronyme de Nucleate Boiling).

Le canal 1 étant proche de l'entrée donc le temps de passage de l'eau dans le canal est inférieur à celui des autres canaux et notamment le canal 41 qui se situe loin de l'entrée. Ce qui explique que les températures enregistrées dans ce canal sont plus faible que dans le canal 41.

3.1.1 Effet de la variation du débit sur les écoulements

On faisant varier le débit d'eau dans la section d'essai et pour une même valeur de la puissance on remarque une légère différence concernant l'allure des courbes de température notamment pour le régime permanent, en effet, on remarque que pour de faible débit le régime d'écoulement permanent est plus stable que pour de fort débit et le déclenchement de l'ébullition à la sortie du canal 41 est plus prononcée qu'ailleurs comme on peut le constater sur les figures 37.

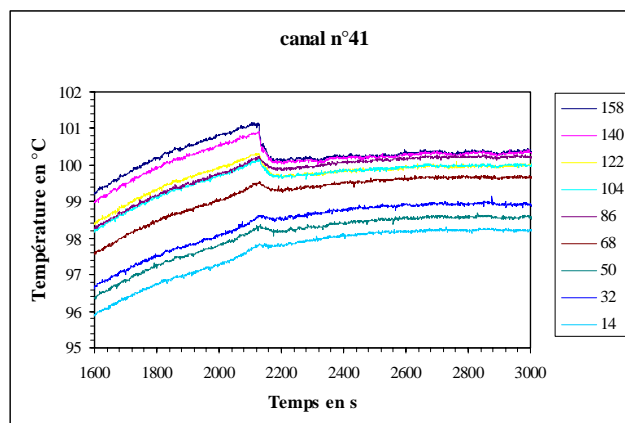


Figure 37a. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 35 ml/min.

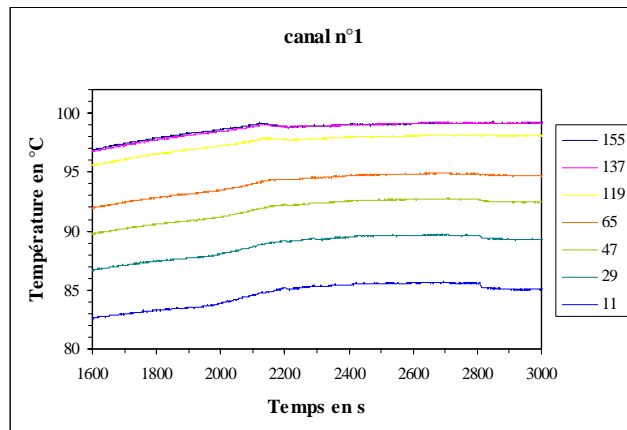


Figure 37b. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 35 ml/min.

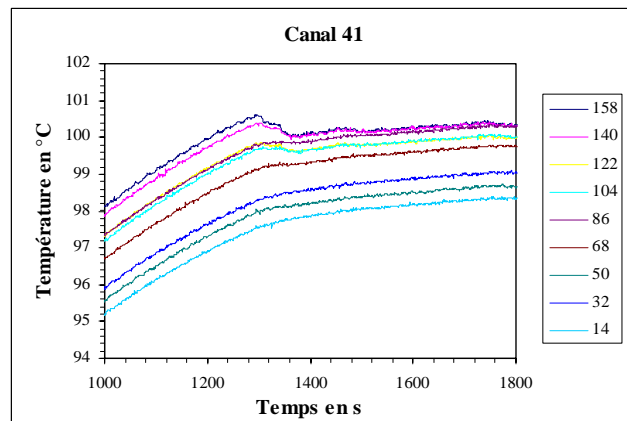


Figure 37c. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

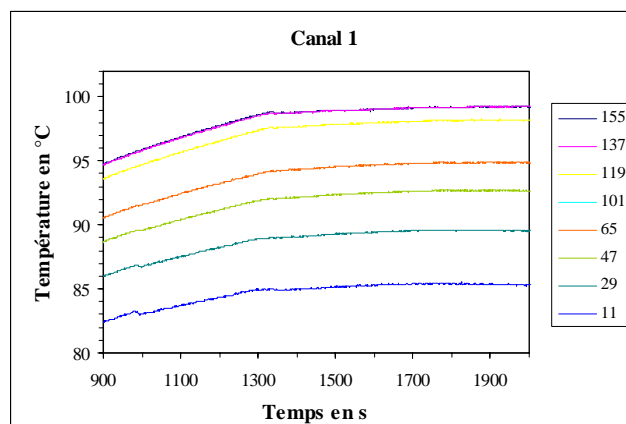


Figure 37d. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 33 ml/min.

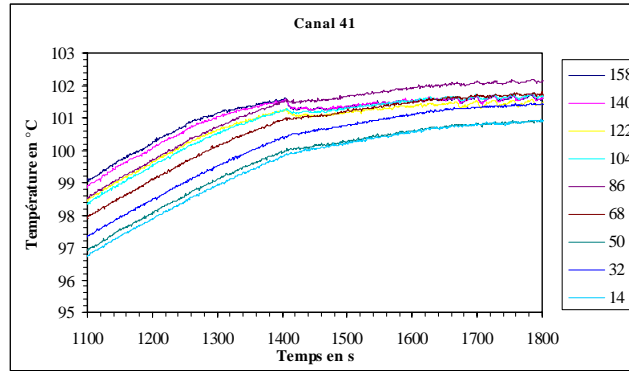


Figure 37e. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 24 ml/min.

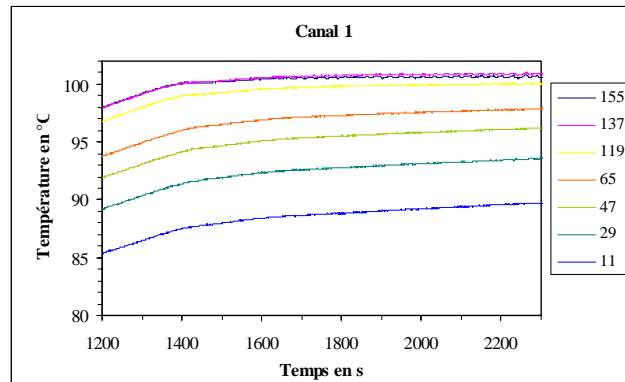


Figure 37f. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 24 ml/min.

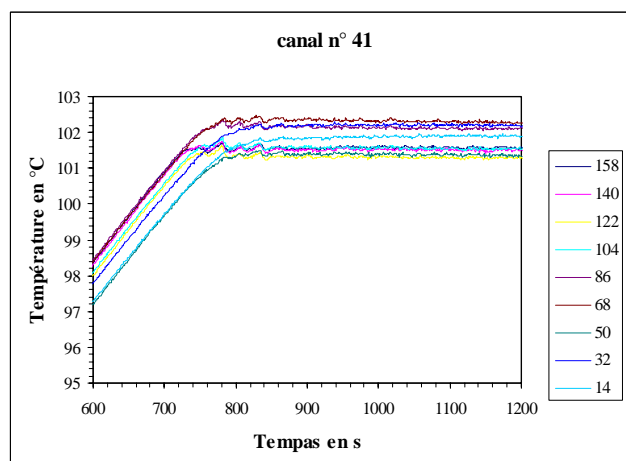


Figure 37g. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 41** pour une puissance de 200W et un débit de 13 ml/min.

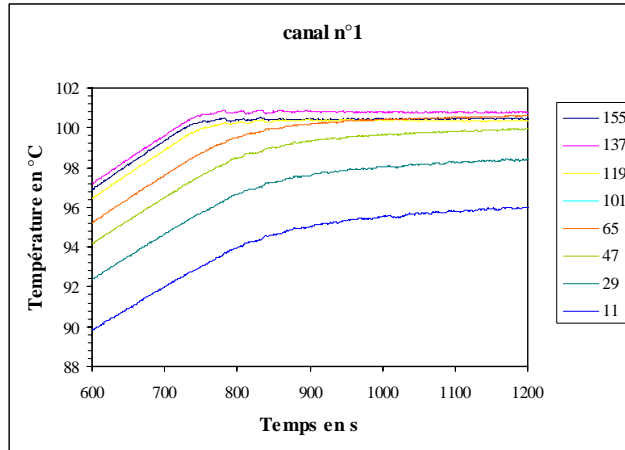


Figure 37h. Évolution temporelle des températures de paroi **canal 1** pour une puissance de 200W et un débit de 13 ml/min.

Ces variations sont dues premièrement au fait que le canal 41 se trouve à 15.2 cm de l'entrée du fluide ce qui suppose un temps de chauffe du liquide plus important que pour le liquide qui passe dans le canal 1 à proximité de l'entée, pour s'assurer de cela nous avons utilisé une caméra à infrarouge pour mesurer les températures de la section d'essai et ainsi voir le comportement thermique de celle-ci, la figure 38 montre en effet la distribution des température de la section d'essai respectivement en régime transitoire et en régime permanent.

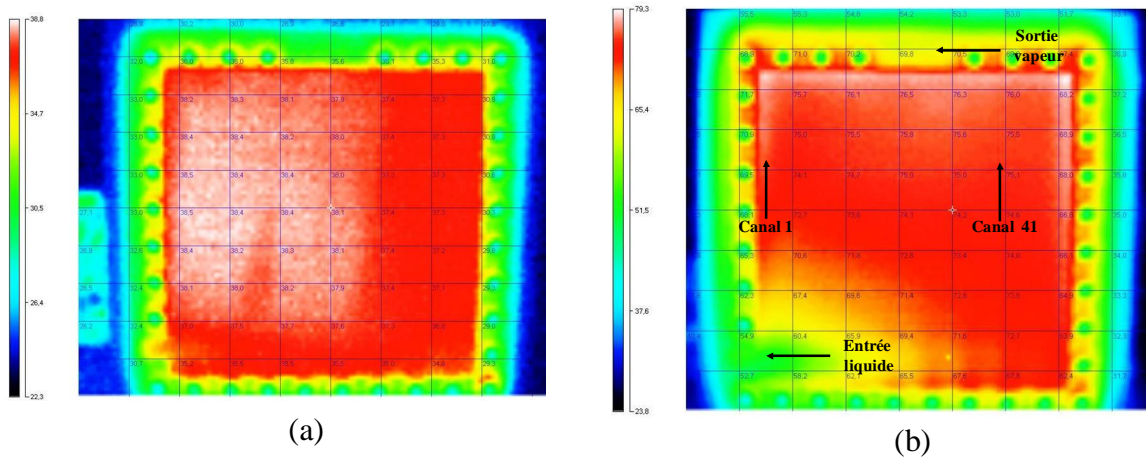


Figure 38. Distribution des températures de la section d'essai mesurée par camera infrarouge (a) régime transitoire, (b) régime permanent.

On peut constater qu'en régime permanent la température à l'entrée du canal est bien inférieur à celle loin de l'entrée [114] ce qui explique bien la différence des allures des courbes de températures précédemment citées.

Deuxièmement à cause de la perte de pression qui augmente avec l'augmentation du débit comme on peut le distinguer aisément sur la figure 39.

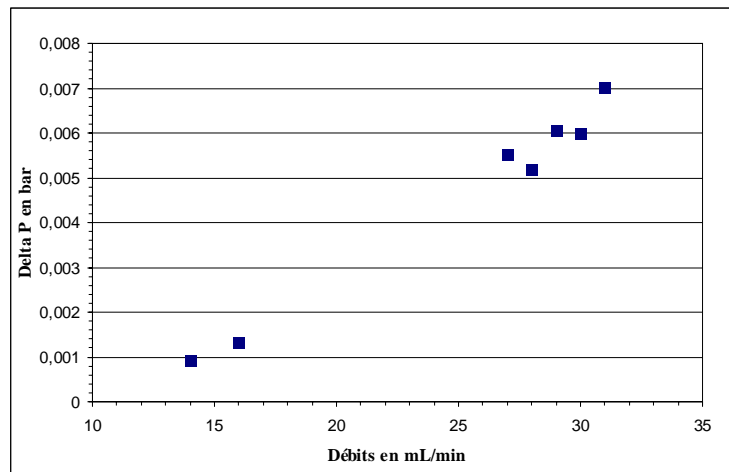


Figure 39. Variation de la perte de pression en fonction des débits dans la section d'essai.

On examinant de près les courbes de la figure 40 on remarque que les températures montent lentement. Le micro-thermocouple mesurant la valeur 14 est près de l'entrée du mini-canal alors que celui donnant la valeur 158 est près de la sortie du mini-canal. Au début du chauffage toutes les valeurs mesurées par les micro-thermocouples sont au-dessus de la température de saturation. Le liquide surchauffé n'étant pas en équilibre thermique le système continue de chauffer jusqu'au déclenchement de l'ébullition.

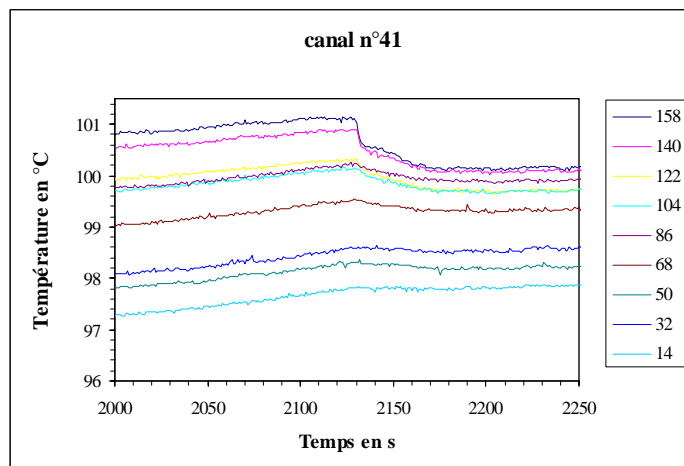


Figure 40. Évolution temporelle des températures de paroi canal 41 pour une puissance de 200W et un débit de 35 ml/min.

Lors de l'ébullition, les micro-thermocouples en aval du mini-canal montrent une augmentation de température remarquable par rapport aux autres micro-thermocouples. En fait, lorsque le liquide bout brusquement, il crée des bulles en expansion ce qui induit une inversion de sens du débit, et change le profil des températures dans le canal. Une autre indication d'un débit momentanément inversé est qu'au moment précis de l'ébullition, le ménisque dans le mini-canal monte. Suivant le sens de l'écoulement, l'écart des températures de paroi diminue au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'entrée du canal où les phénomènes de coalescence s'amplifient. Ceci amplifie la résistance thermique entre le fluide et la paroi. Cette dernière devient de moins en moins mouillée par le liquide et le flux dissipé doit tendre vers une valeur minimale.

Une fois l'ébullition déclenchée, la chaleur générée par le panneau chauffant est évacuée vers le liquide et donc le système est en équilibre. La température de paroi ne varie pratiquement plus le long de la phase d'ébullition nucléée et le régime d'ébullition est bien établi. La figure 41 montre ce cas et la variation de pression de sortie suit exactement les mêmes variations et lors du déclenchement de l'ébullition la pression chute avant de se stabiliser et ceci est dû à la naissance des premières bulles de vapeur dans le liquide ce qui perturbe momentanément l'écoulement liquide, une fois les bulles produites coalescent l'ébullition nucléée est établie et la pression de sortie reprend son évolution.

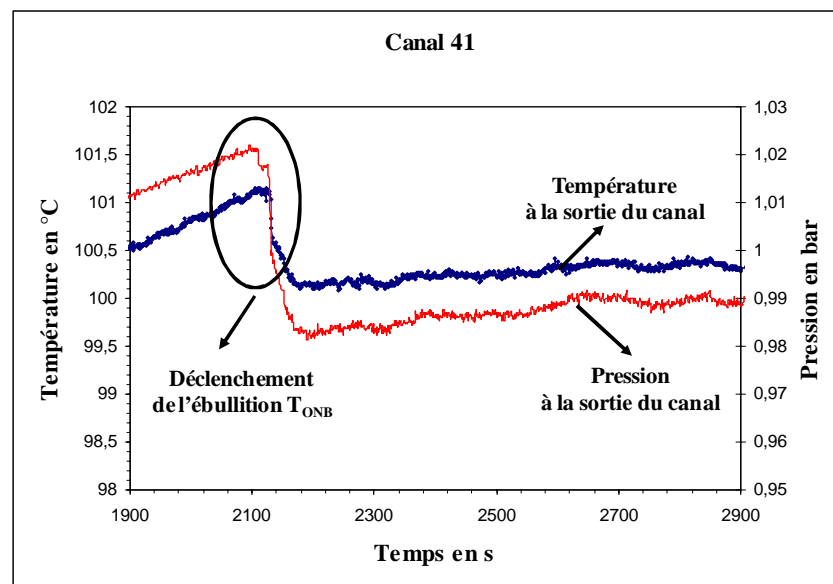


Figure 41. Évolution temporelle de température de paroi **canal 41** et de la pression de sortie pour une puissance de 200W et un débit de 35 ml/min.

3.2 Comparaison des résultats des mesures locales avec les corrélations

3.2.1 Coefficients de transfert de chaleur locaux : comparaison avec les corrélations

Comme les dimensions des canaux deviennent faible, le nombre de Reynolds aussi devient faible et ce pour chaque débit massique testé. Par conséquent, la mesure du coefficient de transfert de chaleur local à faible nombre de Reynolds devrait être étudiée pour l'ébullition convective nucléée. La figure 42 montre un exemple des températures de paroi mesurées pour le premier canal à différents point le long de la direction de l'écoulement en régime permanent. Ces températures sont mesurées pour le régime permanent avec des micro-thermocouples situé à 0.5 et 8,5 mm en dessous de la surface d'échange de chaleur. La température d'entrée de l'eau est maintenue à 60°C durant tous les tests. La puissance totale fournie à la plaque d'essai est maintenue constante à 200 W.

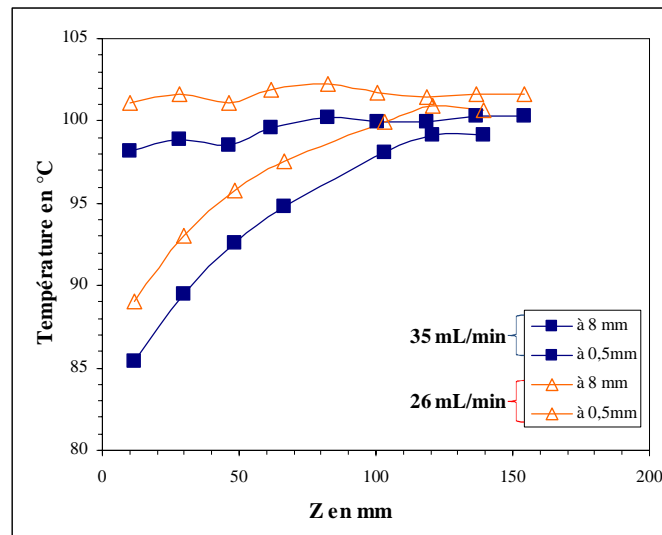


Figure 42. Mesure des températures de paroi à 0,5 et 8 mm en dessous de la surface d'échange.

Les résultats de la figure 42 sont présentés pour deux débits 26 et 35 ml/min ils montrent que les températures de paroi sont plus faibles à l'entrée du mini-canal que celles mesurées à la sortie du mini-canal. Les variations des températures de paroi à 0,5 et 8,5 mm au-dessous de la surface d'échange sont comparables. La variation axiale des températures de paroi dépend notablement du régime d'écoulement le long du canal. On peut voir également sur la figure 42 que la longueur de la zone isotherme est d'environ 100 mm pour le débit 26 ml/min et 40 mm pour 35 ml/min, en fait, pour la même densité de flux de chaleur le phénomène de coalescence et la production de vapeur augmentent lorsque le débit massique du fluide diminue à l'entrée du canal. Toutes les mesures de température de parois présentées sur la figure 42 sont utilisées pour estimer le flux de chaleur local ($q_{channel, z}$) et la température de

surface locale ($T_{s,z}$) le long de la direction de l'écoulement. Les coefficients de transfert de chaleur locaux sont déduits de l'équation (53) avec une incertitude maximale de 8%.

Les figures 43a et 43b montrent la variation des paramètres locaux à savoir la distribution locale des températures de surface et des coefficients de transfert de chaleur pour les débits d'entrée de 26 ml/min et 35 ml/min. Les résultats montrent une forte dépendance des coefficients de transfert de chaleur locaux, des températures de surface, des débits et de l'abscisse z . Pour la même abscisse z , le coefficient de transfert de chaleur est plus élevé et la température de surface est plus faible pour 35 ml/min que pour 26 ml/min.

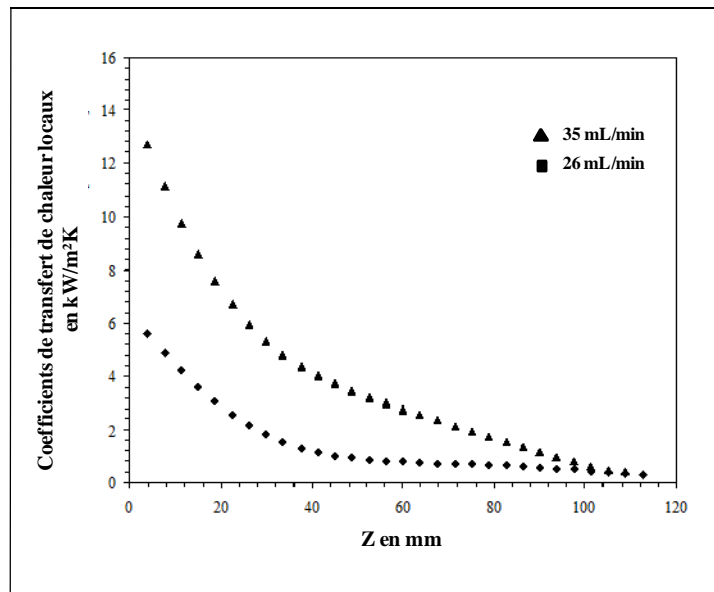


Figure 43a. Variation des coefficients de transfert de chaleur locaux en fonction du débit.

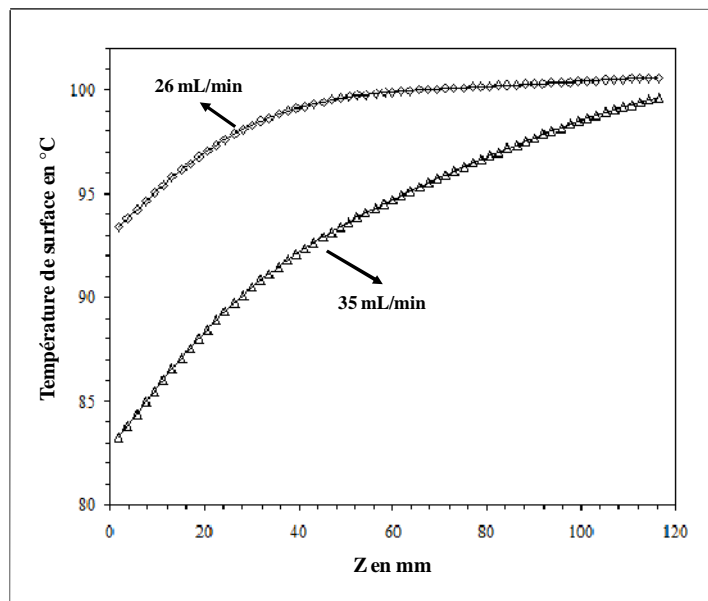


Figure 43b. Variation des températures de surface en fonction du débit.

Pour le même débit, la température de surface est plus faible et le coefficient de transfert de chaleur est plus élevé à l'entrée du canal comparativement aux autres zones de la surface d'échange le long du mini canal. À l'entrée du mini-canal, l'ébullition nucléée est dominante et les perturbations sont dues à la croissance des bulles qui s'échappent de la surface d'échange contribuant significativement à l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur local et à la diminution de la température de surface locale.

Près de la sortie du mini-canal, le coefficient de transfert de chaleur est dégradé et la température de surface augmente parce que la vapeur couvre une surface importante près de la sortie de mini-canal empêchant le liquide de mouiller la surface d'échange. Dans cette zone, le mécanisme de dessèchement de la paroi contribue fortement à la réduction du coefficient de transfert de chaleur local parce qu'il est observé visuellement lors des tests que la vapeur semble bloquer l'écoulement en amont.

Ceci peut être confirmé par l'estimation du titre de vapeur local le long du mini-canal. La figure 44 montre l'évolution du titre de vapeur local pour deux différents débits 26 et 35 ml/min. Les résultats expérimentaux de cette figure sont déduits des résultats du flux de chaleur local déterminé par technique inverse. Le titre de vapeur local se voit augmenter le long du mini-canal avec la diminution du débit. Les courbes présentées sur la figure 44 montrent que les tests pour les deux débits suivent la même tendance et le titre de vapeur maximal se situe à une abscisse z dépendant du débit.

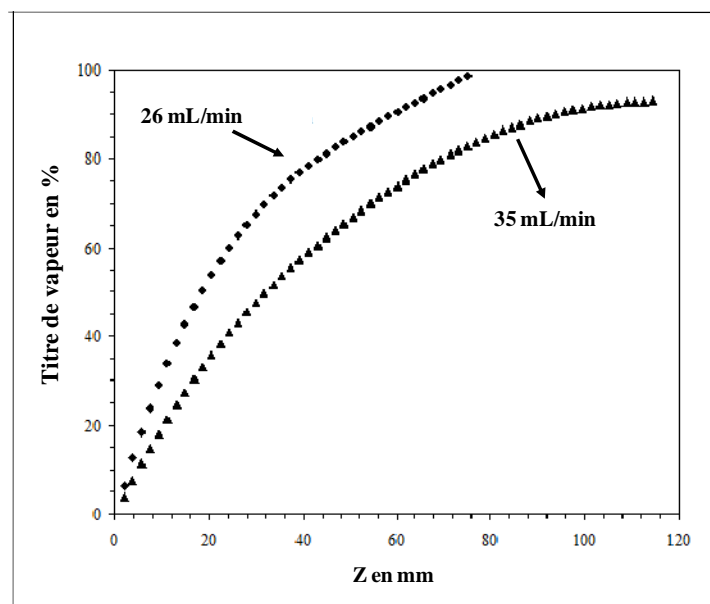


Figure 44. Variation du titre de vapeur en fonction du débit.

Il existe un large éventail de corrélations utilisées dans la littérature pour prédire les coefficients de transfert de chaleur locaux en ébullition convective dans les mini-canaux.

La plus part des corrélations développées définissent le nombre de Nusselt local $Nu_z = \frac{h_z D_z}{\lambda_z}$ comme fonction du nombre d'ébullition, titre de vapeur et du nombre de convection.

Sur les figures 45a et 45b, les mesures expérimentales du coefficient de transfert de chaleur local sont comparées aux prédictions de Kandlikar et Balasubramanian [59], Lazarek et Black [50], Warrier *et al.* [115], et Liu et Witerton [116].

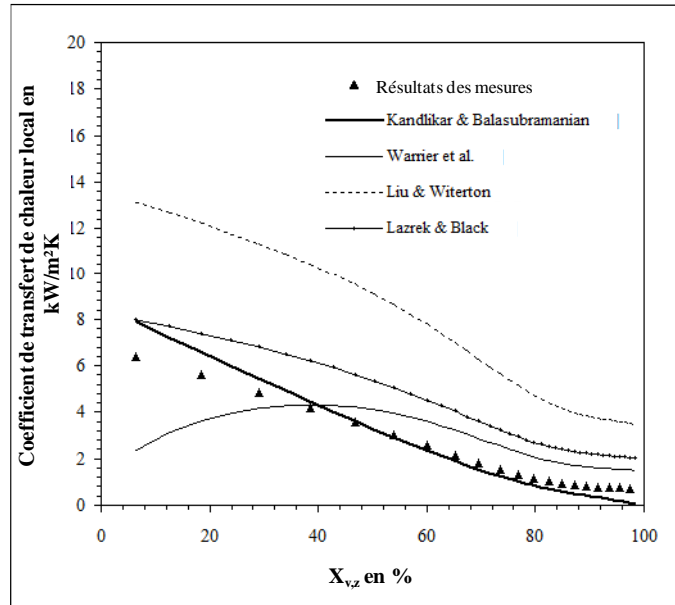


Figure 45a. Comparaison du coefficient de transfert de chaleur mesuré et prédit pour un débit de 217 kg/m².s.

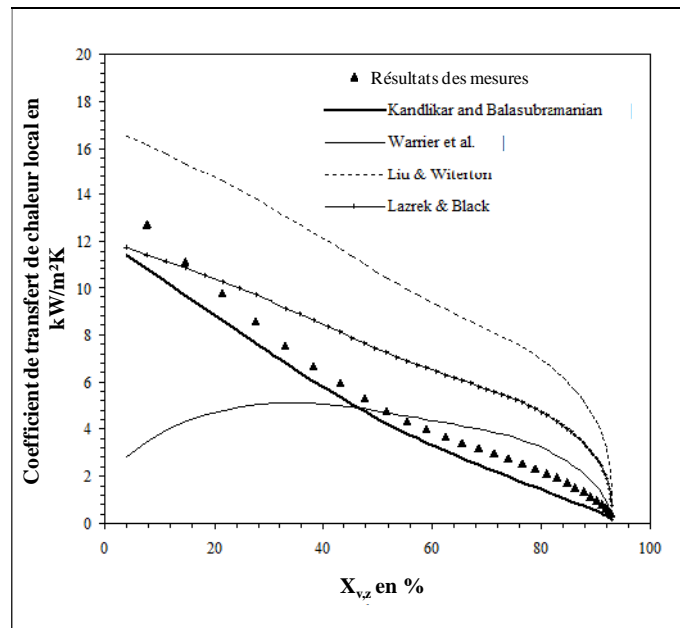


Figure 45b. Comparaison du coefficient de transfert de chaleur mesuré et prédit pour un débit de 516 kg/m².s.

Kandlikar et Balasubramanian [59] ont montré que pour un faible nombre de Reynolds, le mécanisme d'écoulement dominant est l'ébullition nucléée. Ils ont recommandé la corrélation suivante en prenant en compte la présence simultanée des deux phénomènes, l'ébullition nucléée et l'ébullition convective.

$$Nu_z = Nu_l(0,6683Co^{-0,2}f(Fr_l) + 1058Bo^{0,7}) \quad (61)$$

Où Nu_l est le nombre de Nusselt pour le liquide monophasique en supposant que les deux phases sont liquide. Le nombre de Froude Fr_l est égal à 1 pour l'écoulement diphasique dans les mini-canaux parce que ce dernier n'étant pas stratifié. Co est le nombre de convection donnée par:

$$Co = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{1-x_{v,z}}{x_{v,z}}\right)^{0,8} \quad (62)$$

Où $x_{v,z}$ représente le titre de vapeur local.

Lazarek et Black [50] ont développé une corrélation du nombre de Nusselt local pour un écoulement en ébullition qui est fonction du nombre de Reynolds et du nombre d'ébullition.

$$Nu_z = 30Re^{0,857}Bo^{0,714} \quad (63)$$

$$Re = \frac{GD_h}{\mu_l} \quad (64)$$

D_h étant le diamètre hydraulique.

Warrier *et al.* [115] ont proposé une corrélation pour le transfert de chaleur local en ébullition nucléée dans des micro-canaux parallèles d'un diamètre hydraulique de 750 μ m:

$$Nu_z = Nu_l(1 + Bo^{\frac{1}{16}} - 5,3(1 - 855Bo)x_{v,z}^{0,65}) \quad (65)$$

Liu et Witerton [116] ont exprimé le nombre de Nusselt local en introduisant un facteur d'amélioration dû au mécanisme de transfert de chaleur par convection forcée en raison de la génération de bulles dans la couche limite suivante à proximité de la surface d'échange.

$$Nu_z = \frac{D_h}{\lambda_l} \sqrt{(Fh_l)^2 + (Sh_{pool})^2} \quad (66)$$

Où h_l est le coefficient de transfert de chaleur pour la phase liquide, et h_{pool} est le coefficient de transfert de chaleur en ébullition libre défini par Cooper [57], F est un facteur d'amélioration de la convection forcée, et Se est un facteur de suppression de l'ébullition nucléée donnée par:

$$F = 0,35 \left[1 + x_{v,z} \frac{c_{p_l} \mu_l}{\lambda_l} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right] \quad (67)$$

$$S = [1 + 0,055F^{0,5}Re^{0,16}] \quad (68)$$

Les figures 45a et 45b montrent une comparaison entre les coefficients de transfert de chaleur locaux obtenus avec les différentes corrélations énumérés ci-dessus. Il est noté que la corrélation de Warrier *et al.* [115] prédit le coefficient de transfert de chaleur local avec un pic à environ 35% de la valeur du titre de vapeur. Les coefficients de transfert de chaleur locaux augmentent avec l'augmentation du titre de vapeur à proximité du mini-canal.

La valeur maximale du coefficient de transfert de chaleur local se trouve à environ 35% de la valeur du titre de vapeur. Après cette valeur, toute augmentation du titre de vapeur fait diminuer la valeur du coefficient de transfert de chaleur local prédit par Warrier *et al* [115].

Cependant, les corrélations de Kandlikar et Balasubramanian [59], Lazarek et Black [50], et Liu et Witerton [116] prédisent une diminution monotone du coefficient de transfert de chaleur local avec une augmentant du titre de vapeur. Les résultats de nos mesures sont précisément la même tendance que les résultats des corrélations. Pour les deux débits massiques, le coefficient de transfert de chaleur local est vu à la baisse avec l'augmentation du titre de vapeur locale le long du mini-canal. À faible titre de vapeur, la combinaison d'une forte ébullition nucléée et de l'effet de convection dominant et contribuent à accroître le transfert de chaleur local. Après cette zone, le titre de la vapeur augmente et ce à cause du mécanisme de coalescence des bulles et par conséquent, la fréquence des bulles diminue. Ce qui explique l'augmentation du transfert de chaleur avec la diminution du titre de vapeur. Les figures 45a et 45b montrent que les résultats expérimentaux sont proches de la corrélation de Kandlikar et Balasubramanian [59]. Comme le montre la figure 45a, le coefficient de transfert de chaleur local devient indépendant du titre de vapeur lorsque ce dernier est supérieur à 80%. Pour de grand débit figure 45b, le coefficient de transfert de chaleur local varie fortement avec le titre de vapeur comparativement à celui pour de faible débits figure 45a.

3.2.2 Pertes de pression locales : comparaison avec les corrélations

La perte de pression des écoulements diphasique est définie comme étant la somme de deux termes: la perte pression par frottement et la perte de pression dynamique. Plusieurs études et corrélations disponibles sont proposées pour l'évaluation de la perte de pression par frottement et la perte de pression dynamique appelée aussi perte de pression due à l'accélération du fluide. Les corrélations les plus proposées pour les canaux micrométriques sont utilisées pour estimer la perte de charge locale le long du micro-canal ainsi que pour la comparaison avec les résultats des mesures expérimentales. Le but de cette partie est de prédire la perte de pression locale en fonction du titre de vapeur local et de comparer les mesures des pertes de pression totales avec les corrélations.

Les figures 46a et 46b montrent l'évolution temporelle des pressions d'entrée et de sortie ainsi que la perte de pression totale de la section d'essai, on remarque qu'au début du chauffage la

différence de pression entre l'entrée et la sortie de la section d'essai est d'environ 1200 Pa, plus la température évolue cette différence diminue jusqu'au déclenchement de l'ébullition où l'on observe une inversion du sens de l'écoulement à cause de la production de bulles de vapeur alors les deux pressions sont sensiblement égales, une fois le régime permanent débute on observe de nouveau la différence de pression mais cette fois ci qui est de l'ordre de 700 Pa.

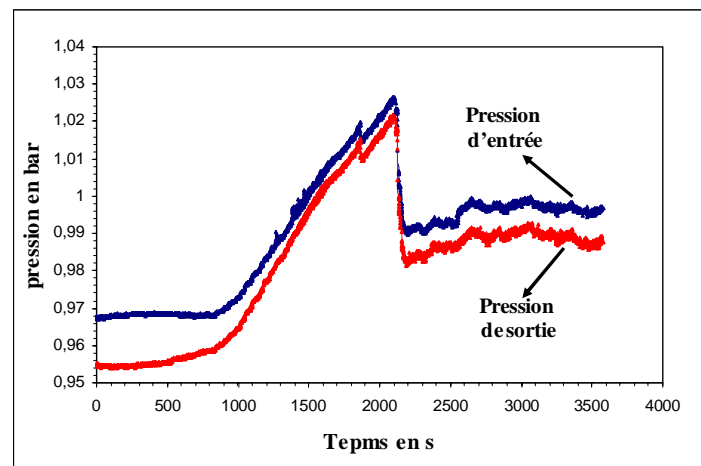


Figure 46a. Évolution temporelle de la pression d'entrée et de la pression de sortie pour une puissance de 200 W et un débit de 35 ml/min.

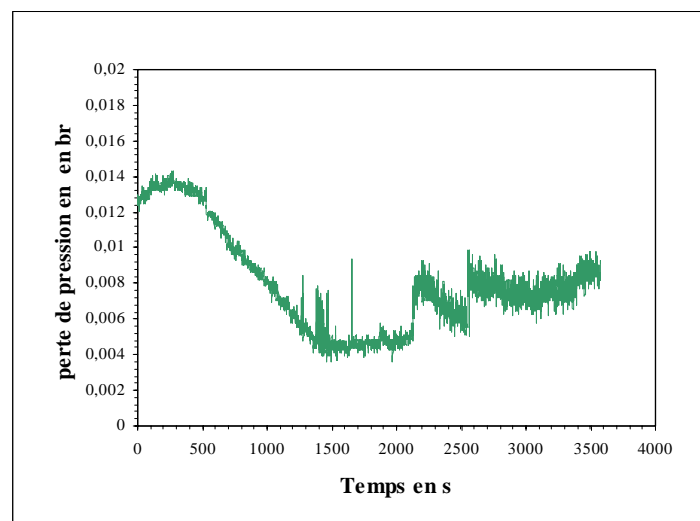


Figure 46b. Évolution temporelle de la perte de pression pour une puissance de 200 W et un débit de 35 ml/min.

On a observé les mêmes allures des courbes de pression on faisant varier les débits et les puissances.

La perte de pression dynamique reflète, l'augmentation de l'énergie cinétique de l'écoulement pendant le processus d'ébullition. Elle dépend du titre vapeur local et du taux de vide local. La perte de pression dynamique est donnée par [117]:

$$\Delta P_{m,z} = G^2 \left\{ \left[\frac{(1-x_{v,z})^2}{\rho_l(1-\alpha_z)} + \frac{x_{v,z}^2}{\rho_v \alpha_z} \right]_{out} - \left[\frac{(1-x_{v,z})^2}{\rho_l(1-\alpha_z)} + \frac{x_{v,z}^2}{\rho_v \alpha_z} \right]_{in} \right\} \quad (69)$$

Où α_z est le taux de vide calculé avec le modèle Rouhani et d'Axelsson [118], et l'équation de Wallis [119]. Rouhani et Axelsson [118] ont proposé l'expression suivante:

$$\alpha_z = \frac{x_{v,z}}{\rho_v} \left\{ \left[1 + 0,2(1-x_v) \left(\frac{\rho_l^2 g D_h}{G^2} \right)^{0,25} \right] \left(\frac{x_{v,z}}{\rho_v} + \frac{1-x_{v,z}}{\rho_l} \right) + \frac{1,18(1-x_{v,z}) [g \sigma (\rho_l - \rho_v)]^{0,25}}{G \rho_l^{0,25}} \right\}^{-1} \quad (70)$$

Pour le modèle à phase séparées [120], chaque phase est supposée s'écouler avec sa propre vitesse moyenne. Le taux de vide est alors défini comme suit:

$$\alpha_z = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x_{v,z}}{x_{v,z}} \right) \frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad (71)$$

Wallis [119] a proposé une expression du taux de vide en fonction du paramètre de Lockart Martinelli χ [65] comme suit:

$$\alpha_z = \frac{1}{1 + 2,28 \chi^{0,71}} \quad (72)$$

Selon le modèle des phases séparées, le gradient de pression par frottement pour un écoulement diphasique est calculé en utilisant le paramètre de Lockhart Martinelli χ et ϕ qui est défini par l'expression suivante:

$$\phi_l^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dz} \right)_{TP}}{\left(\frac{dP}{dz} \right)_l} \quad (73)$$

Où $(dP/dz)_{TP}$ est le gradient de pression par frottement diphasique et $(dP/dz)_l$ est le gradient de pression pour le liquide monophasique qui est donné par la formule suivante :

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_l = 2 \frac{f_l G^2 (1-x_{v,z}^2)}{D_h \rho_l} \quad (74)$$

Où f_l est le coefficient de frottement donné par :

$$f_l = A Re_l^{-n} \quad (75)$$

Pour un régime laminaire $A = 16$ et $n = 1$, pour un régime turbulent $A = 0,046$ et $n = 0,2$.

Re_l étant le nombre de Reynolds pour l'écoulement monophasique liquide et il est calculé par la formule suivante :

$$Re_l = \frac{GD_h}{\mu_l} \quad (76)$$

Le coefficient de frottement diphasique peut être calculé comme suit :

$$\phi^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \quad (77)$$

Où C dépend du régime d'écoulement pour chaque phase. Le paramètre de Martinelli est donné par :

$$\chi = \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,1} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{1-x_v}{x_v}\right)^{0,1} \quad (78)$$

Le paramètre C varie de 5 à 20 tel qu'il est proposé par Ghislom [121]. Pour le régime laminaire en macro-canaux $C = 5$. Mishima et Hibiki [74] ont utilisé la corrélation de Ghislom afin de prédire la perte de pression dans les canaux de petit diamètre allant de 1,05 à 3,90 mm. Ils ont introduit l'effet du diamètre hydraulique sur le coefficient C . English et Kandlikar [122] ont modifié la corrélation de Mishima et Hibiki et ont proposé l'expression suivante pour un écoulement liquide laminaire et un écoulement de vapeur.

$$C = 5(1 - e^{-3,19D_h}) \quad (79)$$

Lee et Lee[122] ont proposé la corrélation empirique suivante pour le calcul de C :

$$C = 6,833 \cdot 10^{-8} \left(\frac{\mu_l^2}{\rho_l \sigma D_h}\right)^{-1,317} \left(\frac{G \mu_l}{\sigma} \left(\frac{x_v}{\rho_v} + \frac{1+x_v}{\rho_l}\right)\right)^{0,719} Re_l^{0,557} \quad (80)$$

Où σ est la tension superficielle.

Lee et Mudawar [46] ont mesuré la perte de pression diphasique de l'évaporation de l'eau dans des micro-canaux. Ils ont proposé pour le régime laminaire vapeur et liquide l'expression suivante:

$$C = 2,16 Re_l^{0,047} \left(\frac{G^2 D_h}{\rho_l \sigma}\right)^{0,6} \quad (81)$$

La figure 47 compare la pression dynamique calculée avec l'équation (69). Le taux de vide locale est calculée en fonction du titre de vapeur local en utilisant trois modèles afin de pouvoir les comparer, les modèles sont ceux de Rouhani et Axelsson [118], le modèle de l'écoulement

séparé [120] et le modèle de Wallis et [119]. Le titre de vapeur local est déduit du flux de chaleur local et des températures de surface. On remarque que toutes ces corrélations prédisent des valeurs comparables à celle de la pression dynamique.

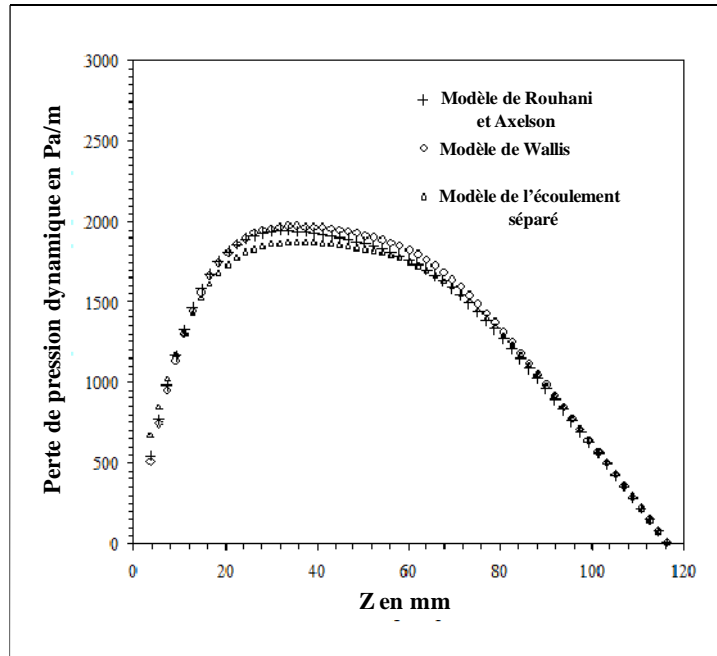


Figure 47. Comparaison des pertes de pression dynamiques locales.

La figure 48 présente la comparaison des pertes de pression par frottement obtenues pour les débits massiques de 217 kg/m²s et 516 kg/m²s en utilisant les corrélations d'English et Kandlikar [122], Lee et Lee [123] et Lee et Mudawar [124]. Il est révélé que toutes ces corrélations donnent des valeurs similaires de pression par frottement locale. On peut remarquer également que la perte de pression par frottement augmente le long du mini-canal et augmente aussi avec le titre de vapeur. La perte de pression totale ($\Delta P_{t,z}$) est définie comme étant la somme de la perte de pression dynamique ($\Delta P_{m,z}$) et de la perte de pression par friction ($\Delta P_{f,z}$).

$$\Delta P_{t,z} = \Delta P_{m,z} + \Delta P_{f,z} \quad (82)$$

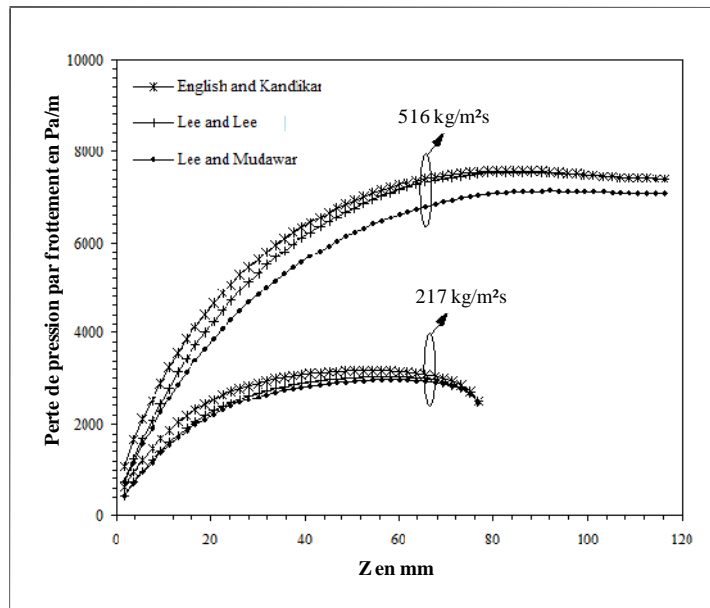


Figure 48. Comparaison des pertes de pression par frottement locales.

La figure 49 montre une comparaison des valeurs mesurées et corrélées de la perte de pression totale pour des débits massique G variant de $167 \text{ kg/m}^2\text{s}$ à $616 \text{ kg/m}^2\text{s}$. On peut voir à partir de cette figure que les valeurs prédites par les corrélations d'English et Kandlikar [122], Lee et Lee [123], et Lee et Mudawar [124] concordent raisonnablement bien avec nos données expérimentales. Toutes ces corrélations sont basées sur la combinaison des régimes d'écoulement liquide laminaire et vapeur laminaire et considèrent également l'effet de la taille des mini-canaux et leur géométrie sur la perte de pression. Il est noté que dans toutes les corrélations des pertes de pression le titre de vapeur est déterminé localement à partir du flux de chaleur local et de la température de surface locale estimée par PICC. C'est probablement pour cette raison que les corrélations d'English et Kandlikar [122], Lee et Lee [123], et Lee et Mudawar [124] donnent une meilleure prédiction des pertes de pression totales et qui est proche des résultats expérimentaux.

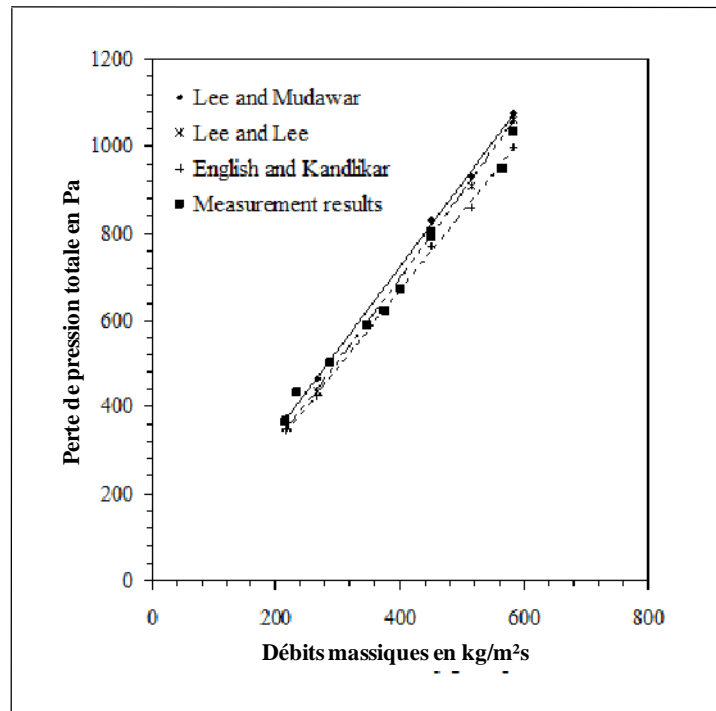


Figure 49. Comparaison de pertes de pression totales corrélées et mesurées.

3.2.3 Transfert de chaleur local et perte de pression des nano-fluides en ébullition convective

Les liquides sont souvent utilisés comme agents caloporteurs dans les échangeurs de chaleur. Mais la capacité de transfert de chaleur des liquides se trouve limitée par les propriétés thermiques de ces fluides à savoir la conductivité thermique et la capacité thermique. La concurrence mondiale des industries thermiques a créé un fort besoin de développer de nouveaux fluides avec des caractéristiques thermiques nettement plus élevées notamment la conductivité thermique, c'est alors qu'apparaissent les nano-fluides. Un nano-fluide est un fluide dans lequel sont dissous des nanoparticules métalliques dans le but d'en améliorer ses capacités thermiques et ce parce que la conductivité thermique des métaux est nettement plus élevée que celle des liquides. L'appellation nano-fluide est utilisée pour la première fois par Stephen Choi [125].

En raison de l'amélioration exceptionnelle de la conductivité thermique des fluides, même à de très faibles concentrations de nanoparticules [126], les nano-fluides ont suscités un grand intérêt à partir du milieu des années 90. La plupart des études menées jusqu'à présent porte sur les écoulements monophasiques. C'est alors que nous avons décidé de mener une deuxième campagne expérimentale mais cette fois ci en utilisant un nano-fluide à base de nanoparticule de cuivre.

3.2.3.1 Préparation des nano-fluides

Dans ce travail, nous avons mené les mêmes expérimentations en utilisant un nano-fluide à base de nanoparticules de cuivre et de l'eau désionisée comme fluide de base. Les nanoparticules de cuivre utilisées sont d'un diamètre moyen d'environ 35 nm, elles sont dispersées dans l'eau désionisée. Pour obtenir une répartition uniforme et stable des nanoparticules dans l'ensemble du fluide nous avons utilisé la technique de vibration ultrasonique. Cette technique permet d'améliorer l'uniformité de la dispersion des nanoparticules dans l'eau et d'empêcher leur agglomération, le nano-fluide a été vibré pendant 24 heures, la préparation s'est faite en salle blanche du FEMTO-ST la figure 50 est une photo prise par un microscope à balayage électronique, elle montre la répartition des nanoparticules de cuivre dans la solution, on distingue clairement la répartition uniforme des nanoparticules dans l'eau.

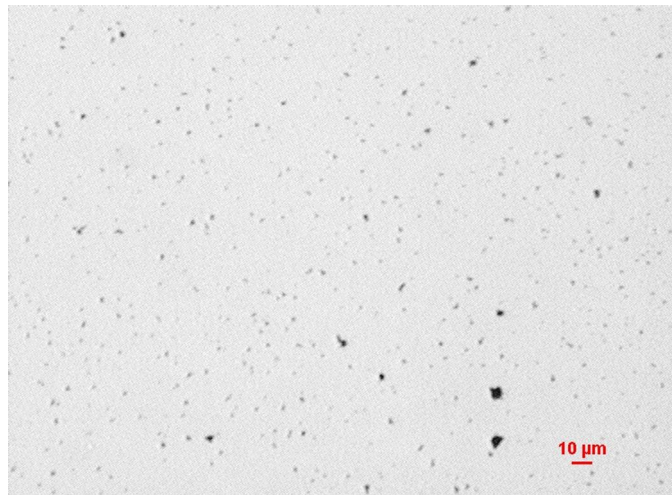


Figure 50. Répartition des nanoparticules dans le fluide, photo prise par microscope électronique à balayage.

Aucun agent tensioactif n'a été rajouté à la suspension des nanoparticules pour la stabiliser. La raison est que l'ajout d'agent tensioactif peut influencer l'amélioration réelle de la transmission de chaleur en ébullition comme il peut avoir une interaction néfaste pour les piles à combustible. La conductivité électrique du nano-fluide mesurée est de 4,8 $\mu\text{S}/\text{cm}$. Durant les expériences, les nanoparticules ont maintenus une bonne dispersion dans le nano-fluide. Il a été remarqué que la suspension des nanoparticules change après quatre ou cinq jours. Lors de nos expérimentations sur le transfert de chaleur en ébullition convective nous avons utilisé trois concentrations différentes de nanoparticules: 5mg/l, 10mg/l et 50mg/l, la figure 51 montre une photo de la solution de nanoparticules de cuivre avec différentes concentration.

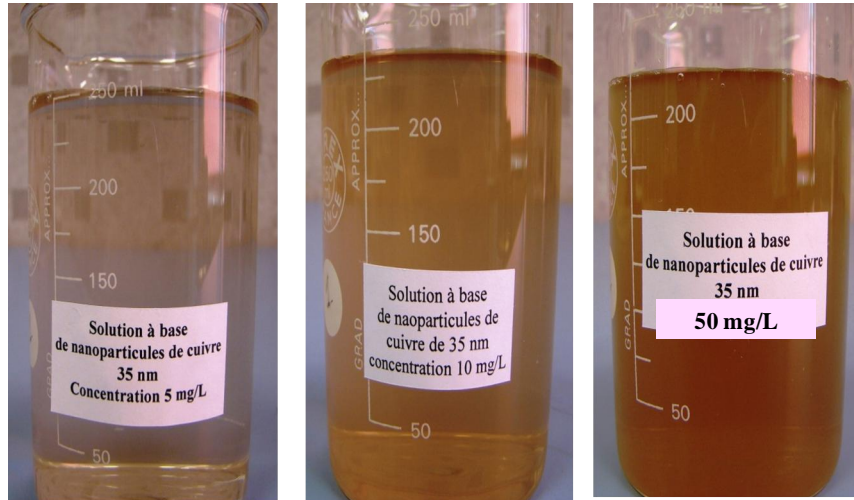


Figure 51. Solution à base de nanoparticules de cuivre avec différentes concentrations.

Les résultats sont comparés à ceux obtenus en utilisant de l'eau pure. Pour les différents débits testés la durée des essais est d'environ 12 heures. Après chaque essai, la section de test est nettoyée avec de l'eau désionisée. Il a été démontré lors de travaux antérieurs que l'écoulement diphasique empêche le dépôt des nanoparticules et par conséquent il n'y a pas de variation de concentration des nanoparticules [127, 128].

Les premiers résultats de nos expérimentations avec les nano-fluides se révèlent être intéressants, la première remarque à faire est que l'allure des courbes de variation de températures et de pression en fonction du temps est similaire avec celles obtenues avec l'eau pure comme on peut le voir sur les figures 52a et 52b où la puissance du panneau chauffant est de 200 W et le débit de 35 ml/min.

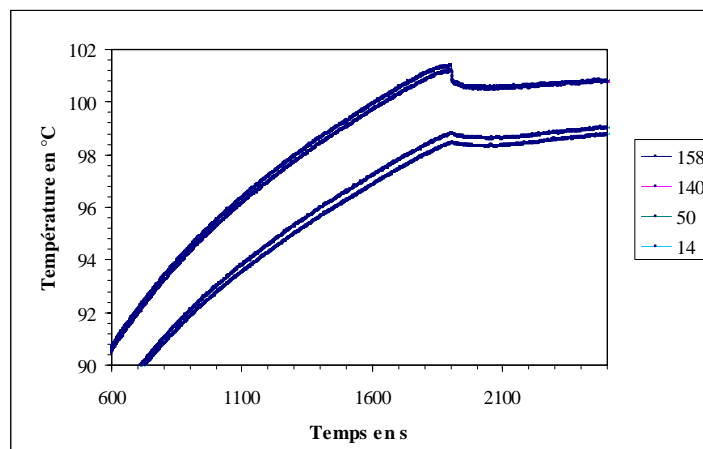


Figure 52a. Evolution temporelle des températures de paroi pour le nano-fluide de concentration 50 mg/l.

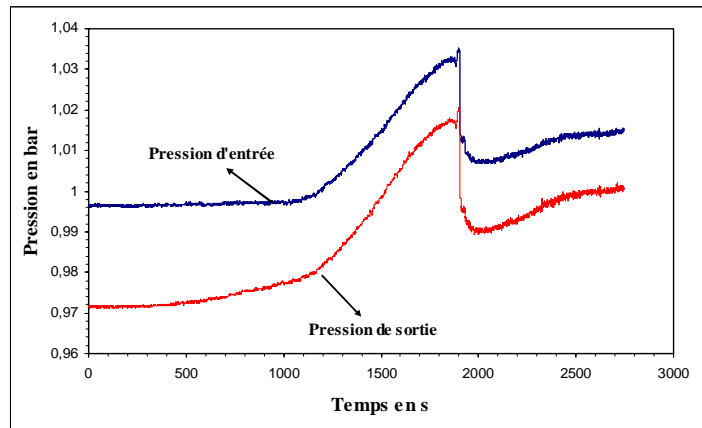


Figure 52b. Evolution temporelle des pressions d'entrée et de sortie pour le nano-fluide de concentration 50 mg/l.

La figure 53 montre l'évolution des températures de paroi pour un débit de 35 ml/min et une puissance de 200 W pour trois concentrations on remarque que les températures décroissent avec l'augmentation des concentrations, et on peut observer aussi que le déclenchement de l'ébullition est remarquable et s'effectue prématurément pour les concentrations les plus basses.

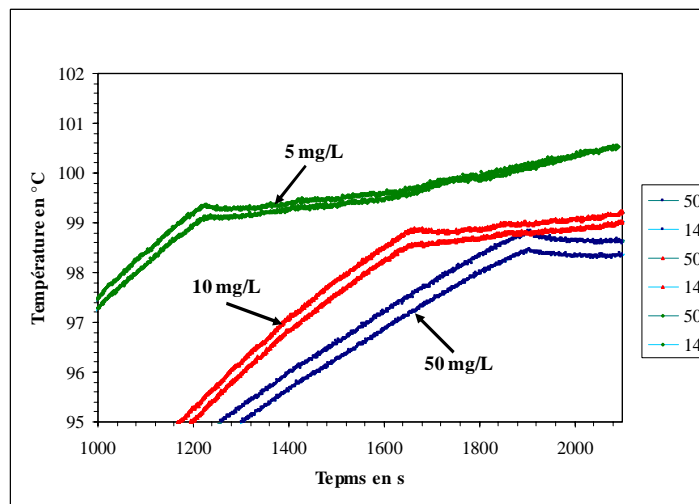


Figure 53. Evolution temporelle des températures de paroi pour les nano-fluides de concentration 50 mg/l, 10 mg/l et 5 mg/l pour une puissance de 200 W et un débit de 29 ml/min.

Concernant la perte de pression on peut voir sur la figure 54 la comparaison entre la perte de pression entre le nano-fluide et l'eau pure pour la même puissance et le même débit, on

remarque que la perte de pression est plus importante pour le nano-fluide et ceci est du probablement à la viscosité élevée du nano-fluide.

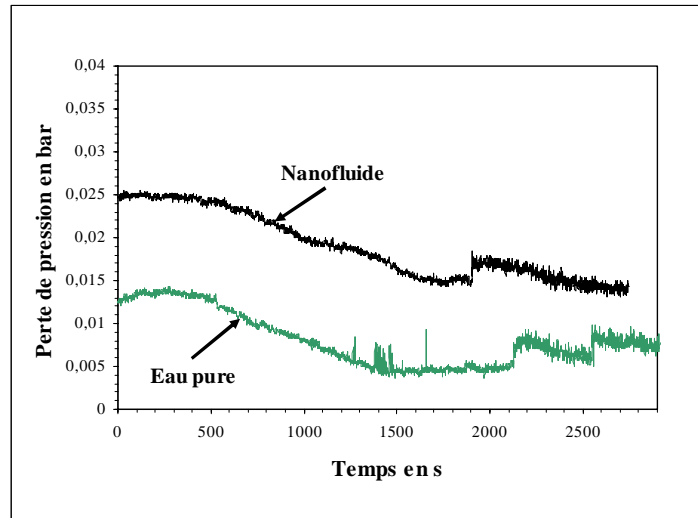


Figure 54. Evolution temporelle de la perte de pression pour l'eau pure et le nano-fluide puissance 200 W débit 35 ml/min.

3.2.3.2 Effet de la concentration des nanoparticules sur le coefficient de transfert chaleur local

Dans cette étude, des expériences ont été réalisées avec une très faible fraction massique de nanoparticules de cuivre. La raison en est que, pour de faibles concentrations de nanoparticules le dépôt des nanoparticules sur la surface et la variation de la concentration en nanoparticules dans le fluide peuvent être négligé. La fraction massique des nanoparticules de cuivre est donnée par:

$$wt\% = 100 \frac{m_p}{m_p + m_w} \quad (83)$$

Où m_p est la masse des nanoparticules de cuivre et m_w la masse de l'eau désionisée.

La fraction volumique des nanoparticules est donnée par la relation suivante :

$$\phi = \frac{wt\rho_w}{wt\rho_w + (1-wt)\rho_p} \quad (84)$$

Où ρ_w est la masse volumique de l'eau et ρ_p est la masse volumique des nanoparticules.

La figure 55 montre les températures de paroi mesurées en régime permanent avec les micro-thermocouples placés à 0,5 mm en dessous de la surface d'échange. Les résultats obtenus dans cette figure sont pour les conditions de fonctionnement suivantes: puissance de chauffage de 200 W, la température du liquide d'entrée est de 60°C et débit massique est de 516 kg/m²s.

Les tests sont effectués pour trois fractions volumiques différentes de nanoparticules: 5 mg/l (ϕ 0,00056%), 10 mg/l (ϕ 0,0011%) et 50 mg/l (ϕ 0,0056%). On peut noter que la température de la paroi diminue en augmentant la concentration des nanoparticules. Près de l'entrée du canal, la température de paroi est réduite de 86,5 pour l'ébullition de l'eau pure à 83°C pour le nano-fluide à 50 mg/l. Près de la sortie du canal, la température de saturation pour l'eau pure est de 100°C et elle descend jusqu'à 98°C pour le nano-fluide à 50 mg/l. On peut en conclure que la concentration des nanoparticules dans le liquide de base permet de réduire la température d'ébullition du fait que les nanoparticules de cuivre contribuent à l'augmenter du transfert de chaleur local et accélère la naissance de l'ébullition.

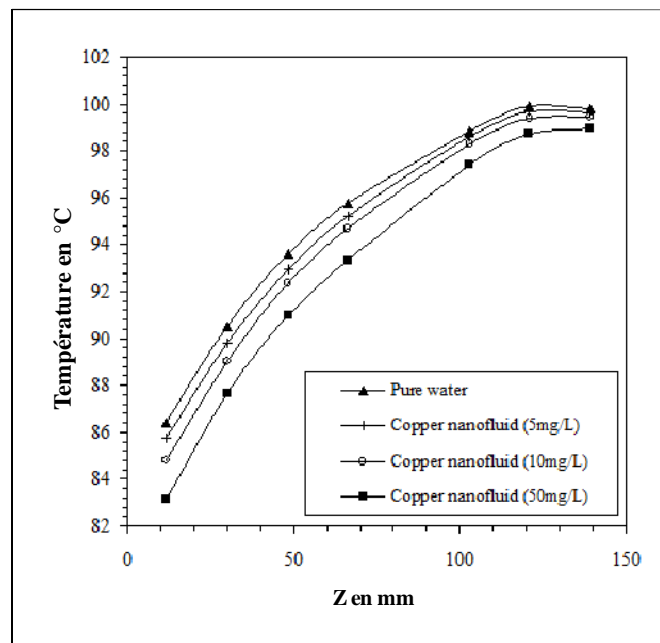


Figure 55. Température de paroi mesurée à 0,5 mm en dessous de la surface d'échange.

Les figures 56a et 56b confirment ce qui a été dit précédemment en effet elles montrent l'évolution des températures de paroi en régime permanent à 0,5 et 6 mm en dessous de la surface d'échange pour les trois concentrations.

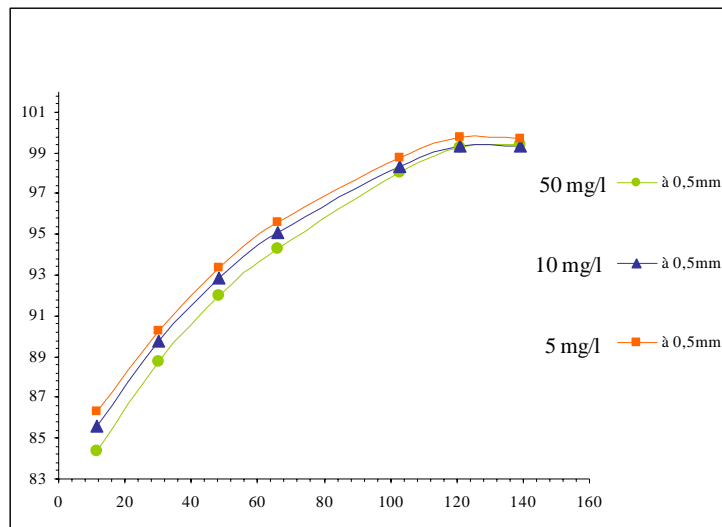


Figure 56a. Température de paroi mesurée pour les nano-fluides à 0,5 mm en dessous de la surface d'échange.

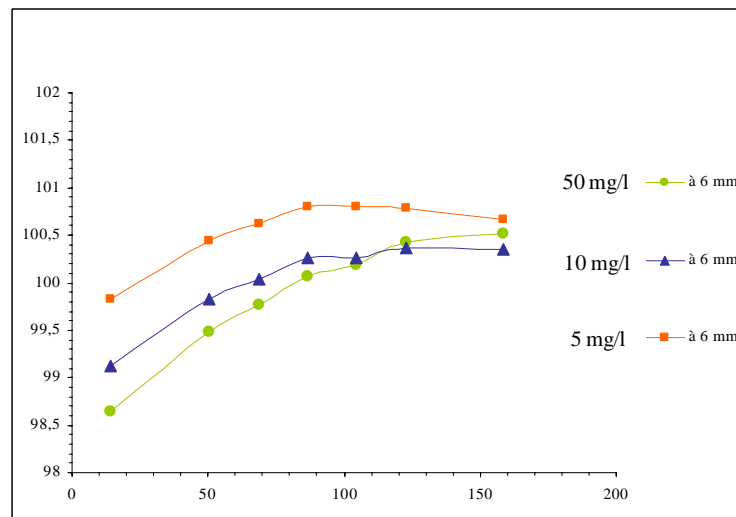


Figure 56b. Température de paroi mesurée pour les nano-fluides à 6 mm en dessous de la surface d'échange.

La figure 57 montre l'effet de la concentration des nanoparticules de cuivre sur l'amélioration du coefficient de transfert de chaleur local estimé par technique inverse en utilisant les données expérimentales présentées dans les figures 55, 56a et 56b. Il est démontré que l'amélioration du coefficient de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de la concentration des nanoparticules de cuivre.

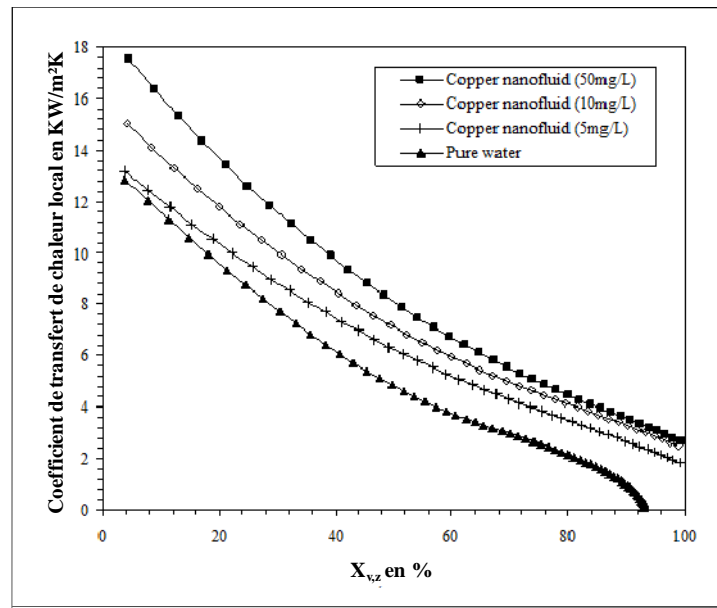


Figure 57. Effet de la concentration des nanoparticules sur le coefficient d'échange de chaleur local.

Les figures 58 et 59 représentent respectivement les températures de surface et le flux de chaleur local estimé par technique inverse pour différentes concentrations de nanoparticules de cuivre. On peut noter que la non uniformité du profil du flux de chaleur le long de l'écoulement peut être dû au mécanisme de départ des bulles et de l'agitation après leur détachement des sites de nucléation ainsi que de la convection induite par le liquide. Le meilleur cas correspond au coefficient de transfert de chaleur maximal et la température de surface minimale et il est obtenu pour la concentration de nanoparticules de cuivre la plus élevées. Nos résultats montrent que le coefficient de transfert de chaleur local augmente avec la concentration des nanoparticules de cuivre non seulement parce que la différence entre la température de surface et la température du liquide à l'entrée baissent, mais aussi parce que le flux de chaleur local d'ébullition augmente.

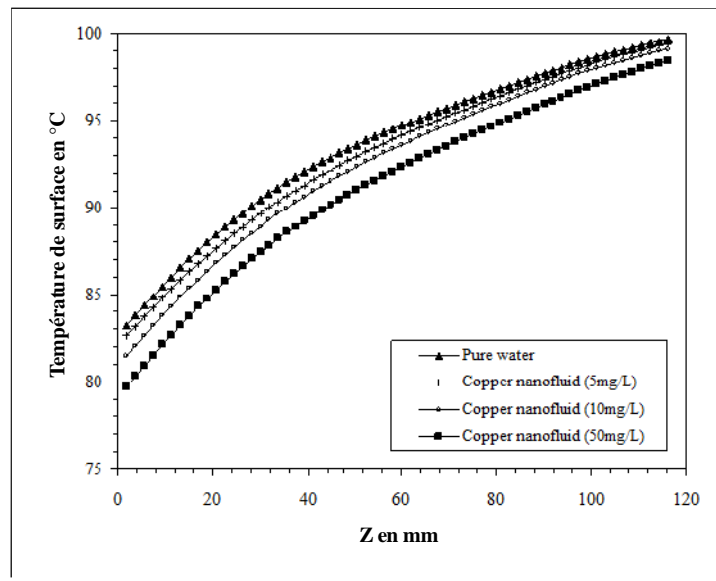


Figure 58. Effet de la concentration des nanoparticules sur la température de surface locale.

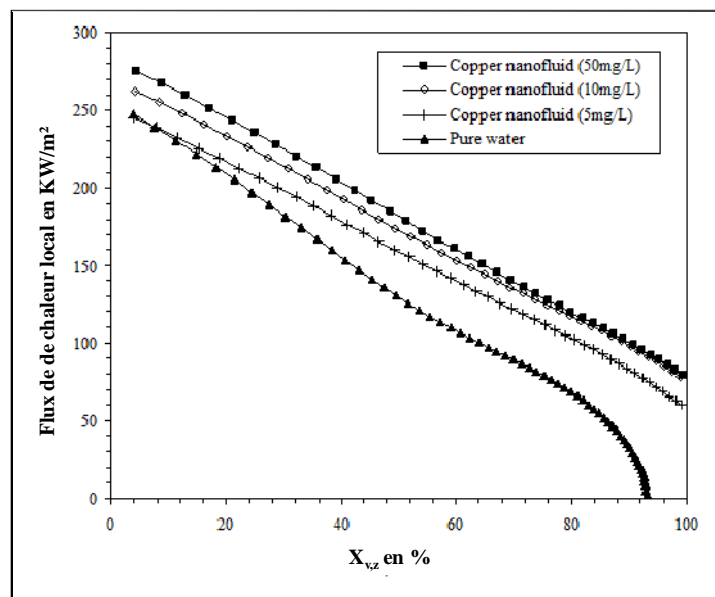


Figure 59. Effet de la concentration des nanoparticules sur le flux de chaleur local.

Dans de précédentes études [129], il est noté que le transfert de chaleur des nano-fluides devrait être bien meilleur que celui de l'eau pure, car la conductivité thermique augmente avec la concentration des nanoparticules. Kim *et al.* [130] ont montré que la taille des bulles au départ de la nucléation augmente et la fréquence de ces dernières diminue en utilisant les nano-fluides.

You et al. [131] ont conduit une étude expérimentale pour trouver la courbe d'ébullition pour l'ébullition libre à partir d'une plaque carrée chauffée et immergée dans un nano-fluide à base d'eau et de nanoparticules d' Al_2O_3 . Ils n'ont constaté aucune dégradation ni amélioration du transfert de chaleur en ébullition nucléée. Nos résultats expérimentaux confirment que pour l'ébullition convective non seulement le coefficient de transfert de chaleur local augmente mais aussi le flux de chaleur local, mais la température de surface locale diminue avec la concentration des nanoparticules en suspension dans l'eau déminéralisée. La raison est probablement due à la vitesse d'écoulement, car lorsque la vitesse d'écoulement augmente, la force de traînée induit le détachement des bulles à petit diamètre et augmente la migration des nanoparticules dans le fluide.

3.2.3.3 Effet de la concentration des nanoparticules sur la perte de pression totale

Dans des travaux antérieurs, il est noté que la présence de nanoparticules dans l'eau désionisée peut augmenter la perte de pression dans des micro-canaux parce que la viscosité dynamique augmente avec la concentration des nanoparticules. Certains auteurs [129] ont mesuré la chute de pression à l'entrée et à la sortie des micro-canaux pour des écoulements monophasique et ont confirmé que la perte de pression augmente avec le nombre de Reynolds et la concentration des nanoparticules. Concernant notre travail, la mesure de la perte de pression est faite à l'entrée et à la sortie des mini-canaux. La perte de charge locale est déterminée à partir des résultats expérimentaux, tels que le titre de vapeur local et les températures de surface, comme il a été mentionné précédemment. Les températures de surface et la concentration des nanoparticules sont utilisées pour déterminer les propriétés physiques du fluide de base (eau) et du nano-fluide. La figure 60 montre la variation de la perte de pression locale de l'eau pure et des différentes concentrations de nanoparticules. La perte de pression locale pour les nano-fluides est déterminée en utilisant les équations (69) et (70) pour le calcul de la perte de pression par frottement et les équations (73) et (79) pour le calcul de la perte de pression dynamique, y compris les propriétés des nano-fluides définis comme suit :

$$h_{fg,n} = \frac{\rho_w}{\rho_p} (1 - \phi) h_{fg,n} \quad (85)$$

$$\rho_n = (1 - \phi) \rho_w + \phi \rho_p \quad (86)$$

$$\mu_n = \mu_w (1 - \phi)^{-2,5} \quad (87)$$

Les résultats des mesures présentées sur la figure 60 sont obtenus pour une puissance de chauffe de 200 W, une température d'entrée du liquide de 60°C et un débit massique de 516kg/m²s. Il est démontré que pour le même titre de vapeur, la perte de pression locale est plus élevée pour le nano-fluide que pour l'eau pure et elle augmente avec la concentration des

nanoparticules parce que la viscosité du nano-fluide est plus élevée que celle de l'eau pure [113]. La figure 61 compare les titres de vapeur locaux pour chaque fluide testé. Il est noté que le titre de vapeur augmente également avec la concentration des nanoparticules parce que le flux de chaleur local augmente avec la concentration des nanoparticules de cuivre.

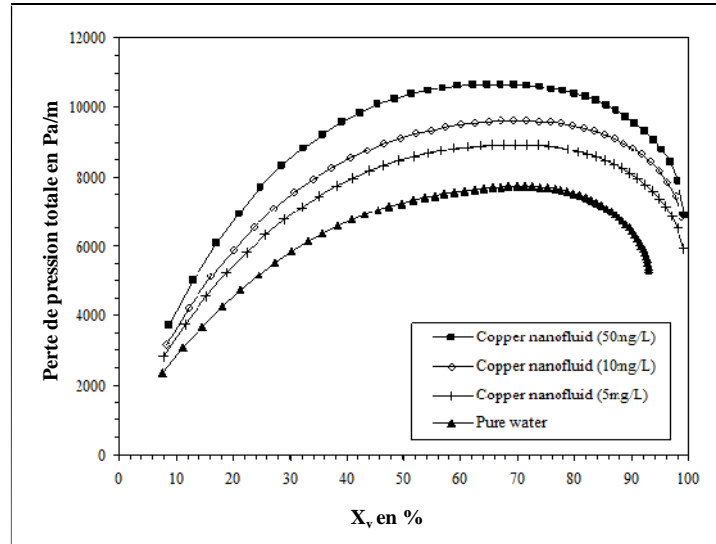


Figure 60. Effet de la concentration des nanoparticules sur perte de pression totale.

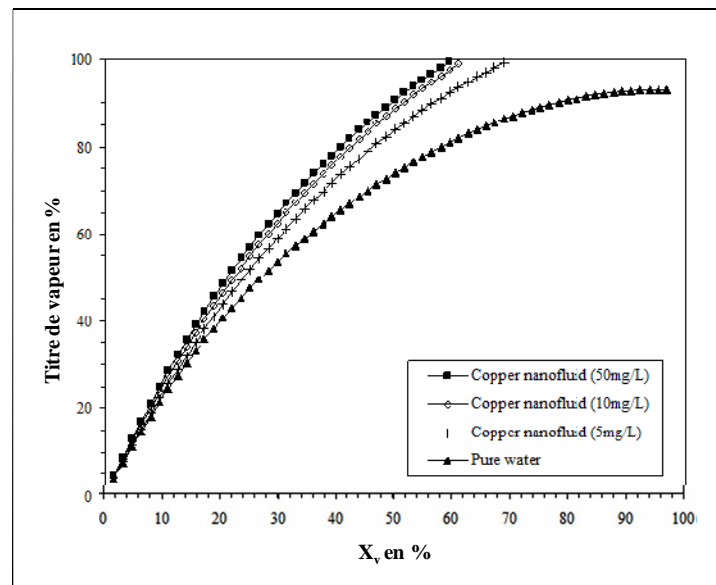
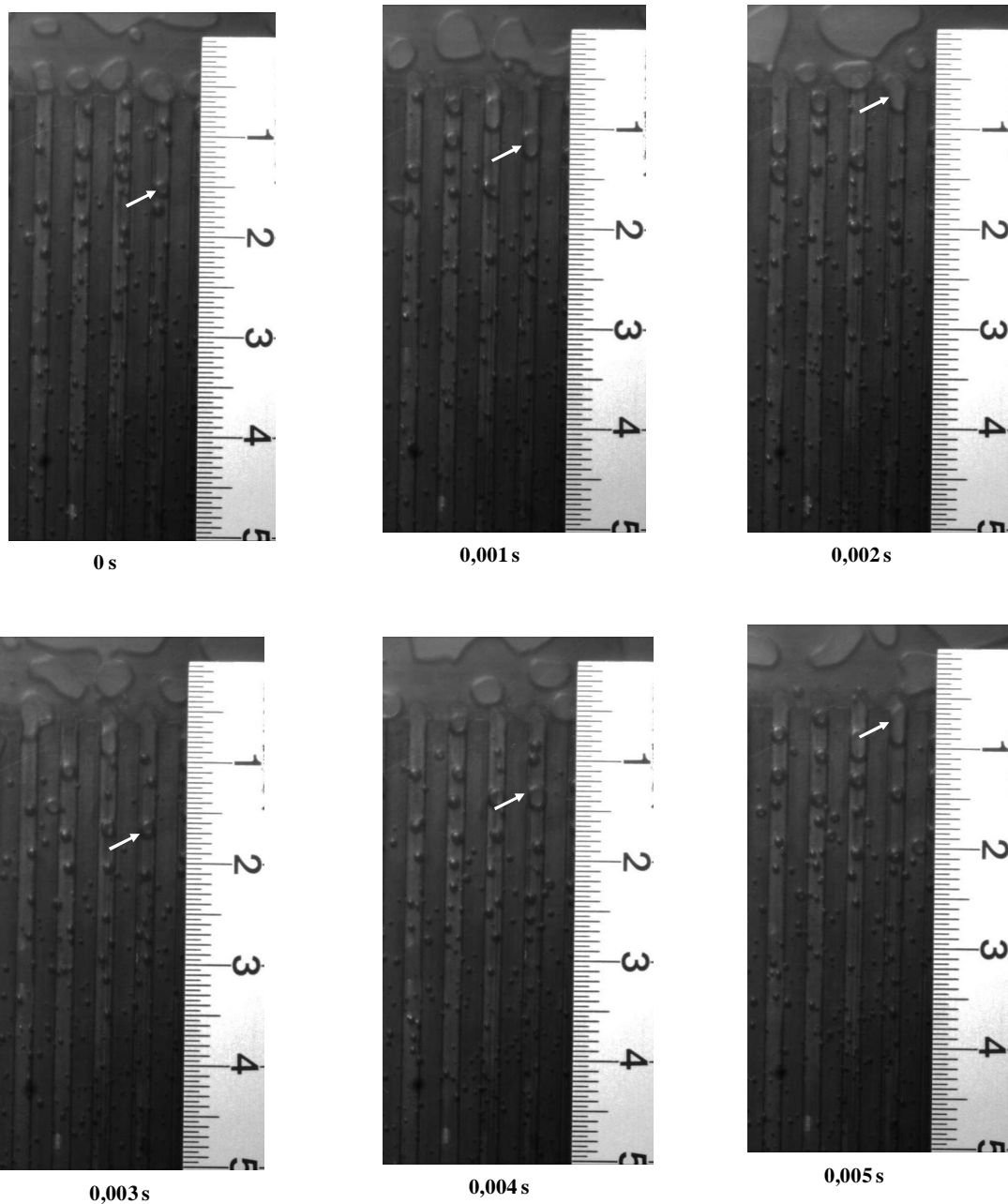


Figure 61. Effet de la concentration des nanoparticules sur le titre de vapeur local.

3.3 Visualisation des régimes d'écoulement en mini-canaux

Pour la visualisation des régimes d'écoulement nous avons utilisé une caméra à grande vitesse de type CCD GIGA VIEW 1280x1024 avec une vitesse d'acquisition de 532 images par seconde. Dans ce paragraphe, nous présentons l'évolution des régimes d'écoulement observés dans les différents mini-canaux étudiés lors de ce travail de thèse. La visualisation préliminaire des écoulements a mis en évidence les phénomènes d'ébullition dans les mini-canaux comme on peut le voir sur la figure 62.



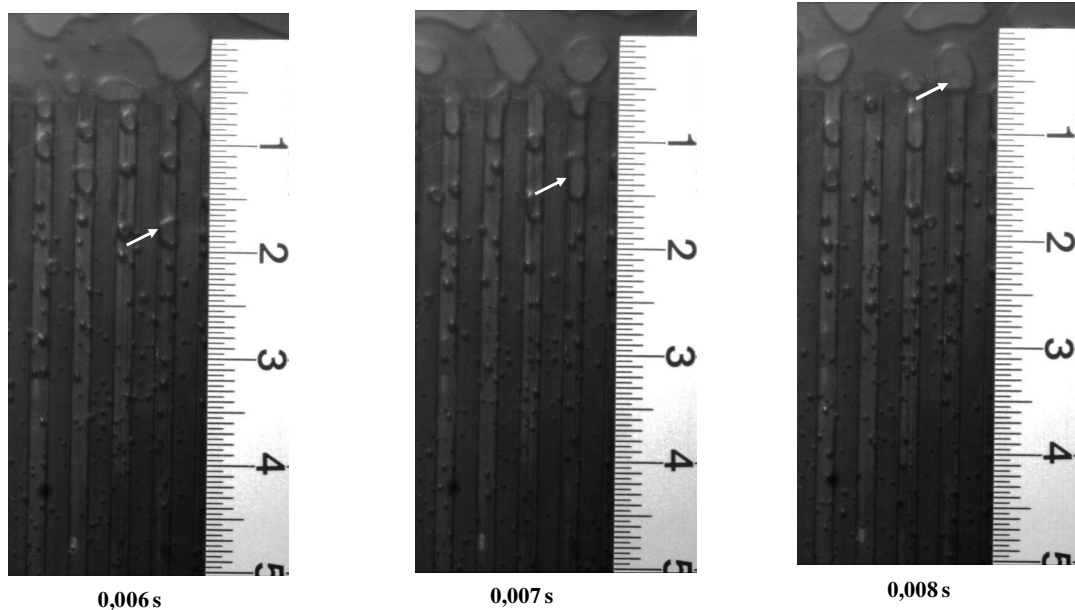


Figure 62. Images prises par la caméra rapide entre les instants 0 et 0,08 s.

Sur les trois premières images entre les instants 0s et 0,02 s on peut distinguer, marquer avec la petite flèche blanche, deux petites bulles de vapeur qui coalescent pour former une bulle de taille plus grande puis continue a se développer pour devenir plus grand vers la sortir du mini-canal. Sur les trois images suivantes (instant entre 0,03 et 0,05), on remarque une bulle sphérique qui grandi et comme elle est confinée dans le mini-canal elle prend la forme allongée vers la sortie du canal. Le même phénomène se répète sur les images qui suivent (instant entre 0,06 et 0,08).

On visionnant plusieurs enregistrements d'écoulement on peut en conclure qu'en général, la structure de l'écoulement en ébullition dans les micro-canaux est influencée par la puissance de refroidissement, la vitesse massique de la vapeur à l'entrée du micro-canal et son diamètre hydraulique. L'augmentation du taux de vide dans le micro-canal entraine l'accroissement des instabilités hydrodynamiques et la formation de bouchons de liquide affectant ainsi le transfert de chaleur. Le taux de vide affecte la structure de l'écoulement en introduisant une variation locale de la pression et de la température du fluide à l'intérieur du micro-canal. La diminution du diamètre hydraulique du micro-canal contribue à l'augmentation des forces de tension superficielle qui influence la structure de l'écoulement diphasique dans le micro-canal. L'interface liquide-vapeur dans les micro-canaux est gouvernée par les forces de mouvement, de tension de surface, d'inertie et de viscosité. Les effets de ces forces peuvent être mis en évidence dans le cas des écoulements diphasiques en utilisant des nombres adimensionnels tels que : (i) le nombre de Webber représentant le rapport entre les forces d'inertie et de tension de surface, (ii) le nombre capillaire défini par le rapport entre les forces de viscosité et de tension de surface, et (iii) le nombre de Reynolds défini comme étant le rapport entre les forces d'inertie et de viscosité. Le nombre de

confinement est introduit par Cornewell et Kew [32] comme critère pour quantifier l'effet du diamètre du mini-canal sur la structure de l'écoulement diphasique. Il est défini par le rapport entre les forces de tension de surface et les forces de gravité. Dans notre cas, le nombre de confinement est égal à 3,368.

La visualisation des écoulements a révélé que pour toutes les mesures effectuées dans ce travail, trois zones sont clairement identifiées. La première à l'entrée du mini-canal aux abscisses z inférieure où l'écoulement diphasique est constitué par des bulles isolées figure 63a. L'ébullition nucléée est dominante dans cette zone et le taux de vide est faible. Après cette zone, la température de paroi augmente parce que les bulles coalescent et le débit de vapeur occupe une grande partie de la section du mini-canal figure 63b. La troisième zone est identifiée en aval de l'écoulement où le taux de vide est élevé et un assèchement partiel de la paroi se produit à peu près vers la sortie du mini-canal figure 63c. Par conséquent, la température de la paroi atteint une valeur maximale c'est l'état de saturation, ce sont les mêmes zones établies par Thome [60]. Lors des tests, il semblerait que la vapeur stagne à la sortie du mini-canal bloquant ainsi l'écoulement. Ceci peut être confirmé par les figures 42 et 56b, qui montre que la paroi en aval de l'écoulement devient isotherme et uniforme et ce parce que les températures mesurées à 0,5 et 8,5 mm en dessous de la surface d'échange possèdent approximativement les mêmes valeurs. On peut voir que la longueur de cette zone dépend fortement du débit massique à l'entrée. Comme le montre la figure 42, la longueur de la zone isotherme est d'environ 100 mm pour le débit $217 \text{ kg/m}^2\text{s}$ et 40 mm pour $516 \text{ kg/m}^2\text{s}$. En fait, pour la même puissance de chauffage, le phénomène de coalescence et la production des masses de vapeur augmentent avec la diminution du débit massique à l'entrée du mini-canal.

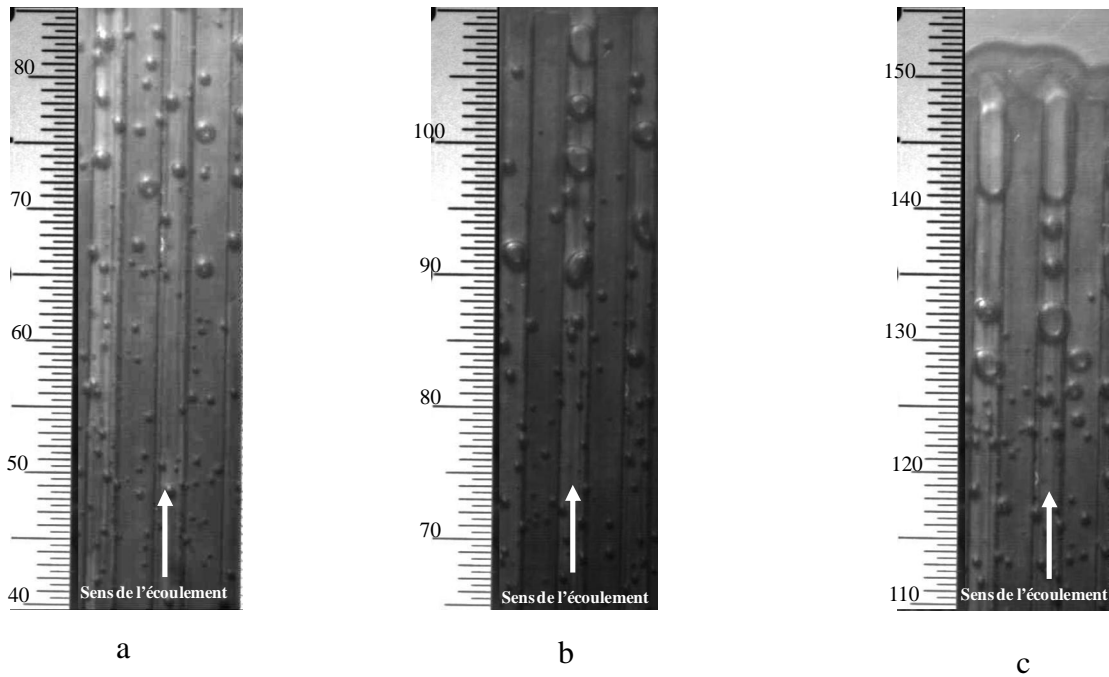


Figure 63. Régime d'écoulement le long du mini-canal (a) $40\text{mm} < z < 85\text{mm}$, (b) $63\text{mm} < z < 107\text{mm}$, (c) $110 < z < 155\text{mm}$.

On analysant de plus près les images de la caméra à grande vitesse pour différents débits et différentes puissances on s'est aperçu de la succession des régimes d'écoulement suivant :

1- Le régime à bulles sphériques :

Cet écoulement est caractérisé par de nombreuses bulles sphériques isolées ou ayant coalescé figure 64, de faible diamètre par rapport au diamètre hydraulique du mini-canal. Ces bulles sont généralement entraînées à une vitesse proche de celle de la phase liquide de l'écoulement.

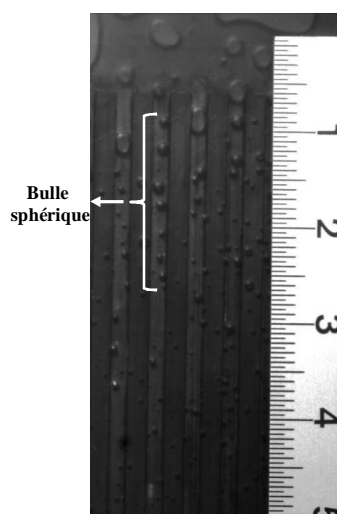


Figure 64. Régime d'écoulement à bulles sphériques.

2- Le régime à poches de vapeur :

Le diamètre apparent des bulles de vapeur devient plus grand que l'épaisseur du mini-canal, mais reste encore inférieur à la largeur de celui-ci. Pour ces configurations, les bulles se retrouvent aplaties par l'épaisseur du mini-canal et forment des galettes. Leur apparence est assez proche de celle d'un disque pour les faibles vitesses massiques figure 65.

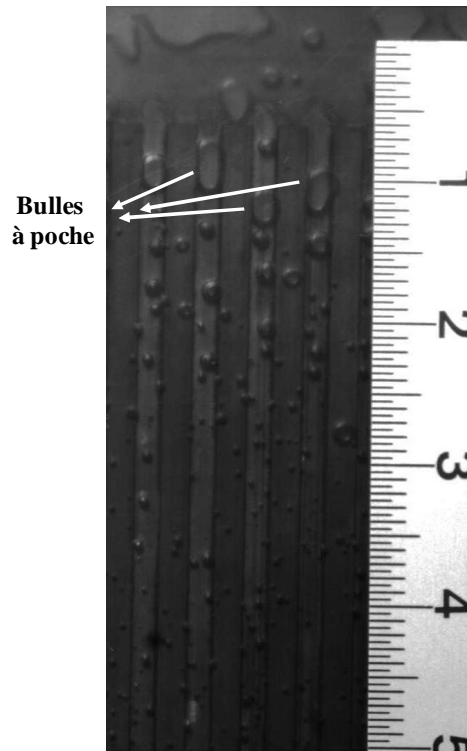


Figure 65. Régime d'écoulement à poches de vapeur.

3- Le régime à bouchons liquide :

Dans ce régime d'écoulement, la taille des bulles atteint celle de la largeur du mini-canal figure 66. Ces bulles ne peuvent plus grossir sur une section droite de la conduite et ont tendance à croître dans le sens longitudinal de l'écoulement. Dans ce dernier cas, elles peuvent prendre une forme d'ogive aplatie. Ces différentes bulles peuvent être séparées par des bouchons de liquide qui sont souvent composés de bulles de plus petites dimensions.

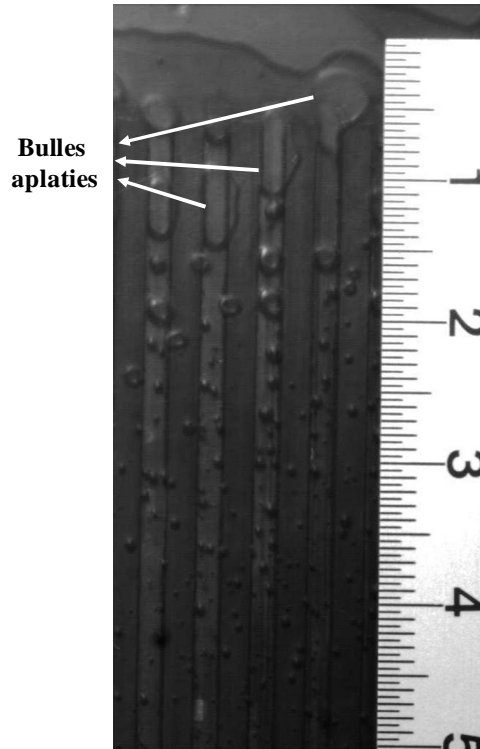


Figure 66. Régime d'écoulement à bouchon liquide.

4- **Le Régime agité :**

Lorsque la vitesse de la vapeur augmente, les poches de vapeur commencent à se disloquer sous l'effet du cisaillement interfacial intense. L'écoulement passe sous une forme désordonnée et amène à une configuration très instable. Les interfaces fermées des structures de vapeur sont plus difficiles à déterminer lors de ce régime figure 67.

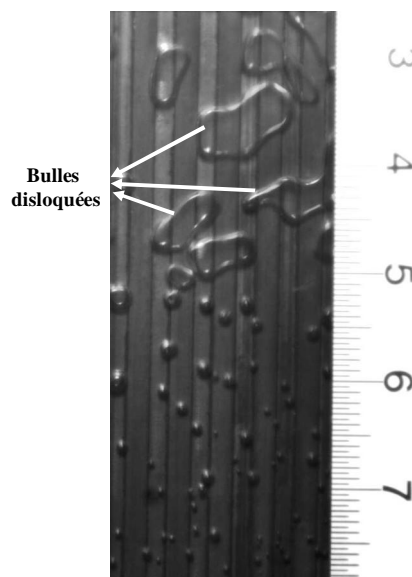


Figure 67. Régime d'écoulement agité.

5- Régime annulaire :

Lorsque le flux absorbé par l'écoulement augmente, l'intensification de la vaporisation conduit à l'apparition d'une configuration continue de la vapeur au centre des mini-canaux. L'écoulement du liquide est confiné entre les parois de ces mini-canaux et le cœur de vapeur figure 68. Aux fortes valeurs de vitesses superficielles de la vapeur, il peut apparaître une morphologie particulière d'écoulement où des rides sont observables à l'interface liquide/vapeur.



Figure 68. Régime d'écoulement annulaire.

Lors de la visualisation de l'écoulement en ébullition on constate que dans un premier temps, l'ébullition est initiée dans les coins du mini-canal figure 69. Immédiatement après l'ONB, nous avons observé que ces bulles avaient tendance à se déplacer dans toute la section de ce mini-canal l'écoulement au centre étant sous-refroidi et encore monophasique. Pour les faibles flux de chaleur le sous-refroidissement agit toujours au centre du mini-canal et les bulles dans les coins continuent de grossir pour former des poches de vapeur qui restent cantonnées près de ces coins. Lorsque les flux de chaleur sont modérés, la paroi du fond du mini-canal devient active et des bulles de plus petits diamètres sont générées par celle-ci. Aux flux plus élevés la croissance des bulles prend plus d'importance et le diamètre des ces dernières devient rapidement plus grand que la largeur du mini-canal l'écoulement passe dans une configuration agitée.

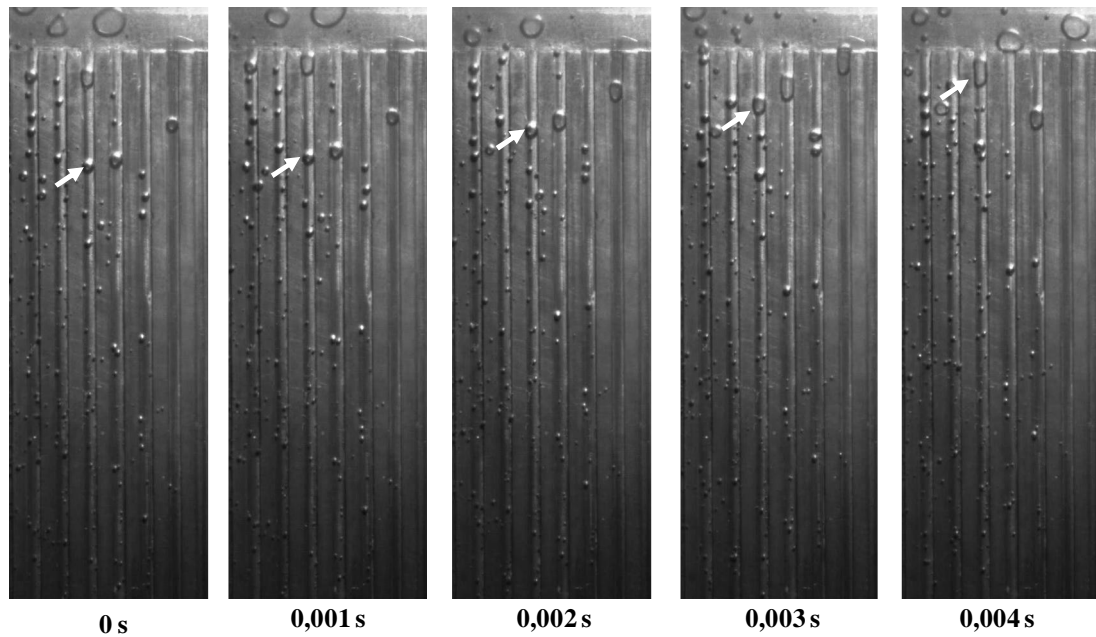


Figure 69. Évolution des bulles dans les mini-canaux.

Les images que nous avons explicitées et analysées dans ce chapitre sont essentiellement issues des acquisitions effectuées par la caméra rapide. Les résultats obtenus nous ont permis d'affirmer que l'influence du débit sur les transitions entre les régimes d'écoulement est notable. En effet, lorsque celui-ci augmente, le flux de chaleur nécessaire permettant d'atteindre les mêmes transitions entre régimes d'écoulement s'intensifie. Nous avons constaté lorsque le sous-refroidissement était réduit, les régimes à bulles ou à poches de vapeur tendaient à diminuer en proportion de l'ensemble des régimes d'écoulement observés. La température de sortie étant plus faible, la croissance des bulles de vapeur devient plus rapide et précipite les transitions vers les régimes d'écoulement agité et annulaire.

On peut conclure au vu des résultats précédents que le refroidissement diphasique offre une meilleure dissipation de chaleur avec un gradient de température relativement bas et uniforme, les températures de paroi mesurées étant inférieures à 100°C. L'utilisation des nano-fluides à base de nanoparticules de cuivre améliore considérablement le transfert de chaleur à condition que les concentrations en nanoparticules restent très faibles afin d'éviter leurs agglomération.

Application boucle diphasique

Le développement rapide de l'électronique de puissance, des transports et de l'industrie des procédés chimiques impose avec le temps une miniaturisation des systèmes de refroidissement toujours plus exigeant pour la dissipation de flux thermiques de plus en plus grand, c'est pour répondre à ces nouveaux enjeux que sont apparus de nouveaux concepts de systèmes de refroidissement diphasiques vu leurs performances en matière d'homogénéisation des champs de température. Les boucles diphasiques sont des dispositifs de transfert de chaleur très efficaces fonctionnant en cycle thermodynamique fermée avec des échanges de chaleur par changement de phase évaporation-condensation, elles permettent d'obtenir des gradients de température faibles par rapport aux puissances échangées. En effet, le flux de chaleur dissipé peut être assez important, mais reste limité par des limites inhérentes à leurs fonctionnement. Les boucles diphasiques sont capables de fonctionner indifféremment à l'orientation par rapport à la gravité et peuvent transférer la chaleur sur des distances relativement grandes. Comme dispositif de refroidissement passif, les boucles diphasiques sont largement utilisées en macro-échelle notamment dans les réacteurs nucléaires et ce en raison de leur haute fiabilité [132, 134]. Les boucles peuvent bien fonctionner sans l'utilisation de composant mobiles.

Une boucle fluide diphasique à pompage thermo-capillaire est une boucle étanche dans laquelle circule un fluide entre un évaporateur, où l'énergie thermique de l'élément dont on veut réguler la température est prélevée, et un condenseur, où elle est restituée à une source froide. Ces deux composants, thermiquement actifs, sont reliés par des conduites traversées par le liquide ou la vapeur. Les figures 70a et 70b illustrent la boucle diphasique expérimentale que nous avons testée, elle se compose

- ✓ d'un évaporateur dans lequel le fluide pénètre à l'état liquide et se vaporise partiellement ou totalement, avec une section transparente de visualisation de l'écoulement.
- ✓ d'un condenseur refroidi par une circulation d'eau mais le refroidissement peut se faire par convection forcée d'air, le condenseur est muni d'une section de visualisation permettant de vérifier que la condensation est complète.
- ✓ Un réservoir afin d'assurer l'alimentation de la boucle.

La pompe à vide sert à faire le vide total dans la boucle avant l'injection de la quantité de fluide nécessaire à son fonctionnement.

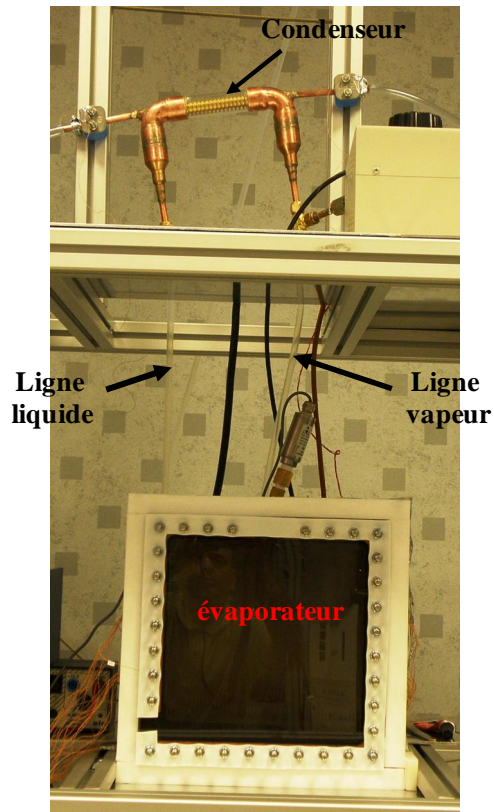


Figure 70a. Photo de la boucle diphasique expérimentale.

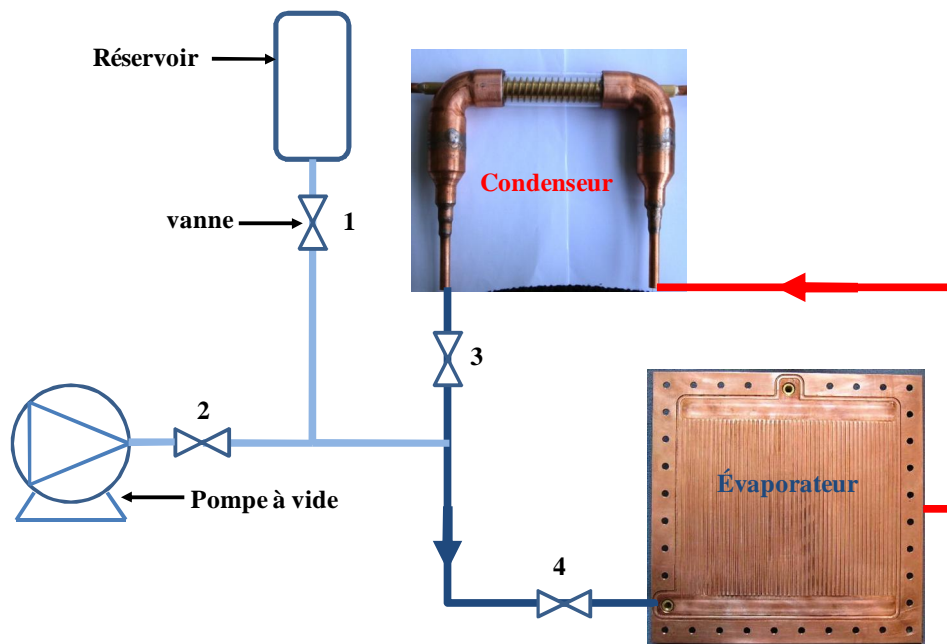


Figure 70b. Schéma de la boucle diphasique expérimentale.

La boucle diphasique utilise les forces interfaciales, forces capillaires produite par les ménisques de vapeur-liquide dans les mini-canaux, pour diriger l'écoulement et la force thermodynamique pour pomper le fluide de refroidissement de l'évaporateur au condenseur.

La boucle diphasique que nous avons testée possède les caractéristiques suivantes :

- ✓ L'évaporateur à mini-canaux a une meilleure performance globale par rapport à ceux utilisant des micro-canaux. De tels évaporateurs peuvent être fabriqués par des méthodes d'usinage traditionnelles, donc le coût de fabrication est faible et acceptable. D'autre part, les évaporateurs à mini-canaux présentent des pertes de pression plus faibles. Une comparaison détaillée entre mini-canaux et micro-canaux est présentée par Mudawar [8] pour l'ébullition convective.
- ✓ La séparation entre l'évaporateur et le condenseur permet d'installer l'évaporateur sur la surface de chauffante, alors que la chaleur peut être transférée loin de la zone de chauffage tout en gardant une petite différence de température entre l'évaporateur et le condenseur. Ceci est intéressant pour les situations où l'espace de la zone à refroidir est limitée.

4.1 Principe de fonctionnement d'une boucle diphasique

Le fluide en équilibre liquide-vapeur à l'intérieur des mini-canaux est le vecteur du transport de la chaleur. La chaleur reçue par le liquide à l'évaporateur le fait changer de phase, et la vapeur ainsi créée se déplace dans les mini-canaux jusqu'au condenseur, où elle se condense. Le fonctionnement en boucle fermée est assuré par le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur, par gravité. Le déplacement des phases vapeur et liquide ne peut être dû qu'à des gradients de pression dans la section d'essai. Pour la vapeur, la pression de saturation étant liée à la température, la vapeur se déplace car elle est plus chaude à proximité de l'évaporateur que vers le condenseur. Dans le cas du liquide, l'interface liquide-vapeur subit l'action des forces de tension superficielle, dues à la présence des coins de la structure, et forme un ménisque. Ce ménisque, caractérisé par deux rayons de courbure principaux $r_{c,1}$ et $r_{c,2}$, crée une différence de pression capillaire entre les phases liquide et vapeur donnée par l'équation de Laplace-Young :

$$P_{cap} = P_v - P_l = \frac{2\sigma}{r} \quad (88)$$

r étant le rayon de courbure du ménisque.

Les pertes de charge dans les écoulements du liquide et de la vapeur sont dues, d'une part, aux frottements pariétaux et interfaciaux, et, d'autre part, aux forces de gravitation, mais dans notre cas les forces gravitationnelles sont négligeables devant les forces capillaires. On écrit donc généralement de manière simplifiée :

$$P_{cap} = P_v - P_l = \frac{2\sigma}{r} \geq \Delta P_l + \Delta P_v \quad (89)$$

4.1.1 Limites de fonctionnement

Un nombre considérable de paramètres intervient dans le fonctionnement des boucles diphasiques à mini-canaux : les propriétés du fluide, les propriétés du solide qui sert de paroi, la géométrie du système, ainsi que les conditions de fonctionnement, comme la température de la source froide et la puissance imposée par la source chaude. Selon les conditions de fonctionnement imposées, l'évaporateur à mini-canaux peut atteindre une de ses limites de fonctionnement. Ces limites dépendent en général très fortement de la température de fonctionnement et correspondent à un flux thermique au-delà duquel le système ne fonctionne plus comme une boucle diphasique, ce qui se traduit par une augmentation de la température de paroi à l'évaporateur. Avec l'augmentation de la température, les limites capillaires, puis d'ébullition, deviennent les plus gênantes. Si la masse de fluide présente dans la boucle est différente de la masse optimale aux conditions de fonctionnement considérées, des zones pleines de liquide ou au contraire sans liquide peuvent apparaître. Ces limites sont dites respectivement d'engorgement et d'assèchement.

4.1.1.1 Limite capillaire

La limite capillaire est atteinte lorsque l'inéquation (89) n'est plus respectée. Ceci signifie que la différence de pression capillaire n'est plus suffisante pour surmonter les pertes de pression dues aux frottements. Ce phénomène est généralement produit par un flux thermique trop élevé amenant des vitesses d'écoulement excessives et se manifeste par l'impossibilité pour le liquide de s'écouler jusqu'au bout de l'évaporateur. Une zone asséchée apparaît alors, dans laquelle la température de la paroi augmente fortement, et la boucle n'assure plus son rôle de refroidissement. Cette limite est très importante car c'est souvent celle qui prédomine lorsque la boucle est dans son fonctionnement optimal. Elle correspond au flux maximal transférable par la boucle.

4.1.1.2 Limite d'écoulement raréfié

Dans le cas de canaux de petite taille et de basses températures entraînant une faible valeur de la masse volumique de la vapeur, celle-ci peut se comporter comme un milieu raréfié, dont les caractéristiques diffèrent de celles d'un milieu continu. Le libre parcours moyen des molécules devient de l'ordre de grandeur du diamètre hydraulique du canal (l'écoulement raréfié est atteint lorsque le rapport de ces deux grandeurs, appelé nombre de Knudsen, devient supérieur à 0,01), ce qui se traduit par une prépondérance des chocs molécule-paroi par rapport aux chocs intermoléculaires, et la quantité de chaleur transférée par la boucle devient faible.

4.1.1.3 Limite d'ébullition

Lorsque la densité de flux à l'évaporateur est trop importante, il peut y avoir ébullition. En ébullition nucléée, le fonctionnement de la boucle, n'est pas forcément perturbé. Les échanges thermiques sont très bons, mais les bulles peuvent expulser le liquide et entraîner un assèchement local. De plus, le phénomène d'ébullition a tendance à déstabiliser le fonctionnement de la boucle par réduction de la pression capillaire si la courbure du ménisque diminue. Pour une température comprise entre la température de transition et la température d'ébullition, donc dans le domaine de fonctionnement normal de la boucle, le flux thermique à la limite capillaire est la puissance maximale pouvant être effectivement dissipée par une boucle diphasique.

Dans une boucle diphasique à mini-canaux, la masse de liquide introduite a une très grande importance. Si la charge réelle est supérieure à la charge optimale correspondant à la limite capillaire, la masse en excès se retrouve dans le condenseur et réduit la zone utilisable pour la condensation, entraînant une augmentation de la température de paroi du condenseur. Si au contraire la charge réelle est inférieure à la charge optimale, une zone asséchée se développe à l'extrémité de l'évaporateur. En raison des faibles sections de passage du liquide à l'évaporateur, une très faible réduction de la charge peut créer une longueur asséchée importante et par conséquent une forte augmentation de la température de paroi de l'évaporateur.

4.2 Résultats des tests de la boucle diphasique

Avant de commencer les tests de la boucle diphasique représentée sur la figure 70b on procède au tirage au vide de la boucle, pour cela on ferme la vanne 1 et on ouvre les vannes 2, 3 et 4 puis on démarre la pompe à vide une fois le vide établi on ferme la vanne 2. On ouvre la vanne d'isolement 1 du réservoir gradué ainsi que la vanne 4, on injecte la masse nécessaire d'eau dans l'évaporateur on referme la vanne 1 et on ouvre la vanne 2 puis on lance le chauffage et les tests.

Pour le premier test la masse d'eau injectée dans la boucle est de 250 g et la puissance de chauffe est de 200 W. Les résultats obtenus sont comparable à ceux obtenus lors du test de l'évaporateur seul comme le montre la figure 71, on distingue clairement l'évolution du régime transitoire puis le déclenchement de l'ébullition et enfin le début du régime permanent, seulement après un intervalle de temps on observe un décollement des températures mesurées par les micro-thermocouples situés vers la sortie des mini-canaux, ceci est dû à la densité de flux critique, en effet, dans cette partie des mini-canaux la densité de flux critique est atteinte, et ce à cause de la masse d'eau injectée qui est insuffisante, ce qui a provoqué l'assèchement des parois ceci a fait augmenter la résistance thermique en cet endroit, il n'y a plus dissipation de chaleur c'est la limite d'ébullition.

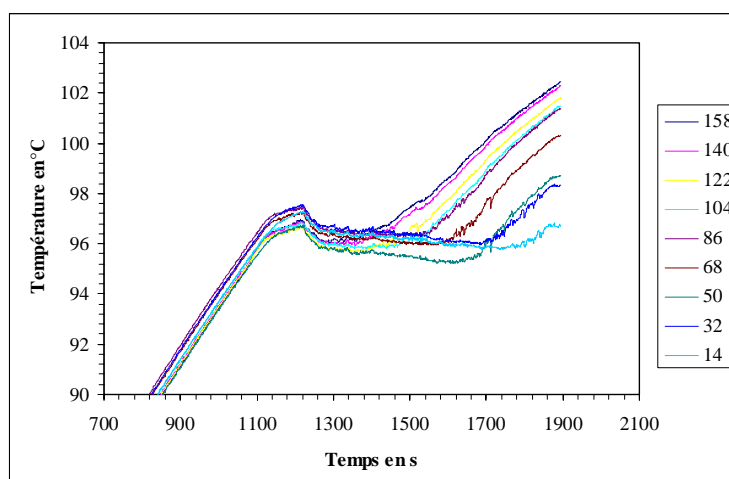


Figure 71. Évolution temporelles des températures de paroi de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 250 g et une puissance de 200 W.

Concernant l'évolution de la perte de pression, on examinant la courbe d'évolution temporelle de la perte de pression on constate qu'au début du chauffage la perte de pression est négative puis elle évolue comme le montre la figure 72, la cause de ceci est qu'au début du test nous avons pratiqué le vide total dans l'installation et au moment de l'ouverture des vannes 1 et 4 pour le remplissage de l'évaporateur on a créé une dépression dans cette partie du circuit et lors de la fermeture de la vanne 1 et l'ouverture de la vanne 3 en a créé une surpression en aval de la section d'essai par conséquent la pression de sortie est devenue plus grande que la pression d'entrée, mais au fur et mesure du chauffage la pression à l'entrée augmente et au moment du déclenchement de l'ébullition elle devient supérieur à la pression de sortie, la figure 73 montre bien l'évolution des pressions d'entrée et de sortie ainsi que la température de paroi lors du déclenchement de l'ébullition et ça confirme bien le phénomène.

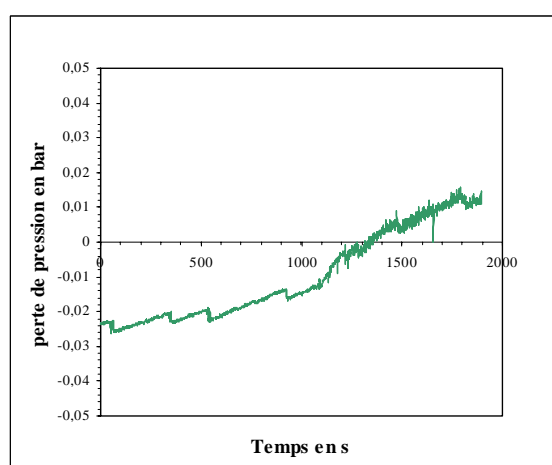


Figure 72. Évolution temporelles de la perte de pression de l'évaporateur pour une masse de 250 g et une puissance de 200 W.

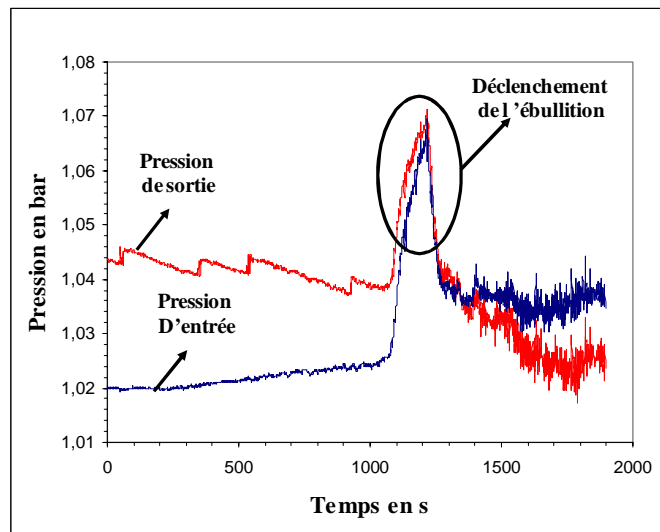


Figure 73. Évolution temporelles des pressions d'entrée et de sortie pour une masse de 250 g et une puissance de 200 W.

Pour pallier au problème d'assèchement du à la densité de flux critique nous avons augmenté la quantité de liquide injecté dans l'évaporateur et on a gardé la même puissance de chauffe à savoir 200 W. La quantité d'eau supplémentaire a inondé les mini-canaux, sachant que la boucle est déjà amorcée et à fait rétablir l'évolution des températures mesurées par les micro-thermocouples comme on peut le voir sur la figure 74.

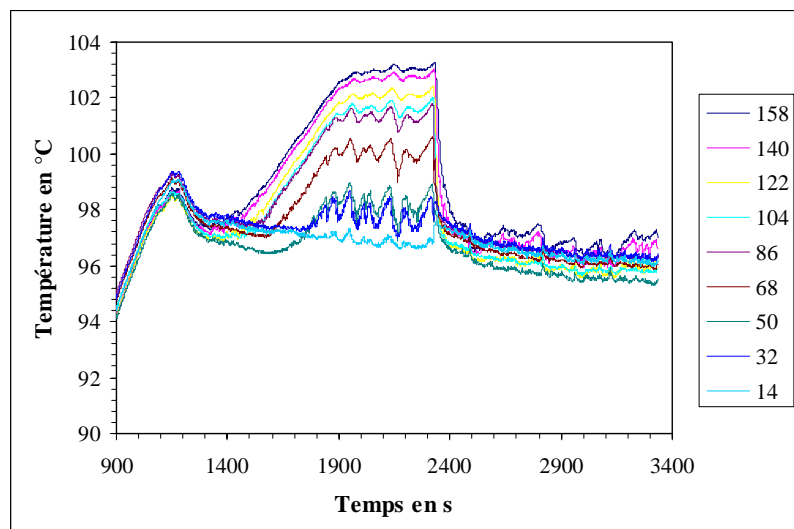


Figure 74. Évolution temporelles des températures de paroi de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 280 g et une puissance de 200 W.

Après l'ajout d'une quantité d'eau dans les mini-canaux ces derniers sont inondés et par conséquent la résistance thermique en aval de l'entrée a diminué ce qui a fait chuter les températures de paroi et le régime permanent c'est rétabli.

On a reconduit le même test mais cette fois ci en injectant directement une masse de 280 g d'eau dans la boucle et en maintenant une puissance de chauffe de 200 W, on a remarqué que pour cette quantité d'eau la densité de flux critique n'est pas atteinte et il n'y a pas eu d'assèchement de paroi, le régime d'écoulement s'est établi, ce qui dénote une bonne dissipation du flux de chaleur, les figures 75a et 75b montre l'évolution temporelle des températures de paroi on remarque que lors du déclenchement de l'ébullition il y a apparition d'instabilité qui s'atténues très vite ceci est du probablement à l'inversion du sens de l'écoulement lors du déclenchement de l'ébullition.

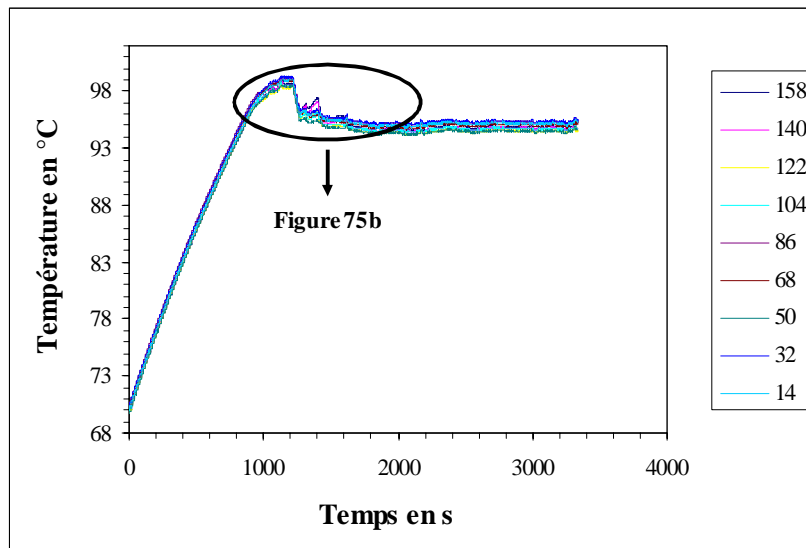


Figure 75a. Évolution temporelles des températures de paroi de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 280 g et une puissance de 200 W.

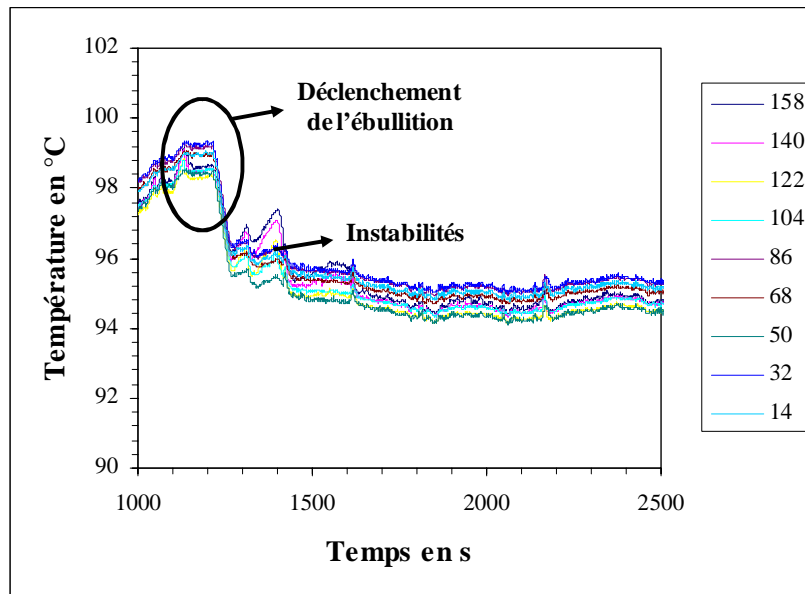


Figure 75b. Évolution temporelles des températures de paroi de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 280 g et une puissance de 200 W.

L'évolution des pressions d'entrée et de sortie pour ce test concorde bien avec l'évolution des températures, la perte de pression en régime permanent est d'environ 1000 Pa et la figure 76 montre l'évolution temporelle des pressions d'entrée et de sortie, on remarque que le régime permanent est relativement stable.

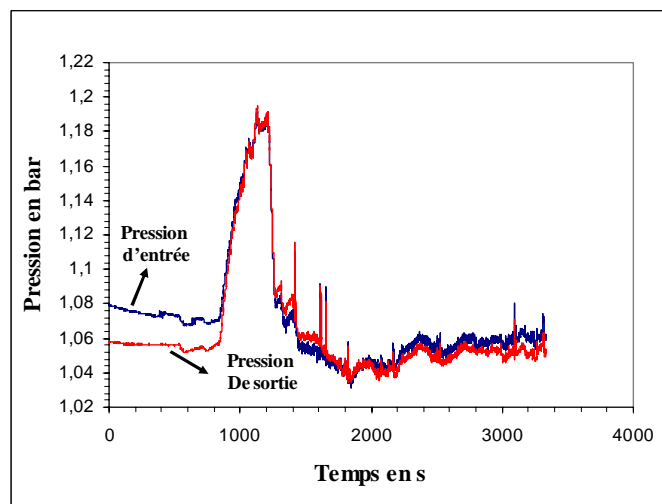


Figure 76. Évolution temporelles des pressions d'entrée et de sortie de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 280 g et une puissance de 200 W.

Sur la figure 77 nous n'avons représenté qu'une seule courbe de température pour des raisons de clarté on remarque que les courbes des pressions d'entrée et de sortie et celle de la température suivent les mêmes allures et que le déclenchement de l'ébullition est bien synchronisé entre les trois courbes ce qui dénote la grande fiabilité des tests.

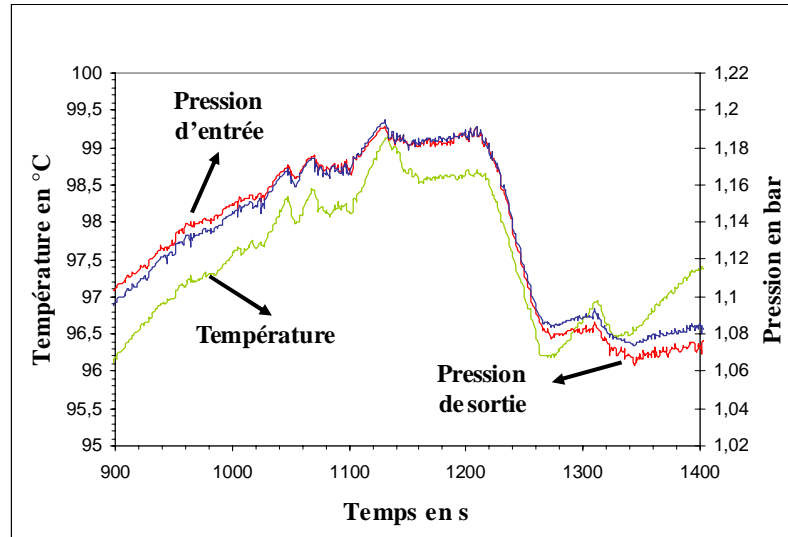


Figure 77. Variation de la température et des pressions d'entrée et de sortie de l'évaporateur de la boucle pour une masse de 280 g et une puissance de 200 W.

La boucle diphasique a été développée avec succès. Le système peut dissiper une puissance de chauffe pouvant aller jusqu'à $0,7 \text{ W/cm}^2$ avec une température homogène du système d'environ $99,3^\circ\text{C}$ et une perte de pression très acceptable ce qui est encourageant pour l'application au refroidissement des piles à combustible de type PEMFC.

4.3 Modélisation des écoulements diphasique en ébullition

Les écoulements en ébullition est un exemple de transition de phase, l'ébullition peut être initiée par élévation de la température du liquide au-dessus de sa température de saturation. Il est possible d'y parvenir de plusieurs manières, pour notre cas d'étude on applique un flux de chaleur externe à la surface du solide (l'évaporateur) en contact avec un liquide. Il existe trois régimes d'écoulement distincts, comme on l'a déjà démontré, qui caractérisent l'ébullition induite par la surface chauffée : (i) nucléée, (ii) de transition et (iii) en film. Le régime d'ébullition dépend de l'excès de température et de l'amplitude du flux de chaleur appliqué à la surface. L'excès de température est défini comme étant la différence entre la température de surface du solide et la température de saturation du liquide.

Ce modèle permet de résoudre le problème d'écoulement en ébullition diphasique en régime laminaire, dans le domaine des interfaces de phase.

4.3.1 Formulation du problème

Le comportement physique des écoulements en ébullition sont contrôlés par la dynamique des interfaces. Les équations gouvernantes sont les équations aux dérivées partielles de Navier-Stokes et les équations de convection conduction. Les conditions aux limites sont plutôt difficiles à définir et ce à cause du mouvement des interfaces liquide et vapeur. En premier lieu, le problème de l'écoulement en ébullition est formulé avec les équations exactes et les conditions aux limites. Ensuite, une série d'approximations sont introduites afin de résoudre le problème avec un maillage fixe.

Le champ des vitesses et des pressions pour la phase liquide est décrit par l'équation de Navier-Stokes pour les fluides incompressibles :

- Equation de continuité :

$$\nabla \cdot u_l = 0 \quad (90)$$

- Equation de bilan de la quantité de mouvement pour les liquides:

$$\rho_l \frac{\partial u_l}{\partial t} + \rho_l (u_l \cdot \nabla) u_l = \nabla \cdot [-P_l I + \mu_l (\nabla u_l + (\nabla u_l)^T)] + \rho_l g + F \quad (91)$$

Où ρ_l est la masse volumique en kg/m^3 du liquide, μ_l la viscosité dynamique du liquide en Pa.s, u_l la vitesse liquide en m/s, I le tenseur unitaire et F force volumique externe (e.g tension surfacique issue de l'interaction des phases liquide et vapeur).

Le terme de la tension de surface est modélisé selon l'approche de Brackbill *et al.* [135].

Pour la phase vapeur, l'équation de Navier-Stokes pour les fluides faiblement compressibles est résolue :

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \nabla (\rho_v u_v) = 0 \quad (92)$$

- Equation de bilan de la quantité de mouvement pour la vapeur :

$$\rho_v \frac{\partial u_v}{\partial t} + \rho_v (u_v \cdot \nabla) u_v = \nabla \cdot \left[-P_v I + \mu_v (\nabla u_v + (\nabla u_v)^T) - \left(\frac{2}{3} \mu - \lambda_v \right) (\nabla u) I \right] + \rho_v g + F \quad (93)$$

Où ρ_v est la masse volumique en kg/m^3 du liquide, μ_v la viscosité dynamique du liquide en Pa.s, u_v la vitesse liquide en m/s, I le tenseur unitaire et λ_v la conductivité thermique de la vapeur.

- L'équation de la conduction de la chaleur est résolue uniquement pour la phase vapeur :

$$\rho_v C_p \frac{\partial T_v}{\partial t} + \rho_v C_p (u_v \cdot \nabla) T_v = -\nabla \lambda_v \nabla T_v \quad (94)$$

Où C_p est la capacité thermique spécifique en J/kg .K.

L'équation de la conduction de la chaleur est résolue uniquement pour la phase vapeur parce que la température à l'interface liquide/vapeur est prise égale à la température de saturation. Il en résulte une température constante pour la phase liquide et il n'est donc pas nécessaire de résoudre l'équation pour cette phase.

4.3.2 Les conditions aux limites

Les conditions aux limites pour un modèle d'écoulement en ébullition diphasique sont relativement compliquées. Il est important d'avoir à l'esprit le fait que la vitesse à l'interface, la vitesse liquide et la vitesse vapeur ne sont pas nécessairement égales:

$$u_{int} = u_l - \frac{\dot{m}}{\rho_l} n \quad (95)$$

Où n est le vecteur unitaire normal à l'interface dirigé de la phase liquide vers la phase vapeur. La condition aux limites naturelles à l'interface pour la phase vapeur est:

$$n\rho_v u_v = \dot{m} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l}\right) + (n\rho_v u_l) \quad (96)$$

Où \dot{m} est le débit vaporisé en kg/m².s.

Il est évident que s'il n'y a pas de changement de phase, Alors $\dot{m} = 0$ et $u_v = u_l = u_{int}$ et la vitesse est continu à travers l'interface. En outre, si la densité de la phase liquide et de la vapeur est la même, le premier terme à droite de l'équation (95) serait nul et la vitesse sera continue à travers l'interface. Lorsqu'il y a un changement de phase, et si la masse volumique du liquide est différente de la masse volumique de la vapeur, le premier terme à droite de l'équation (95) résulterait d'une vitesse d'écoulement vers l'intérieur et perpendiculaire à l'interface. Le second terme résulterait d'une vitesse d'écoulement dans la direction normale extérieure à l'interface. Il en résulte une discontinuité dans le champ des vitesses à travers l'interface, la vitesse du liquide dans la direction normale vers l'extérieur côté vapeur sera plus élevée que la vitesse vapeur.

Il y a trois forces qui agissent sur le liquide à l'interface par conséquent la condition aux limites naturelles pour le liquide est :

$$n \cdot [-P_l I + \mu_l (\nabla u_l + (\nabla u_l)^T)] = \dot{m} (u_l - u_v) + \sigma \lambda n + n \cdot [-P_v I + \mu_v (\nabla u_v + (\nabla u_v)^T)] \quad (97)$$

L'équation (97) résulte de l'équilibre des forces à l'interface. Le premier terme à droite de l'équation (97) représente la force de réaction due à l'accélération de la vapeur loin de la

surface liquide. Cette force est généralement négligeable. Le second terme représente la tension de surface et le dernier terme à droite est la somme des forces visqueuses et de la pression de la vapeur agissant sur le liquide. Le débit massique quittant la surface du liquide produit une augmentation de la pression de vapeur. La pression exerce une force sur la surface du liquide la vapeur commence à se dilater. La présence des forces de tension superficielle provoque une discontinuité de pression à travers l'interface.

Dans l'équation de l'énergie, la température à l'interface est fixée à la température de saturation, qui peut être une fonction de la pression:

$$T = T_{sat}(P) \quad (98)$$

Le débit massique quittant l'interface peut alors être évaluée à partir du flux de chaleur conductif :

$$\dot{m} = - \left(\frac{M_w}{\Delta H_{fg}} \right) n \cdot \lambda_v \Delta T_v \quad (99)$$

Où M_w est la masse moléculaire de la vapeur en kg/mol et ΔH_{fg} l'enthalpie de vaporisation en J/mol.

Cette approximation du calcul du débit massique est obtenue en négligeant l'énergie cinétique ainsi que le travail des forces visqueuses.

4.3.3 Résultat de simulation de régime d'écoulement

On présente ici un exemple de simulation par un modèle analogue établi par Chen *et al*[136], pour la simulation d'un écoulement diphasique en ébullition dans un micro-canal.

On montre le processus de détachement d'une bulle isolée pour une densité de flux de chaleur de 10 W/cm². Initialement la bulle augmente de volume jusqu'à atteindre la taille du mini-canal ensuite vient en contact avec la surface de la membrane du mini-canal figure 78a. Le processus de détachement commence par la rupture du film liquide séparant la vapeur et la membrane, la tension de surface induit une pression élevée dans la bulle entraînant celle-ci vers la région de la membrane à travers un col figure 78b. Le débit de vapeur subit une résistance élevée au niveau de la membrane, provoquant un décalage de l'écoulement de vapeur vers les parois latérales et étend latéralement le col de détachement, formant ainsi une colonne de vapeur cylindrique figure 78c et 78d. On peut aussi remarquer sur la figure 78c l'induction par le processus d'expansion d'une paire de vortex. L'expansion latérale transforme éventuellement la colonne de vapeur en une bulle semi-sphérique attaché à la surface de la membrane et la zone de détachement ainsi que le taux de détachement des bulles atteignent une valeur maximale, comme le montre clairement le champ des vitesses dans la région de la

membrane figure 78c. Le processus continu de détachement cause le rétrécissement des bulles figure 78f et 78g qui finissent par disparaître, laissant la voie à un écoulement de liquide, qui est finalement freinée par la résistance visqueuse figure 78h.

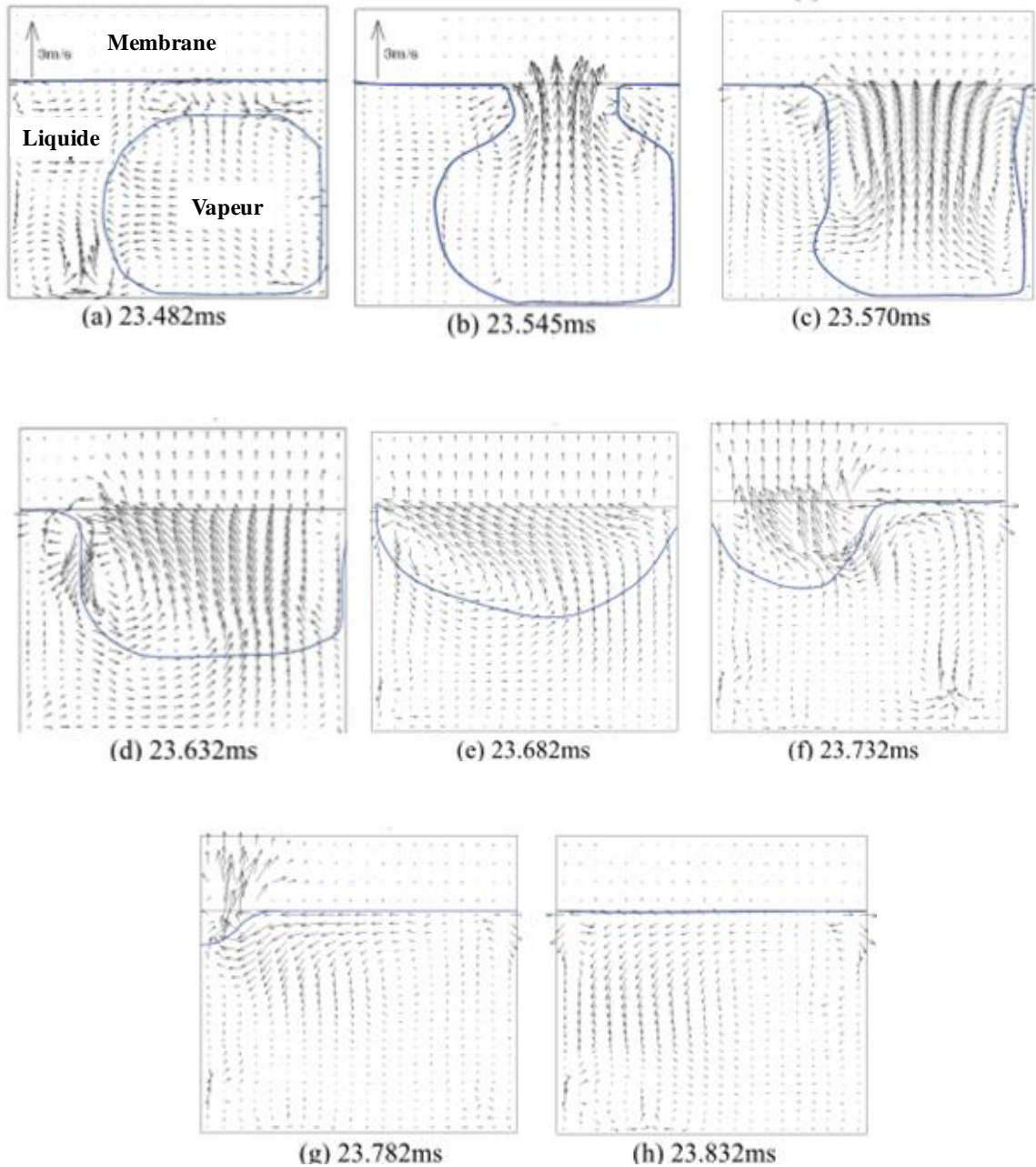


Figure 78. Champ des vitesses lors de la simulation d'un processus de détachement de bulle, par Chen *et al* [136].

Le processus de détachement simulé est similaire à celui observé par David *et al.* [137] dans un écoulement adiabatique eau-air.

Concernant notre expérimentation figure 79 on remarque que les bulles naissent sur les parois latérales du mini-canal puis grossissent et prennent une forme allongée lorsqu'elles arrivent

vers la sortie du mini-canal, toutes les bulles sont confinées et occupent toute la largeur du canal contrairement aux résultats de la simulation où la bulle n'atteint pas la taille du canal ce qui est contraire aux prédictions de Kew [32], on note aussi que le temps nécessaire à la naissance et le détachement de la bulle est relativement différent comparativement à la simulation numérique, ceci est dû probablement aux simplifications faites lors du choix des conditions aux limites imposées pour la simulation, néanmoins, on peut conclure qu'il y a une similarité entre les deux écoulements ce qui permet de valider en partie le modèle numérique.

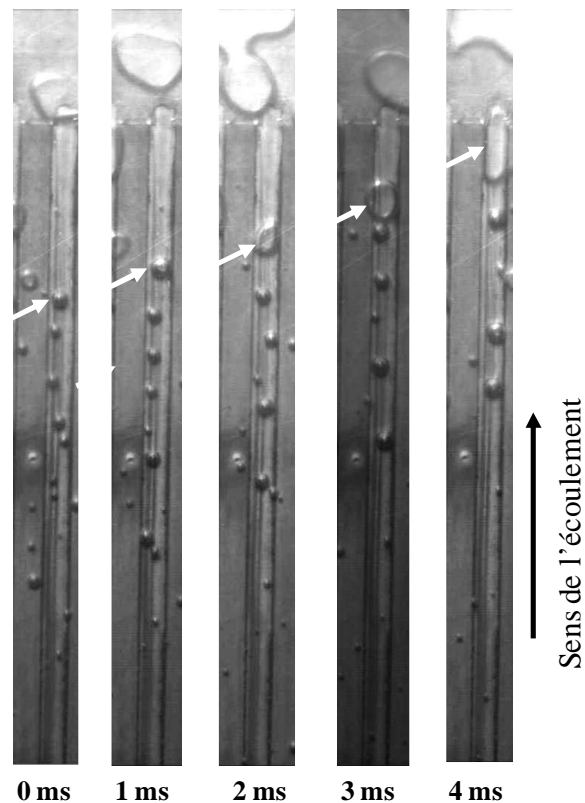


Figure 79. Naissance et évolution d'une bulle de vapeur dans un mini-canal, résultat des expérimentations.

Il est donc difficile de modéliser avec pertinence les écoulements diphasiques notamment dans les mini-canaux, il faut prendre en considération les phénomènes aux interfaces liquide-vapeur ainsi que les effets de la micro-échelle sur l'application des équations de Navier-Stokes.

Conclusion

Ce travail a été dédié à l'étude expérimentale des transferts thermiques et des pertes de pression des écoulements en ébullition convective de l'eau pure et d'un nanofluide à base de nanoparticules de cuivre. Une section d'essai à mini-canaux de diamètre hydraulique de 800 μm a été utilisée. Les dimensions sont choisies de manière à correspondre aux dimensions des piles à combustible de type PEMFC et de caractériser les influences du rapport d'aspect, du diamètre hydraulique ainsi que de la largeur du mini-canal sur l'ébullition convective. Les débits testés varient de 13 à 37 ml/min et la densité de flux de chaleur maximale est de 7000 W/m^2 .

Les premières constatations faites montrent une répartition des températures des parois qui est essentiellement liée à la structure de l'écoulement et au débit du fluide de refroidissement ainsi que l'existence de trois régimes d'écoulement distincts et leurs transitions à savoir le régime d'écoulement à bulles isolées qui correspond à l'ébullition nucléée, le régime à bulles à poches de vapeur, et finalement le régime annulaire.

Il est constaté que le refroidissement diphasique permet une dissipation de grande quantité de flux de chaleur, les débits testés varient de 13 à 37 ml/min, et ceci tout en permettant un gradient de température homogène, dans notre cas en circuit ouvert de l'ordre de 99,3°C.

Le test de la boucle diphasique donne des résultats satisfaisant en effet avec une masse de 280 g d'eau on arrive à dissiper une densité de flux de chaleur de 7000 W/m^2 , avec un gradient de température homogène comme on peut le constater sur la figure 75a.

Un nanofluide avec une concentration en nanoparticules extrêmement faible est utilisé pour améliorer le transfert de chaleur en ébullition. Les principaux résultats expérimentaux sur le transfert de la chaleur local d'un nanofluide contenant de petites nanoparticules de cuivre sont présentés. La perte de pression et la température de surface locale du fluide sont également étudiées, il est constaté une nette amélioration des transferts de chaleur en utilisant un nanofluide avec une faible concentration en nanoparticules de cuivre, une amélioration qui peut atteindre 40%.

La Procédure du problème de conduction thermique inverse est appliquée avec succès pour l'estimation des conditions aux limites thermiques locales. Les coefficients de transfert de chaleur locaux mesurés pour l'eau pure sont proches de ceux prédits par Kandlikar et Balasubramanian [59]. Le nanofluide à base de nanoparticules de cuivre montre un coefficient de transfert de chaleur local plus élevé, un flux de chaleur local plus élevé, une perte de pression plus élevée et une température de surface plus faible comparativement à l'eau pure et ce pour la même densité de flux de chaleur et le même débit, il a été remarqué aussi que les nanoparticules accélèrent le déclenchement de l'ébullition .Il a été démontré que le titre de

vapeur dépend localement de la concentration des nanoparticules du nanofluide. L'augmentation du transfert de chaleur et de la perte de pression dans le nanofluide est principalement due à sa viscosité élevée par rapport au fluide de base. Les résultats présentés sont quelque peu contraire à certains résultats précédemment obtenus pour le transfert de chaleur en ébullition libre où l'ajout de particules au fluide de base ne montre aucune amélioration du transfert de chaleur et ne provoque aucune augmentation significative de la perte de pression. Dans notre travail, il est révélé que l'utilisation d'un nanofluide à base de nanoparticules de cuivre est très appropriée pour le refroidissement des microsystèmes utilisant l'ébullition convective forcée mais avec de faibles concentrations.

En effet les fortes concentrations sont déconseillées par ce que lorsque l'on atteint certaines concentrations les nanoparticules se voient attirer par affinité et ce à cause probablement des forces de van der Waals, elles s'agglomèrent donc et se déposent.

Les principaux avantages du transfert de chaleur diphasique dans les mini-canaux, comparativement aux autres méthodes de refroidissement, sont:

- ✓ Utilisation de faibles débits massiques du liquide de refroidissement en raison de la grande quantité de chaleur absorbée par la chaleur latente de vaporisation (la chaleur latente est généralement 100 fois plus importante que la chaleur spécifique d'un liquide).
- ✓ L'aisance d'obtenir des coefficients de transfert de la chaleur élevés, qui sont généralement plus élevée pour de faibles titres de vapeur contrairement à l'ébullition en macroéchelle.
- ✓ L'augmentation en générale du coefficient de transfert de chaleur avec l'augmentation du flux de chaleur, ce qui signifie que les points chauds locaux augmentent automatiquement les coefficients de transfert de chaleur locaux qui aident à dissiper la chaleur.
- ✓ Une température homogène du système d'environ 99,3°C.
- ✓ Une faible perte de pression due aux faibles débits et aux faibles titres de vapeur à l'entrée des mini-canaux.
- ✓ Une densité de flux critique plus élevée pour l'ébullition convective forcée que pour l'ébullition libre.

La synthèse bibliographique montre que la réduction du diamètre hydraulique augmente les pertes de pression totales lors des écoulements en ébullition, ce que nous avons observé expérimentalement. Cette augmentation est probablement liée à la réduction de la section de passage de l'écoulement diphasique. Cette réduction entraîne, par conséquent, l'augmentation du cisaillement interfacial entre les phases liquide et vapeur ainsi que des frottements pariétaux.

Les résultats obtenus et le caractère opérationnel de la boucle diphasique dans son ensemble sont très encourageants puisqu'ils permettent de juger de la validité d'une approche

diphase afin de contrôler thermiquement le cœur de grandes dimensions des piles à combustible de type PEMFC utilisées dans le domaine des transports terrestres.

Néanmoins le contrôle des mécanismes de transfert de chaleur reste encore à étudier et, dans une certaine mesure, contestée par différents groupes de recherche. Par exemple, le modèle d'écoulement diphasique dans les micro-canaux à trois zones de Thome et Dupont [60, 61] comprend trois mécanismes de transfert de chaleur; toutefois, il doit encore être amélioré pour déceler les tendances complexes dans les données expérimentales ainsi que d'autres phénomènes qui se produisent dans ces canaux. Le coefficient de transfert de chaleur local dans les mini-canaux tend à diminuer avec l'augmentation du titre de vapeur plutôt que de rester constant. Cependant, la diminution de la température de saturation le long des canaux en raison de la perte de charge diphasique peut contrebalancer cet effet pour obtenir une empreinte de température presque uniforme, ce qui est bénéfique pour le refroidissement des piles à combustibles PEMFC où la température du cœur de pile doit rester constante.

Nous recommandons de bien faire le choix de l'entrée et de la sortie des fluides de refroidissement dans l'évaporateur et ceci dans le but d'avoir une distribution symétrique des températures dans la section d'essai et de ce fait avoir un gradient de température uniforme sur l'ensemble de la section d'essai.

Pour améliorer les méthodes de conception thermo hydrauliques et de mieux comprendre les phénomènes qui se produisent dans les mini ou micro-échangeurs de chaleur nous suggérons de pousser les études et de chercher où sont les transitions entre macro, mini et micro-canaux, quels paramètres doivent être étudiés pour expliquer ces transitions. D'étudier en profondeur les phénomènes de coalescences et leurs effets sur la perte de pression dans les mini-canaux.

Références bibliographiques

- [1] Lallemand, M., '*Programme énergie, rapport final*', projet de recherche intégrée: 8.2, juillet 2004.
- [2] Bowers, M. B., Mudawar, I., '*High flux boiling in low flow rate, low pressure drop minichannel and microchannel heat sinks*', Int. J. Heat Mass Transfer, 3, (1994), 321-334.
- [3] Lin, S., *et al.*, '*Prospects of confined flow boiling in thermal management of Microsystems*', Applied Thermal Engineering, 22, (2002), 825-837.
- [4] Kordech, K., Simader, G., '*Environmental Impact of Fuel cell technology*' Chemical Review (1995), 191-207.
- [5] M. Conte, *et al.*, '*Hydrogen economy for a sustainable development: state-of-the-art and technological perspectives*', Journal of Power Sources 100, (2001), 171-187.
- [6] Xiaoming R., *et al.*, '*Recent advances in direct methanol fuel cells at Los Alamos National Laboratory*', Journal of Power Sources 86, (2000), 111-116.
- [7] Rongzhong Jiang, *et al.*, '*Determination of energy efficiency for a direct methanol fuel cell stack by a fuel circulation method*', Journal of Power Sources 126, (2004), 119-124.
- [8] Ulrich S., '*Écoulements diphasiques aux petites échelles – Application au refroidissement d'une Pile à Combustible (PEMFC)*', Thèse de doctorat en Mécanique des fluides, Énergétique, Procédés, Institut polytechnique de Grenoble, Juillet 2010.
- [9] Vielstich, W., *et al.*, '*Handbook of Fuel Cells-Fundamentals Technology and Application*', John Wiley & Sons (2003), ISBN: 978-0-471-49926-8.
- [10] Kathryn Oseen-Senda, '*Etude de l'ébullition du pentane en monocanal en vue de son utilisation pour le refroidissement des piles a combustible PEMFC*', thèse de doctorat en Energétique et Thermique, Université Henri Poincaré, Nancy I, (2006).
- [11] Larminie, J., Dicks, A., '*Fuel Cell Systems Explained*', John Wiley & Sons (2000), ISBN: 0471490261.
- [12] Simader, G., Kordesch, K., '*Fuel cells and their applications*', John Wiley & Sons, (1996), ISBN: 13: 978-3527285792.
- [13] Laughton, M. A., '*Fuel cells*', Engineering Science and Education Journal 10, (2002), 7-16.
- [14] Sylvain Chupin, '*Comportement local et performances électriques d'une pile à combustible à membrane: vers un outil de diagnostic*', Thèse de doctorat en mécanique

énergétique, Institut National Polytechnique de Lorraine et Université du Québec à Trois-Rivières, (2009).

- [15] Park, G.G., *et al.*, '**Effect of PTFE contents in the gas diffusion media on the performance of PEMFC**', Journal of Power Sources, 131, (2004), 182-187.
- [16] Conteau, D., '**Développement d'outils pour l'étude des écoulements diphasiques dans les canaux d'une pile à combustible de type PEM**', Thèse de doctorat en mécanique et énergétique, Institut National Polytechnique de Lorraine, (2011).
- [17] Garimella, S.V., Sobhan, C.B., '**Transport in microchannels a critical review**'. Ann. Rev. Heat Transfer 13, (2003), 1-50.
- [18] Garimella, S.V., *et al.*, '**On-chip thermal management with microchannel heat sinks and integrated micropumps**'. Proc. IEEE 94, (2006), 1534-1548.
- [19] Thome, J.R., '**Boiling in microchannels: a review of experiment and theory**'. Int. J. Heat Fluid Flow 25, (2004), 128-139.
- [20] Harirchian, T., Garimella, S. V., '**Microchannel size effects on local flow boiling heat transfer to a dielectric fluid**', International Journal of Heat and Mass Transfer 51, (2008) 3724-3735.
- [21] Suo, M., Griffith, P., '**Two-Phase Flow in Capillary Tubes**', J. Basic Eng 86 (1964), 576-582.
- [22] Lee, P., *et al.*, '**Investigation of heat transfer in rectangular microchannels**', International Journal of Heat and Mass Transfer, 48, (2005), 1688-1704.
- [23] Garimella, S.V., *et al.* '**On-chip thermal management with microchannel heat sinks and integrated micropumps**', Proceedings of the IEEE 94 (8), (2006) 1534-1548.
- [24] Agostini, Bet al., '**State of the art of high heat flux cooling technologies**'. Heat Transfer Engineering, 28 (4), (2007), 258-281.
- [25] Bergles, A., *et al.*, '**Boiling and evaporation in small diameter channels**'. Heat Transfer Engineering, 24, 1 (2003), 18-40.
- [26] Dupont, V., Thome, J. R., '**Evaporation in microchannels : influence of the channel diameter on heat transfer**'. MicrofluidNanofluid, 1, (2005), 119-127.
- [27] Saitoh, S., *et al.*, '**Effect of tube diameter on boiling heat transfer of R -134a in horizontal small-diameter tubes**'. International Journal of Heat and Mass Transfer, 48, (2005), 4973-4984.
- [28] Harirchian, T., Garimella, S., '**The critical role of channel cross-sectional area in micro-channel flow boiling heat transfer**'. International Journal of Multiphase Flow, 35, (2009), 904-913.

- [29] Mehendale, S. S., Jacobi, A. M., '*Fluid flow and heat transfer at micro-and meso-scales with application to exchanger design*'. Applied Mechanical Engineering, 53, (2000), 175-193.
- [30] Kandlikar, S. G., '*Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and micro-Channels*'. Experimental Thermal and Fluid Science, 26, (2002), 389-407.
- [31] Agostini, B., '*Etude expérimentale de l'ébullition de fluide réfrigérant en convection forcée dans des mini-canaux*'. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, (2002).
- [32] Kew, P., Cornwell, K., '*Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small diameter channels*'. Applied Thermal Engineering, 17, (1997), 705-715.
- [33] Cheng, P., *et al.*, '*Phase-change heat transfer in microsystems*'. Journal of Heat Transfer, 129, (2007), 101–108.
- [34] Ullman, A., Brauner, N., '*The prediction of flow pattern maps in mini-channels*'. In 4th Japanese-European Two-Phase Flow Group Meeting, Kyoto, Japon, (2006) 24-28.
- [35] Chen, P., *et al.*, '*Predicting thermal instability in a closed loop pulsating heat pipe system*'. Applied Thermal Engineering, 29, (2009), 1566-1576.
- [36] Fritz, W., '*Berechnung des maximal Volume von Dampfblasen*'. Phys. Z, 36, (1935), 379-388.
- [37] Celata, G.P., '*Heat Transfer and Fluid Flow in Microchannels*', Begell House, (2004).
- [38] Nukiyama, S., '*Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure*'. Journal of the Japanese Society of Mechanical Engineers, 37, (1934), 367-374.
- [39] Zuber, N. '*On the stability of boiling heat transfer*', Trans. ASME, 80, (1958), 711-720.
- [40] Collier, J., Thome, J. R., '*Convective boiling and condensation*'. Oxford University Press, New-York, (1994).
- [41] Carey, V., '*Liquid-Vapor Phase Change Phenomena*'. Taylor & Francis, New-York, second edition, (2008).
- [42] Collier, J.G., '*Convective boiling inside horizontal tubes in: HEDH*', Hemisphere Publishing Corporation (1983).
- [43] Hewitt, G. F., Roberts, D.N., '*Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-Ray and flash photography*'. UK AEA Report AERE-M2159, London (1969).
- [44] Taitel, Y., *et al.*, '*Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes*', AIChE J. 26 (3), (1980), 345-354.
- [45] Baker, O., '*Simultaneous flow of oil and gas*'. Oil gas J 53 (1954), 185.

- [46] Mandhane, *et al.*, '**Flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes**'. Int. J. Multiphase flow, 1, (1974), 537-553.
- [47] Hashizume, K., '**Flow pattern and void fraction of refrigerant two-phase flow boiling of HFC-134a**'. International Journal of Refrigeration. 26 (219), (1983), 1597-1602.
- [48] Klimenko, V.V., '**A generalized correlation for two-phase forced flow heat transfer-second assessment**'. International Journal of Heat and Mass Transfer, 33 (10), (1990), 2073-2088.
- [49] Taitel, Y., Dukler, A.E., '**A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow**'. AIChE Journal, 22, (1976), 47-55.
- [50] Lazarek, G. M., Black, S. H., '**Evaporative Heat Transfer, Pressure Drop and Critical Heat Flux in a Small Vertical Tube with R-113**', Int. J. Heat and Mass Transfer, 25 (7), (1982), 945-960.
- [51] Agostini, B., Thome, J. R., '**Comparison of an Extended Database for Flow Boiling heat transfer Coefficients in Multi-Microchannel Elements with the Three-Zone Model**', ECI Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale, CastelvechioPascoli, Italy, (2005), 25-30.
- [52] Forster, H. K., Zuber, N., '**Growth of a vapor bubble in a superheated liquid**', Journal of Applied Physics, 25 (4), (1954), 474-478.
- [53] Rohsenow, W. M. '**A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids**', Transaction ASME, 84, (1962), 969-976.
- [54] Tran, T. N., *et al* '**Small Circular and Rectangular Channel Boiling with Two Refrigerants**', Int. J. Multiphase Flow, 22 (3), (1996) 485-498.
- [55] Stefan, S., *et al.*, '**A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels**', International Journal of Heat and Mass Transfer, 52, (2009), 2110-2118.
- [56] Chen, J.C., '**Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow**', I&EC Process Des. Dev. 5 (3), (1966), 322-329.
- [57] Cooper, M.G., '**Heat flow rates in saturated nucleate pool boiling a wide ranging examination using reduced properties**', Adv. Heat Transfer, 16, (1984), 157-239.
- [58] Bertsch, S.S. *et al.*, '**Review and comparative analysis of studies on saturated flow boiling in small channels**', NanoscaleMicroscaleThermophys. Eng. 12 (3), (2008), 187-227.
- [59] Kandlikar, S. G., and Balasubramanian, P., '**An Extension of the Flow Boiling Correlation to Transition, Laminar, and Deep Laminar Flows in Mini-Channels and Micro-Channels**', Heat Transfer Engineering, 25 (3), (2004), 86-93.

- [60] Thome, J. R., *et al.*, '**Heat Transfer Model for Evaporation in Microchannels. Part I: presentation of the model**', Int. J. Heat and Mass Transfer, 47, (2004), 3375-3385.
- [61] Dupont, V., *et al.*, '**Heat Transfer Model for Evaporation in Microchannels. Part II: comparison with the data base**', Int. J. Heat and Mass Transfer, 47, (2004), 3387-3401.
- [62] Consolini, L., '**Convective boiling heat transfer in a single micro-channel**' thèse de doctorat en mécanique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, (2008).
- [63] Zhang, W., *et al.*, '**Correlation for Flow Boiling Heat Transfer in Mini-Channels**', Int. J. Heat and Mass Transfer, 47, (2004), 5749-5763.
- [64] Ribatski, *et al.*, '**An Analysis of experimental data and prediction methods for two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer in micro-scale channels**', Experimental Thermal and Fluid Science, 31, (2006), 1-19.
- [65] Lockhart, R. W., Martinelli, R. C., '**Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes**', Chemical Engineering Progress. 45 (1), (1949), 39-45.
- [66] Chisholm, D., '**Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels**', International Journal of Heat and Mass Transfer 16 (2), (1973), 347-358.
- [67] Friedel, L., '**Improved frictional pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow**', 3 R International 18 (7), (1979), 485-491.
- [68] Ungar, E. K., Cornwell, J. D., '**Two-phase pressure drop of ammonia in small diameter horizontal tubes**', AIAA paper (1992), 92-3891.
- [69] Kureta, M., *et al.*, '**Pressure drop and heat transfer for flow-boiling of water in small diameter tubes**', JSME International Journal, Series B 41 (4), (1998), 871-879.
- [70] Triplett, *et al.*, '**Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part 2: Void fraction and pressure Drop**', International Journal of Multiphase Flow 25 (3), (1999), 395-410.
- [71] Yang, C.Y., Webb, R. L., '**Friction pressure drop of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminum tubes with and without Micro-Fins**', International Journal of Heat and Mass Transfer, 39 (4), (1996), 801-809.
- [72] Akers, W. W., *et al.*, '**Condensation heat transfer within horizontal tubes**', Chemical Engineering Progress Symposium Series, 55 (29), (1959), 171-176.
- [73] Yan, Y.Y. Lin, T.F., '**Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a small pipe**', International Journal of Heat and Mass Transfer, 42 (4), (1999), 697-708.

- [74] Mishima, K., Hibiki, T., '*Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes*', International Journal of Multiphase Flow, 22 (4), (1996), 703-712.
- [75] Wang C. C., *et al.*, '*Visual observation of two-phase flow pattern of R-22, R-134a, and R-407c in a 6.5 mm smooth tube*', Experimental Thermal and Fluid Science 15 (4), (1997), 395-405.
- [76] Chen, I.Y., *et al.*, '*Two-phase pressure drop of air-water and R-410a in small horizontal tubes*', International Journal of Multiphase Flow 27 (7), (2001), 1293-1299.
- [77] Tran, T. N., *et al.*, '*Two-Phase Pressure Drop of Refrigerants During Flow Boiling in Small Channels: An Experimental Investigation and Correlation Development*', International Journal of Multiphase Flow, 26 (11), (2000), 1739-1754.
- [78] Cornwell, K. Kew, P. A., '*Boiling in small parallel channels*', Energy Efficiency in Process Technology. Edited by P. A. Pilavachi. New York, Elsevier, (1993), 624-638.
- [79] Tong, L. S., Tang, Y. S. '*Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow*', Taylor & Francis Pub., ISBN 1-56032-485-6, (1997).
- [80] Theophanous, T. G., *et al.*, '*The boiling crisis phenomenon. Part II: dryout dynamics and burnout*', Exp. Thermal Fluid Sci. 26, (2002), 793-810.
- [81] Kandlikar, S. G., Steinke, M. E., '*Contact angles and interface behaviour during rapid evaporation of liquid on a heated surface*', Int. J. Heat Mass Transfer 45, (2002), 3771-3780.
- [82] Nishio, S., Tanaka, H., '*Visualization of boiling structures in high heat-flux pool-boiling*', Int. J. Heat Mass Transfer 47, (2004), 4559-4568.
- [83] Vandervort, C. L., *et al.*, '*An experimental study of critical heat flux in very high heat flux subcooled boiling*', Intl. J. Heat Mass Transfer, 37, (1994), 161-173.
- [84] Bergles, A. E., *et al.*, '*Boiling and evaporation in small diameter channels*', Heat Transfer Engineering, 24 (1), (2003), 18-40.
- [85] Hall, D.D., Mudawar, I., '*Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes - II, subcooled CHF correlations*', Intl. J. Heat Mass Transfer, 43, (2000), 2605-2640.
- [86] Bergles, A.E., '*Subcooled burnout in tubes of small diameter*', ASME Paper No. 63-WA-182, (1963).
- [87] Fiori, M. P., Bergles, A. E., '*Model of critical heat flux in subcooled flow boiling*', Proc. 4th Intl. Heat Transfer Conf., Elsevier Publishing Co., Amsterdam, 6, Paper B6.3, (1970).

- [88] Sun, K. H., Lienhard, J. H., *'The peak pool boiling heat flux on horizontal cylinders'*, Intl. J. Heat Mass Transfer, 13, (1970), 1425-1439.
- [89] Zhang, W., *et al.*, *'Correlation of critical heat flux for flow boiling of water in mini-channels'*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 49, (2006) 1058-1072.
- [90] Choi, S. U. S., *'Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, in developments and applications of non-newtonian flows'*, Singer and Wang edition, vol. FED 231, American Society of Mechanical Engineers, New York, (1995) 99-105.
- [91] Lee, S., *et al.*, *'Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles'*, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 121, (1999), 280-289.
- [92] Lee, S.P., Choi, U.S., *'Application of metallic nanoparticles suspensions in advanced cooling system'*, Recent Advances in Solid/Structures and Application of Metallic Materials, PVP-Vol.342/ MD-Vol.72, The America Society of Mechanical Engineering, New York, (1996), 227-234.
- [93] Das S.K., *et al.*, *'Pool boiling characteristics of nanofluids'*, Int. J. Heat Mass Transfer, 46, (2003), 851-862.
- [94] Xuan, Y.M., Li, Q., *'Investigation on convection heat transfer and flow features of nanofluids'*, J. Heat Transfer, 125 (1), (2003), 151-155.
- [95] Xuan, Y.M., Roetzel W., *'Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids'*, Int. J. Heat Mass Transfer, 43,(2000), 3701-3707.
- [96] Das S.K., *et al.*, *'Heat transfer in nanofluids-a Review'*, Heat Transfer Engineering, 27(10), (2006), 3-19.
- [97] Oh, D.W., *et al.*, *'Transient thermal conductivity and colloidal stability measurements of nanofluids by using the 3 omega Method'*. Journal of Nanoscience and Nanotechnology, 8, 10, (2009), 4923-4929.
- [98] Le Neindre, B., *'Mesure de la conductivité thermique des liquides et des gaz'*.
[R 2 920] Mesures physiques (1996).
- [99] Ribeiro, J. P., Grüss, J. A., *'Nanofluides pour les applications thermiques'*, dossier Techniques de l'Ingénieur.
- [100] Hamilton, R., Crosser, O., *'Thermal conductivity of Heterogeneous Two-Component Systems'*. Ind. Eng. Chem. Fundamentals, vol. 1, (1962), 187-191.
- [101] Pak, B., Cho. Y., *'Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with sub-micron metallic oxide particles'*. Experimental Heat Transfer, 11, (1998), 151-170.

- [102] Nguyen, C., *et al.*, ***Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids - hysteresis phenomenon***. Int. J. Heat and Fluid Flow, 28 (6), (2007), 1492-1506.
- [103] Wang, X., *et al.*, ***Thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture***. J. Thermophysics and Heat Transfer 13, (1999), 474-480.
- [104] Namburu, P., *et al.*, ***Viscosity of copper oxide nanoparticles dispersed in ethylene glycol and water mixture***, Experimental Thermal and Fluid Science, 32, (2), (2007), 397-402.
- [105] Chen, H., *et al.*, ***Rheological behaviour of ethylene glycol based titaniananofluids***, Chemical Physics Letters, 444, (2007), 333-337.
- [106] Witharana S., *et al.*, ***Enhanced natural convective heat transfer of CNT-ethylene glycol-water suspensions***. Micro/Nanoscale Heat Transfer International Conference, TAINAN (Taiwan), (2008).
- [107] Einstein, A., ***Eine Neue Bestimmung Der Moleküldimensionen***. Annalen Der Physik, 324, (1906), 289-306.
- [108] Kim, S., *et al.*, ***Experimental investigation of critical heat flux enhancement by micro/nanoscale surface modification in pool boiling***. Proceedings of the Sixth International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels ICNMM2008, Darmstadt, (2008).
- [109] Truong, B., *et al.*, ***Surface modifications using nanofluids for nucleate boiling heat transfer and CHF enhancements***. Proceedings of the Sixth International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels ICNMM2008, Darmstadt, (2008).
- [110] Alifanov, O.M., *et al.*, ***Extreme Methods for Solving Ill-Posed Problems with Applications to Inverse Heat Transfer Problems***. Begell House, New York, (1995).
- [111] Louahlia-Gualous, H., *et al.*, ***Inverse determination of the local heat transfer coefficients of nucleate boiling on a horizontal cylinder***, ASME J. Heat Transfer, 125, (2003), 1087-1095.
- [112] Louahlia-Gualous, H., El Omari, L., ***Local heat transfer for the evaporation of a laminar falling liquid film on a cylinder: experimental, numerical and inverse heat conduction analysis***, Numer. Heat Transfer, Part A: Appl. 50, (7), (2006), 667-688.
- [113] Boudouh, M. *et al.*, ***Local convective boiling heat transfer and pressure drop of nanofluid in narrow rectangular channels***, Applied Thermal Engineering, 30, (2010), 2619-2631.

- [114] Boudouh, M., *et al.*, '**Experimental investigation of convective boiling in mini-channels: cooling application of the pem fuel cells**', Thermal science, (2015), doi: 10.2298/TSCI140521024B.
- [115] Warriar, G.R., *et al.*, '**Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channels**', Exp. Therm. Fluid Sci. 26, (2002) 53-64.
- [116] Liu, Z., Witerton, R.H.S., '**A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based nucleate pool boiling equation**', Int. J. Heat Mass Transfer 34 (1991), 2759-2766.
- [117] Quibén, J.M., Cheng, L., da Silva Lima, R.J., Thome, J.R., '**Flow boiling in horizontal flattened tubes: Part I. Two phase frictional pressure drop results and model**', Int. J. Heat Mass Transfer, 52, (2009), 3634-3644.
- [118] Rouhani, Z., Axelsson E., '**Calculation of volume void fraction in a subcooled and quality region**', Int. J. Heat Transfer, 17, (1970), 383-393.
- [119] Wallis G.B., '**One-dimensional Two-phase Flow**'. McGraw-Hill, New York, 1969.
- [120] Thome, J. R., '**Engineering Data Book III**', (Chapter 13), (2004), 1-34.
- [121] Ghisloim D., '**Two-phase Flow in Pipelines and Heat Exchangers**'. Longman, New York, (1983).
- [122] English, N.J., Kandlikar, S.G., '**An experimental investigation into the effect of surfactants on airwater two phase flow in minichannels**', Heat Transfer Eng, 27, (2006), 99-109.
- [123] Lee, H.J., Lee, S.Y., '**Heat transfer correlation for boiling flows in small rectangular horizontal channels with low aspect ratios**', Int. J. Multiphase Flow, 27, (2001), 2043-2062.
- [124] Lee, H.J., Mudawar I., '**Two-phase flow in high heat flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II e heat transfer characteristics**', Int. J. Heat Mass Transfer 48, (2005), 941-955.
- [125] Choi, S.U.S., Eastman, J. A., '**Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles**', ASME International Mechanical Engineering Congress & exposition, San Francisco, November (1995).
- [126] Song, P., *et al.*, '**Structure – Property Relationships for Nanofluids**', 3rd Micro and Nano Flows Conference Thessaloniki, Greece, August 2011, 22-24.
- [127] Liu, Z.H., *et al.*, '**Boiling heat transfer characteristics of nanofluids in a flat heat pipe evaporator with micro-grooved heating surface**', Int. J. Multi-phase Flow, 33, (2007), 1284-1295.

- [128] Das, S.K., *et al.*, '**Pool boiling characteristics of nano-fluids**', Int. J. Heat Mass Transfer, 46 (5), (2003), 851-862.
- [129] Trisaksri,V., Wongwiset, S., '**Critical review of heat transfer characteristics of nanofluids**', Renew. Sustain. Energy Rev., 11, (2007), 512-523.
- [130] Kim S.J., *et al.*, '**Study of pool boiling and critical heat flow enhancement in nanofluids**', Bull. Polish Acad. Sci., Tech. Sci., 55 (2), (2007), 211-216.
- [131] You, S.M., *et al.*, '**Effect of nanoparticles on critical heat flux of water in pool boiling heat transfer**', Appl. Phys. Lett. ,83, (2003), 3374-3376.
- [132] Wu, C.Y., *et al.*, '**Random oscillations in a low pressure two-phase natural circulation loop under low power and high inlet subcooling conditions**', Nucl. Eng. Des., 162, (1996), 223-232.
- [133] Kyung, I.S., Lee, S.Y., '**Periodic flow excursion in an open two-phase natural circulation loop**', Nucl. Eng. Des., 162, (1996), 233-244.
- [134] Jiang, Y.Y., Shoji, M., '**Flow stability in a natural circulation loop: influence of wall thermal conductivity**', Nucl. Eng. Des., 222, (2003), 16-28.
- [135] Brackbill, J.U., *et al.*, '**A continuum method for modeling surface tension**', Journal of Computational Physics,100 (2), (1992), 335-354.
- [136] Chen, F., *et al.*, '**Volume of fluid simulation of boiling two-phase flow in a vapor-venting microchannel**', Frontiers in Heat and Mass Transfer, 1 (1), (2010).
- [137] David, M.P., *et al.*, '**Visualization and Analysis of Venting from a Single Microchannel Two-phase Copper Heat Exchanger**', Proceedings of InterPack, San Francisco, California, (2009).

- [1] Lallemand, M., '*Programme énergie, rapport final*', projet de recherche intégrée: 8.2, juillet 2004.
- [2] Bowers, M. B., Mudawar, I., '*High flux boiling in low flow rate, low pressure drop minichannel and microchannel heat sinks*', Int. J. Heat Mass Transfer, 3, (1994), 321-334.
- [3] Lin, S., *et al.*, '*Prospects of confined flow boiling in thermal management of Microsystems*', Applied Thermal Engineering, 22, (2002), 825-837.
- [4] Kordech, K., Simader, G., '*Environmental Impact of Fuel cell technology*' Chemical Review (1995), 191-207.
- [5] M. Conte, *et al.*, '*Hydrogen economy for a sustainable development: state-of-the-art and technological perspectives*', Journal of Power Sources 100, (2001), 171-187.
- [6] Xiaoming R., *et al.*, '*Recent advances in direct methanol fuel cells at Los Alamos National Laboratory*', Journal of Power Sources 86, (2000), 111-116.
- [7] Rongzhong Jiang, *et al.*, '*Determination of energy efficiency for a direct methanol fuel cell stack by a fuel circulation method*', Journal of Power Sources 126, (2004), 119-124.
- [8] Ulrich S., '*Écoulements diphasiques aux petites échelles – Application au refroidissement d'une Pile à Combustible (PEMFC)*', Thèse de doctorat en Mécanique des fluides, Énergétique, Procédés, Institut polytechnique de Grenoble, Juillet 2010.
- [9] Vielstich, W., *et al.*, '*Handbook of Fuel Cells-Fundamentals Technology and Application*', John Wiley & Sons (2003), ISBN: 978-0-471-49926-8.
- [10] Kathryn Oseen-Senda, '*Etude de l'ébullition du pentane en monocanal en vue de son utilisation pour le refroidissement des piles a combustible PEMFC*', thèse de doctorat en Énergétique et Thermique, Université Henri Poincaré, Nancy I, (2006).
- [11] Larminie, J., Dicks, A., '*Fuel Cell Systems Explained*', John Wiley & Sons (2000), ISBN: 0471490261.
- [12] Simader, G., Kordech, K., '*Fuel cells and their applications*', John Wiley & Sons, (1996), ISBN: 13: 978-3527285792.
- [13] Laughton, M. A., '*Fuel cells*', Engineering Science and Education Journal 10, (2002), 7-16.
- [14] Sylvain Chupin, '*Comportement local et performances électriques d'une pile à combustible à membrane: vers un outil de diagnostic*', Thèse de doctorat en mécanique énergétique, Institut National Polytechnique de Lorraine et Université du Québec à Trois-Rivières, (2009).
- [15] Park, G.G., *et al.*, '*Effect of PTFE contents in the gas diffusion media on the performance of PEMFC*', Journal of Power Sources, 131, (2004), 182-187.

- [16] Conteau, D., *‘Développement d’outils pour l’étude des écoulements diphasiques dans les canaux d’une pile à combustible de type PEM’*, Thèse de doctorat en mécanique et énergétique, Institut National Polytechnique de Lorraine, (2011).
- [17] Garimella, S.V., Sobhan, C.B., *‘Transport in microchannels a critical review’*. Ann. Rev. Heat Transfer 13, (2003), 1-50.
- [18] Garimella, S.V., *et al.*, *‘On-chip thermal management with microchannel heat sinks and integrated micropumps’*. Proc. IEEE 94, (2006), 1534-1548.
- [19] Thome, J.R., *‘Boiling in microchannels: a review of experiment and theory’*. Int. J. Heat Fluid Flow 25, (2004), 128-139.
- [20] Harirchian, T., Garimella, S. V., *‘Microchannel size effects on local flow boiling heat transfer to a dielectric fluid’*, International Journal of Heat and Mass Transfer 51, (2008) 3724-3735.
- [21] Suo, M., Griffith, P., *‘Two-Phase Flow in Capillary Tubes’*, J. Basic Eng 86 (1964), 576-582.
- [22] Lee, P., *et al.*, *‘Investigation of heat transfer in rectangular microchannels’*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 48, (2005), 1688-1704.
- [23] Garimella, S.V., *et al* *‘On-chip thermal management with microchannel heat sinks and integrated micropumps’*, Proceedings of the IEEE 94 (8), (2006) 1534-1548.
- [24] Agostini, Bet al., *‘State of the art of high heat flux cooling technologies’*. Heat Transfer Engineering, 28 (4), (2007), 258-281.
- [25] Bergles, A., *et al.*, *‘Boiling and evaporation in small diameter channels’*. Heat Transfer Engineering, 24, 1 (2003), 18-40.
- [26] Dupont, V., Thome, J. R., *‘Evaporation in microchannels : influence of the channel diameter on heat transfer’*. Microfluid Nanofluid, 1, (2005), 119-127.
- [27] Saitoh, S., *et al.*, *‘Effect of tube diameter on boiling heat transfer of R -134a in horizontal small-diameter tubes’*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 48, (2005), 4973-4984.
- [28] Harirchian, T., Garimella, S., *‘The critical role of channel cross-sectional area in micro-channel flow boiling heat transfer’*. International Journal of Multiphase Flow, 35, (2009), 904-913.
- [29] Mehendale, S. S., Jacobi, A. M., *‘Fluid flow and heat transfer at micro-and meso-scales with application to exchanger design’*. Applied Mechanical Engineering, 53, (2000), 175-193.
- [30] Kandlikar, S. G., *‘Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and micro-Channels’*. Experimental Thermal and Fluid Science, 26, (2002), 389-407.

- [31] Agostini, B., '*Etude expérimentale de l'ébullition de fluide réfrigérant en convection forcée dans des mini-canaux*'. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, (2002).
- [32] Kew, P., Cornwell, K., '*Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small diameter channels*'. Applied Thermal Engineering, 17, (1997), 705-715.
- [33] Cheng, P., *et al.*, '*Phase-change heat transfer in microsystems*'. Journal of Heat Transfer, 129, (2007), 101-108.
- [34] Ullman, A., Brauner, N., '*The prediction of flow pattern maps in mini-channels*'. In 4th Japanese-European Two-Phase Flow Group Meeting, Kyoto, Japon, (2006) 24-28.
- [35] Chen, P., *et al.*, '*Predicting thermal instability in a closed loop pulsating heat pipe system*'. Applied Thermal Engineering, 29, (2009), 1566-1576.
- [36] Fritz, W., '*Berechnung des maximal Volume von Dampfblasen*'. Phys. Z, 36, (1935), 379-388.
- [37] Celata, G.P., '*Heat Transfer and Fluid Flow in Microchannels*', Begell House, (2004).
- [38] Nukiyama, S., '*Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure*'. Journal of the Japanese Society of Mechanical Engineers, 37, (1934), 367-374.
- [39] Zuber, N. '*On the stability of boiling heat transfer*', Trans. ASME, 80, (1958), 711-720.
- [40] Collier, J., Thome, J. R., '*Convective boiling and condensation*'. Oxford University Press, New-York, (1994).
- [41] Carey, V., '*Liquid-Vapor Phase Change Phenomena*'. Taylor & Francis, New-York, second edition, (2008).
- [42] Collier, J.G., '*Convective boiling inside horizontal tubes in: HEDH*', Hemisphere Publishing Corporation (1983).
- [43] Hewitt, G. F., Roberts, D.N., '*Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-Ray and flash photography*'. UK AEA Report AERE-M2159, London (1969).
- [44] Taitel, Y., *et al.*, '*Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes*', AIChE J. 26 (3), (1980), 345-354.
- [45] Baker, O., '*Simultaneous flow of oil and gas*'. Oil gas J 53 (1954), 185.
- [46] Mandhane, *et al.*, '*Flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes*'. Int. J. Multiphase flow, 1, (1974), 537-553.
- [47] Hashizume, K., '*Flow pattern and void fraction of refrigerant two-phase flow boiling of HFC-134a*'. International Journal of Refrigeration. 26 (219), (1983), 1597-1602.
- [48] Klimenko, V.V., '*A generalized correlation for two-phase forced flow heat transfer-second assessment*'. International Journal of Heat and Mass Transfer, 33 (10), (1990), 2073-2088.

- [49] Taitel, Y., Dukler, A.E., '*A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow*'. AIChE Journal, 22, (1976), 47-55.
- [50] Lazarek, G. M., Black, S. H., '*Evaporative Heat Transfer, Pressure Drop and Critical Heat Flux in a Small Vertical Tube with R-113*', Int. J. Heat and Mass Transfer, 25 (7), (1982), 945-960.
- [51] Agostini, B., Thome, J. R., '*Comparison of an Extended Database for Flow Boiling heat transfer Coefficients in Multi-Microchannel Elements with the Three-Zone Model*', ECI Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale, Castelvechio Pascoli, Italy, (2005), 25-30.
- [52] Forster, H. K., Zuber, N., '*Growth of a vapor bubble in a superheated liquid*', Journal of Applied Physics, 25 (4), (1954), 474-478.
- [53] Rohsenow, W. M. '*A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids*', Transaction ASME, 84, (1962), 969-976.
- [54] Tran, T. N., *et al* '*Small Circular and Rectangular Channel Boiling with Two Refrigerants*', Int. J. Multiphase Flow, 22 (3), (1996) 485-498.
- [55] Stefan, S., *et al.*, '*A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels*', International Journal of Heat and Mass Transfer, 52, (2009), 2110-2118.
- [56] Chen, J.C., '*Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow*', I&EC Process Des. Dev. 5 (3), (1966), 322-329.
- [57] Cooper, M.G., '*Heat flow rates in saturated nucleate pool boiling a wide ranging examination using reduced properties*', Adv. Heat Transfer, 16, (1984), 157-239.
- [58] Bertsch, S.S. *et al.*, '*Review and comparative analysis of studies on saturated flow boiling in small channels*', Nanoscale Microscale Thermophys. Eng. 12 (3), (2008), 187-227.
- [59] Kandlikar, S. G., and Balasubramanian, P., '*An Extension of the Flow Boiling Correlation to Transition, Laminar, and Deep Laminar Flows in Mini-Channels and Micro-Channels*', Heat Transfer Engineering, 25 (3), (2004), 86-93.
- [60] Thome, J. R., *et al.*, '*Heat Transfer Model for Evaporation in Microchannels. Part I: presentation of the model*', Int. J. Heat and Mass Transfer, 47, (2004), 3375-3385.
- [61] Dupont, V., *et al.*, '*Heat Transfer Model for Evaporation in Microchannels. Part II: comparison with the data base*', Int. J. Heat and Mass Transfer, 47, (2004), 3387-3401.
- [62] Consolini, L., '*Convective boiling heat transfer in a single micro-channel*' thèse de doctorat en mécanique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, (2008).
- [63] Zhang, W., *et al.*, '*Correlation for Flow Boiling Heat Transfer in Mini-Channels*', Int. J. Heat and Mass Transfer, 47, (2004), 5749-5763.

- [64] Ribatski, et al., '*An Analysis of experimental data and prediction methods for two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer in micro-scale channels*', Experimental Thermal and Fluid Science, 31, (2006), 1-19.
- [65] Lockhart, R. W., Martinelli, R. C., '*Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes*', Chemical Engineering Progress. 45 (1), (1949), 39-45.
- [66] Chisholm, D., '*Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels*', International Journal of Heat and Mass Transfer 16 (2), (1973), 347-358.
- [67] Friedel, L., '*Improved frictional pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow*', 3 R International 18 (7), (1979), 485-491.
- [68] Ungar, E. K., Cornwell, J. D., '*Two-phase pressure drop of ammonia in small diameter horizontal tubes*', AIAA paper (1992), 92-3891.
- [69] Kureta, M., et al., '*Pressure drop and heat transfer for flow-boiling of water in small diameter tubes*', JSME International Journal, Series B 41 (4), (1998), 871-879.
- [70] Triplett, et al., '*Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part 2: Void fraction and pressure Drop*', International Journal of Multiphase Flow 25 (3), (1999), 395-410.
- [71] Yang, C.Y., Webb, R. L., '*Friction pressure drop of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminum tubes with and without Micro-Fins*', International Journal of Heat and Mass Transfer, 39 (4), (1996), 801-809.
- [72] Akers, W. W., et al., '*Condensation heat transfer within horizontal tubes*', Chemical Engineering Progress Symposium Series, 55 (29), (1959), 171-176.
- [73] Yan, Y.Y. Lin, T.F., '*Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a small pipe*', International Journal of Heat and Mass Transfer, 42 (4), (1999), 697-708.
- [74] Mishima, K., Hibiki, T., '*Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes*', International Journal of Multiphase Flow, 22 (4), (1996), 703-712.
- [75] Wang C. C., et al., '*Visual observation of two-phase flow pattern of R-22, R-134a, and R-407c in a 6.5 mm smooth tube*', Experimental Thermal and Fluid Science 15 (4), (1997), 395-405.
- [76] Chen, I.Y., et al., '*Two-phase pressure drop of air-water and R-410a in small horizontal tubes*', International Journal of Multiphase Flow 27 (7), (2001), 1293-1299.
- [77] Tran, T. N., et al., '*Two-Phase Pressure Drop of Refrigerants During Flow Boiling in Small Channels: An Experimental Investigation and Correlation Development*', International Journal of Multiphase Flow, 26 (11), (2000), 1739-1754.
- [78] Cornwell, K. Kew, P. A., '*Boiling in small parallel channels*', Energy Efficiency in Process Technology. Edited by P. A. Pilavachi. New York, Elsevier, (1993), 624-638.

- [79] Tong, L. S., Tang, Y. S. *'Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow'*, Taylor & Francis Pub., ISBN 1-56032-485-6, (1997).
- [80] Theophanous, T. G., *et al.*, *'The boiling crisis phenomenon. Part II: dryout dynamics and burnout'*, Exp. Thermal Fluid Sci. 26, (2002), 793-810.
- [81] Kandlikar, S. G., Steinke, M. E., *'Contact angles and interface behaviour during rapid evaporation of liquid on a heated surface'*, Int. J. Heat Mass Transfer 45, (2002), 3771-3780.
- [82] Nishio, S., Tanaka, H., *'Visualization of boiling structures in high heat-flux pool-boiling'*, Int. J. Heat Mass Transfer 47, (2004), 4559-4568.
- [83] Vandervort, C. L., *et al.*, *'An experimental study of critical heat flux in very high heat flux subcooled boiling'*, Intl. J. Heat Mass Transfer, 37, (1994), 161-173.
- [84] Bergles, A. E., *et al.*, *'Boiling and evaporation in small diameter channels'*, Heat Transfer Engineering, 24 (1), (2003), 18-40.
- [85] Hall, D.D., Mudawar, I., *'Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes - II, subcooled CHF correlations'*, Intl. J. Heat Mass Transfer, 43, (2000), 2605-2640.
- [86] Bergles, A.E., *'Subcooled burnout in tubes of small diameter'*, ASME Paper No. 63-WA-182, (1963).
- [87] Fiori, M. P., Bergles, A. E., *'Model of critical heat flux in subcooled flow boiling'*, Proc. 4th Intl. Heat Transfer Conf., Elsevier Publishing Co., Amsterdam, 6, Paper B6.3, (1970).
- [88] Sun, K. H., Lienhard, J. H., *'The peak pool boiling heat flux on horizontal cylinders'*, Intl. J. Heat Mass Transfer, 13, (1970), 1425-1439.
- [89] Zhang, W., *et al.*, *'Correlation of critical heat flux for flow boiling of water in mini-channels'*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 49, (2006) 1058-1072.
- [90] Choi, S. U. S., *'Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, in developments and applications of non-newtonian flows'*, Singer and Wang edition, vol. FED 231, American Society of Mechanical Engineers, New York, (1995) 99-105.
- [91] Lee, S., *et al.*, *'Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticles'*, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 121, (1999), 280-289.
- [92] Lee, S.P., Choi, U.S., *'Application of metallic nanoparticles suspensions in advanced cooling system'*, Recent Advances in Solid/Structures and Application of Metallic Materials, PVP-Vol.342/ MD-Vol.72, The America Society of Mechanical Engineering, New York, (1996), 227-234.
- [93] Das S.K., *et al.*, *'Pool boiling characteristics of nanofluids'*, Int. J. Heat Mass Transfer, 46, (2003), 851-862.

- [94] Xuan, Y.M., Li, Q., '*Investigation on convection heat transfer and flow features of nanofluids*', J. Heat Transfer, 125 (1), (2003), 151-155.
- [95] Xuan, Y.M., Roetzel W., '*Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids*', Int. J. Heat Mass Transfer, 43,(2000), 3701-3707.
- [96] Das S.K., *et al.*, '*Heat transfer in nanofluids-a Review*', Heat Transfer Engineering, 27(10), (2006), 3-19.
- [97] Oh, D.W., *et al.*, '*Transient thermal conductivity and colloidal stability measurements of nanofluids by using the 3 omega Method*'. Journal of Nanoscience and Nanotechnology, 8, 10, (2009), 4923-4929.
- [98] Le Neindre, B., '*Mesure de la conductivité thermique des liquides et des gaz*'. [R 2 920] Mesures physiques (1996).
- [99] Ribeiro, J. P., Grüss, J. A., '*Nanofluides pour les applications thermiques*', dossier Techniques de l'Ingénieur.
- [100] Hamilton, R., Crosser, O., '*Thermal conductivity of Heterogeneous Two-Component Systems*'. Ind. Eng. Chem. Fundamentals, vol. 1, (1962), 187-191.
- [101] Pak, B., Cho. Y., '*Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with sub-micron metallic oxide particles*'. Experimental Heat Transfer, 11, (1998), 151-170.
- [102] Nguyen, C., *et al.*, '*Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids - hysteresis phenomenon*'. Int. J. Heat and Fluid Flow, 28 (6), (2007), 1492-1506.
- [103] Wang.X., *et al.*, '*Thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture*'. J. Thermophysics and Heat Transfer 13, (1999), 474-480.
- [104] Namburu, P., *et al.*, '*Viscosity of copper oxide nanoparticles dispersed in ethylene glycol and water mixture*', Experimental Thermal and Fluid Science, 32, (2), (2007), 397-402.
- [105] Chen, H., *et al.*, '*Rheological behaviour of ethylene glycol based titania nanofluids*', Chemical Physics Letters, 444, (2007), 333-337.
- [106] Witharana S., *et al.*, '*Enhanced natural convective heat transfer of CNT-ethylene glycol-water suspensions*'. Micro/Nanoscale Heat Transfer International Conference, TAINAN (Taiwan), (2008).
- [107] Einstein, A., '*Eine Neue Bestimmung Der Moleküldimensionenr*'. Annalen Der Physik, 324, (1906), 289-306.
- [108] Kim, S., *et al.*, '*Experimental investigation of critical heat flux enhancement by micro/nanoscale surface modification in pool boiling*'. Proceedings of the Sixth International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels ICNMM2008, Darmstadt, (2008).

- [109] Truong, B., *et al.*, '**Surface modifications using nanofluids for nucleate boiling heat transfer and CHF enhancements**'. Proceedings of the Sixth International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels ICNMM2008, Darmstadt, (2008).
- [110] Alifanov, O.M., *et al.*, '**Extreme Methods for Solving III-Posed Problems with Applications to Inverse Heat Transfer Problems**'. Begell House, New York, (1995).
- [111] Louahlia-Gualous, H., *et al.*, '**Inverse determination of the local heat transfer coefficients of nucleate boiling on a horizontal cylinder**', ASME J. Heat Transfer, 125, (2003), 1087-1095.
- [112] Louahlia-Gualous, H., El Omari, L., '**Local heat transfer for the evaporation of a laminar falling liquid film on a cylinder e experimental, numerical and inverse heat conduction analysis**', Numer. Heat Transfer, Part A: Appl. 50, (7), (2006), 667-688.
- [113] Boudouh, M. *et al.*, '**Local convective boiling heat transfer and pressure drop of nanofluid in narrow rectangular channels**', Applied Thermal Engineering, 30, (2010), 2619-2631.
- [114] Boudouh, M., *et al.*, '**Experimental investigation of convective boiling in mini-channels: cooling application of the pem fuel cells**', Thermal science, (2015), doi: 10.2298/TSCI140521024B.
- [115] Warriar, G.R., *et al.*, '**Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channels**', Exp. Therm. Fluid Sci. 26, (2002) 53-64.
- [116] Liu, Z., Witerton, R.H.S., '**A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based nucleate pool boiling equation**', Int. J. Heat Mass Transfer 34 (1991), 2759-2766.
- [117] Quibén, J.M., Cheng, L., da Silva Lima,R.J., Thome,J.R., '**Flow boiling in horizontal flattened tubes: Part I. Two phase frictional pressure drop results and model**', Int. J. Heat Mass Transfer, 52, (2009), 3634-3644.
- [118] Rouhani,Z., Axelsson E., '**Calculation of volume void fraction in a subcooled and quality region**', Int. J. Heat Transfer, 17, (1970), 383-393.
- [119] Wallis G.B., '**One-dimensional Two-phase Flow**'. McGraw-Hill, New York, 1969.
- [120] Thome, J. R., '**Engineering Data Book III**', (Chapter 13), (2004), 1-34.
- [121] Ghislo D., '**Two-phase Flow in Pipelines and Heat Exchangers**'. Longman, New York, (1983).
- [122] English, N.J., Kandlikar, S.G., '**An experimental investigation into the effect of surfactants on airewater two phase flow in minichannels**', Heat Transfer Eng, 27, (2006), 99-109.
- [123] Lee, H.J., Lee, S.Y., '**Heat transfer correlation for boiling flows in small rectangular horizontal channels with low aspect ratios**', Int. J. Multiphase Flow, 27, (2001), 2043-2062.

- [124] Lee, H.J., Mudawar I., *'Two-phase flow in high heat flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II e heat transfer characteristics'*, Int. J. Heat Mass Transfer 48, (2005), 941-955.
- [125] Choi, S.U.S., Eastman, J. A., *'Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles'*, ASME International Mechanical Engineering Congress & exposition, San Francisco, November (1995),
- [126] Song, P., *et al.*, *'Structure – Property Relationships for Nanofluids'*, 3rd Micro and Nano Flows Conference Thessaloniki, Greece, August 2011, 22-24.
- [127] Liu, Z.H., *et al.*, *'Boiling heat transfer characteristics of nanofluids in a flat heat pipe evaporator with micro-grooved heating surface'*, Int. J. Multi-phase Flow, 33, (2007), 1284-1295.
- [128] Das, S.K., *et al.*, *'Pool boiling characteristics of nano-fluids'*, Int. J. Heat Mass Transfer, 46 (5), (2003), 851-862.
- [129] Trisaksri,V., Wongwises, S., *'Critical review of heat transfer characteristics of nanofluids'*, Renew. Sustain. Energy Rev., 11, (2007), 512-523.
- [130] Kim S.J., *et al.*, *'Study of pool boiling and critical heat flow enhancement in nanofluids'*, Bull. Polish Acad. Sci., Tech. Sci., 55 (2), (2007), 211-216.
- [131] You, S.M., *et al.*, *'Effect of nanoparticles on critical heat flux of water in pool boiling heat transfer'*, Appl. Phys. Lett. ,83, (2003), 3374-3376.
- [132] Wu, C.Y., *et al.*, *'Random oscillations in a low pressure two-phase natural circulation loop under low power and high inlet subcooling conditions'*, Nucl. Eng. Des., 162, (1996), 223-232.
- [133] Kyung, I.S., Lee, S.Y., *'Periodic flow excursion in an open two-phase natural circulation loop'*, Nucl. Eng. Des., 162, (1996), 233-244.
- [134] Jiang, Y.Y., Shoji, M., *'Flow stability in a natural circulation loop: influence of wall thermal conductivity'*, Nucl. Eng. Des., 222, (2003), 16-28.
- [135] Brackbill, J.U., *et al.*, *'A continuum method for modeling surface tension'*, Journal of Computational Physics, 100 (2), (1992), 335-354.
- [136] Chen, F., *et al.*, *'Volume of fluid simulation of boiling two-phase flow in a vapor-venting microchannel'*, Frontiers in Heat and Mass Transfer, 1 (1), (2010).
- [137] David, M.P., *et al.*, *'Visualization and Analysis of Venting from a Single Microchannel Two-phase Copper Heat Exchanger'*, Proceedings of InterPack, San Francisco, California, (2009).

Résumé

Face à la situation économique-énergétique et industrielle d'aujourd'hui, les acteurs des technologies de l'énergie notamment l'industrie automobile focalisent leurs intérêts sur les nouvelles énergies dites propres et renouvelables et ce par la recherche d'un nouveau vecteur énergétique durable pour l'avenir, c'est alors qu'apparaissent les piles à combustible comme une alternative fort intéressante et ce en vertu de respect de l'environnement.

Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans ce contexte et traite notamment sur le refroidissement diphasique des piles à combustible à basse température de type PEMFC (**P**roton **E**xchange **M**embrane **F**uel **C**ells) utilisées comme source d'énergie électrique dans le domaine du transport terrestre. Les piles à combustible de type PEMFC ont besoin d'un système de refroidissement capable d'évacuer de fortes puissances thermiques tout en maintenant leur cœur à des niveaux de températures relativement faible variant entre 30°C et 90°C. Ces systèmes doivent donc être à la fois compacts, durables et permettent une évacuation efficace des calories.

Un système de refroidissement diphasique est conçu et testé avec comme fluide caloporteur l'eau déionisée et aussi l'utilisation d'un nanofluide à base de nanoparticules de cuivre

Mots clés : Écoulement diphasique, Refroidissement, Ébullition, Mini-canaux, Coefficient de transfert de chaleur local, Nano-fluides, Piles à combustible.

Abstract

Facing present economic, energy and industrial situation, the actors of the energy technologies including automotive focus their interests on new energy state as clean and renewable by seeking for a new sustainable energy source for the future, then appear the fuel cells as an interesting alternative and environment friendly. The work presented in this thesis fits on this context and deals with the two-phase cooling of the PEM fuel cells used as a source of electrical power in transportation field. The PEM fuel cells require a cooling system capable to remove high heat fluxes while maintaining their core at relatively low temperature levels between 30°C and 90°C. These systems must be both compact, durable and provide efficient heat dissipation.

A two-phase flow cooling system is designed and tested using deionized water as coolant and also the use of a nanofluid based copper nanoparticles.

Key words: Two-phase flow, Cooling, Boiling, Mini-channels, Local heat transfer coefficient, Nano-fluid, PEM fuel cells.