HAL
open science

Écoulements diphasiques aux petites échelles – Application au refroidissement d'une Pile à Combustible (PEMFC)

Ulrich Soupremanien

▶ **To cite this version:**

Ulrich Soupremanien. Écoulements diphasiques aux petites échelles – Application au refroidissement d'une Pile à Combustible (PEMFC). Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Grenoble INP, 2010. Français. NNT : 2010INPG0150 . tel-01090384

HAL Id: tel-01090384

https://hal.science/tel-01090384

Submitted on 3 Dec 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

THÈSE :

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'Institut polytechnique de Grenoble

Spécialité : « *Mécanique des fluides, Énergétique, Procédés* »

préparée au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels
dans le cadre de **l'École Doctorale** : « *Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Énergétique, Procédés, Production* »

présentée et soutenue publiquement

par

Ulrich SOUPREMANIEN

le 21 Juillet 2010

Écoulements diphasiques aux petites échelles - Application au refroidissement d'une Pile à Combustible (PEMFC)

Directeurs de thèse : **Yann BULTEL** et **Stéphane LE PERSON**

Composition du Jury :

Mme. **Catherine COLIN**	INP-Toulouse - IMFT	Rapporteur
M. **Benoît STUTZ**	Université de Savoie - LOCIE	Rapporteur
M. **Jean-Pierre FRANC**	CNRS - LEGI	Examinateur
M. **Yann BULTEL**	G-INP - LEPMI	Directeur de thèse
M. **Stéphane LE PERSON**	Université Joseph Fourier - LEGI	Co-directeur de thèse
M. **Michel FAVRE-MARINET**	G-INP - LEGI	Invité
M. **Olivier VERDU**	HELION	Examinateur

Remerciements

Ce travail de thèse a résulté d'une collaboration entre le Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) et le Laboratoire d'Électrochimie et de Physicochimie des Matériaux et des Interfaces (LEPMI).

Je remercie Alain Cartellier et Christophe Baudet (son successeur à la direction du LEGI) pour m'avoir accueilli pendant mes quatre années de thèse au LEGI, qui fût mon laboratoire d'accueil.

Mes seconds remerciements sont adressés aux personnes qui m'ont accordé leur confiance durant ce travail :

▷ **Yann Bultel**, qui malgré toutes ses charges (enseignement, responsable filière à l'ED IMEP2 et autres), a très fortement contribué à la promotion des résultats obtenus. Il n'a eu de cesse de me pousser à valoriser mes recherches et je l'en remercie chaleureusement.

▷ **Stéphane Le Person**, qui m'a proposé ce sujet de thèse pour lequel mon intérêt n'a été que grandissant tout au long de cette expérience de doctorat. La qualité du suivi du travail, malgré le contexte, a compté dans la réussite de ce projet.

▷ **Michel Favre-Marinet**, à qui j'exprime toute ma gratitude pour son encadrement d'une rare efficacité. Sa disponibilité et sa réactivité hors normes m'ont permis de pouvoir débattre largement sur de nombreux aspects scientifiques relatifs à ce travail. La plus-value résultant d'une telle entente a été significative.

Je remercie très vivement **Jean-Pierre Franc** pour avoir finement lu ce manuscrit de thèse avec cette rapidité déconcertante et pour avoir accepté d'être le président de mon jury de thèse. Je remercie également **Olivier Verdu** pour son intérêt pour mon travail. Ses nombreuses questions lors de ma soutenance ont ouvert de nouvelles perspectives. Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude envers **Benoît Stutz** et **Catherine Colin**, rapporteurs de ce travail, pour toutes leurs remarques qui ont permis d'améliorer la qualité de ce manuscrit.

Durant ces quatre années, j'ai aussi pu avoir la chance de travailler étroitement avec des étudiants qui se sont familiarisés avec mon banc d'essais et ont apporté chacun à leur manière une contribution marquante à mon travail :

▷ **Simon Valdenaire**, pour les très nombreuses heures passées ensemble sur la formulation du programme d'acquisition réalisé avec Labview. La réalisation de ce programme aurait subi diverses complications supplémentaires sans son apport.

▷ **Florent Longa**, dont le talent, l'application et la très forte créativité sur le code maison Matlab, élaboré lors du traitement d'image, m'ont quelque fois surpris. Il est évident que cette

partie du travail, certes complexe mais essentielle, demande encore de nombreuses heures de travail car le seul temps d'un stage est insuffisant. Cependant, les bases qui ont été jetées sont solides et prometteuses.

▷ **Quentin Lancereau**, qui fût d'une autonomie déconcertante sur la formulation du problème de CFD à l'aide de Gambit et Fluent relatif à ma section d'essais. Son autonomie associée à une efficacité importante m'ont permis durant cette période d'avancer rapidement sur de nombreux aspects de mon doctorat.

▷ **Déborah Fannière**, pour sa rigueur et son importante motivation, qui ont permis de délimiter un cadre plus précis à mes expériences en configuration monophasique mais aussi en ébullition. Ainsi, son travail m'a permis de définir des plages d'étude où les incertitudes liées aux mesures effectuées étaient les plus faibles.

Vos contributions à tous les quatre ont été significatives et ont enrichi les données que je présente dans ce manuscrit de thèse. Je vous en remercie et je vous souhaite de la réussite dans vos projets.

Je souhaite aussi remercier d'autres personnes de l'ombre dont le rôle a été très important dans la réussite de ce projet :

Joseph Virone, que j'ai interpellé régulièrement dans les couloirs du LEGI pour qu'il puisse faire un montage hydraulique de dernière minute sur mon banc d'essais, ou pour qu'il puisse faire une pièce urgemment (bon, ce n'était quand même pas tout le temps comme cela, n'est-ce pas Joseph ?). Pierre Carrechio, que j'ai très souvent sollicité pour des aides sur des montages électriques ou électroniques. Son talent et sa disponibilité m'ont permis de gagner des heures très précieuses. Je n'oublie pas non plus les autres membres du pool technique qui connaissent tous mon banc expérimental : Milé Kusulja, Stéphane Mercier, Vincent Govart. Je salue aussi le personnel du service instrumentation, pour tous les prêts que j'ai pu faire chez eux : Laure Vignal et Muriel Lagauzère, que j'ai également sollicitée sur mes programmes d'acquisition maison. J'exprime aussi toute ma gratitude à François Bonnel dont la disponibilité m'a permis de faire un travail efficace dans tout ce qui concerne les techniques de visualisation. Un grand merci à Gabriel Moreau et Olivier De-Marchi pour leur bonne gestion du réseau informatique du LEGI.

Je voudrais remercier Pierre Kern du Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble (LAOG) qui m'a permis de faire des expériences d'étalonnage à l'aide du corps noir présent dans son laboratoire de rattachement. Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à Hébert Sallée qui m'a consacré une quantité de temps impressionnante pour les tests sur le microcalorimètre du Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB). Merci aussi à Yannick Molmeret pour les essais conduits sur les rhéomètres du Laboratoire de Rhéologie et pour son aide lors de l'utilisation du viscosimètre du LEPMI.

Je remercie le service administratif du LEGI et, en particulier, Nicole Bourhy qui m'a évité bien des tracas supplémentaires pour tout ce qui a concerné les achats de matériel relatif au banc d'expérimental. Bien entendu, je salue aussi Sylvie Champavier qui a suivi tous mes dossiers « missions » de près.

Pour conclure avec ma sphère professionnelle, je voudrais saluer Stéphane Montésino, mon premier collègue de bureau et Meera Mohan, la dernière, for whom i want to give a special thanks because she allowed me to really improve my english. Je remercie aussi Céline Berni, qui a contribué significativement à l'amélioration des cours que j'ai pu dispenser aux étudiants de première année de l'ENSE3. Merci à Marcelo Andreotti pour sa bonne humeur (et aussi pour m'avoir transmis cette annonce pour la « Boiling Conference » de Florianopolis ;-)). Je n'oublie pas les autres collègues-doctorants qui ont contribué au meilleur climat du LEGI durant mon travail de thèse et, en particulier : Michael, Johannes, Corinne, Clélia, Sylvain, Hélène et Nicolas.

En dernier lieu, je tiens à remercier les membres de ma famille qui ont toujours su m'encourager et me soutenir durant mes études. Enfin, mes remerciements à ma Laura devenue ma femme entre temps. Elle seule sait ce que signifie être à mes cotés tous les jours et particulièrement en condition de travail de thèse et qui, malgré tout, a toujours su comment m'aider durant ces quatre années. Un très grand merci D'dou.

Ulrich Soupremanien

Nomenclature

Lettres latines

a	largeur du canal	m
A	section de passage	m^2
b	hauteur du canal	m
c	paramètre d'ajustement	
c_p	chaleur spécifique à pression constante	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
C	paramètre de Chisholm et Laird (1958)	
d	diamètre	m
f	coefficient de frottement	
g	accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
G	vitesse massique	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
h	coefficient d'échange thermique	$W.m^{-2}.K^{-1}$
h	enthalpie	$J.kg^{-1}$
h_{lv}	chaleur latente de vaporisation	$J.kg^{-1}$
I	courant	A
j	vitesse superficielle	$m.s^{-1}$
K	facteur d'Hagenbach	
L	longueur du canal	m
$\dot{m}$	débit massique	$kg.s^{-1}$
M	masse molaire	$kg.mole^{-1}$
p	périmètre	m
P	pression	Pa
q''	densité de flux de chaleur	$W.m^{-2}$
Ra	rugosité moyenne	m
S	surface d'échange	m^2
t	temps	s
T	température	K
u	vitesse de l'écoulement	$m.s^{-1}$
$\dot{v}$	débit volumique	$m^3.s^{-1}$
V	tension	V
x	titre en vapeur	
x, y, z	variables d'espace	

Lettres grecques

α	taux de vide	
γ	rapport d'aspect	
Δ	variation de ...	
ϵ	permittivité du milieu	$A.s.V^{-1}.m^{-1}$
η	rendement	
θ	angle de contact	^{o} ou rad
κ	constante diélectrique	
λ	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	viscosité dynamique	$Pa.s$
ν	viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	tension superficielle	$N.m^{-1}$
τ	contrainte	Pa
Φ	multiplicateur diphasique	
Φ	puissance thermique	W
χ	paramètre de Lockhart et Martinelli (1949)	

Indices, exposants et acronymes

acc	accélération	$crit$	critique
CHF	flux conduisant à l'assèchement	cv	évaporation convective
det	détachement	$diph$	diphasique
fr	frottement	$elec$	électrique
h	hydraulique	hom	homogène
l	liquide	MAE	erreur moyenne absolue
mel	mélange	nb	ébullition nucléée
o	phase seule	ONB	apparition de l'ébullition
PE	pleine échelle	r	réduite
sat	saturation	SR	sous-refroidissement
v	vapeur		

Nombres adimensionnels

$$Bo = \frac{q''}{Gh_{lv}} \quad \text{nombre d'ébullition}$$

C_o	$=$	$\sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho_l-\rho_v)}}\dfrac{1}{d_h}$	nombre de confinement
Co	$=$	$\left(\dfrac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5}\left(\dfrac{1-x}{x}\right)^{0,8}$	nombre de convection
f	$=$	$\dfrac{\Delta P D_h}{2\rho_l u^2 L}$	coefficient de frottement
Fr	$=$	$\dfrac{G^2}{\rho^2 g d_h}$	nombre de Froude du liquide
l_c	$=$	$\sqrt{sigma/(g(\rho_l-\rho_v))}$	longueur capillaire
M	$=$	$\dfrac{\lambda_p}{\rho_l c_{pl} u L}\dfrac{e_p}{b}$	nombre défini par Maranzana *et al.* (2004)
Nu	$=$	$\dfrac{h d_h}{\lambda}$	nombre de Nusselt
Pr	$=$	$\mu Cp/\lambda$	nombre de Prandtl
Po	$=$	fRe	nombre de Poiseuille
Re	$=$	$\dfrac{G d_h}{\mu}$	nombre de Reynolds
Re_{io}	$=$	$\dfrac{G d_h}{\mu_{io}}$	nombre de Reynolds de la phase i s'écoulant seule dans la conduite
Re_i	$=$	$\dfrac{G d_h}{\mu_i}$	nombre de Reynolds de la phase i
We	$=$	$\dfrac{G^2 d_h}{\sigma\rho}$	nombre de Weber
Φ_k^2	$=$	$\left[\dfrac{\left(dP/dz\right)_{fr}}{\left(dP/dz\right)_{fr,i}}\right]$	Multiplicateur diphasique de la phase i
χ	$=$	$\sqrt{\dfrac{\left(dP/dz\right)_{fr}}{\left(dP/dz\right)_{fr,i}}}$	paramètre de Lockhart et Martinelli (1949)

h

Table des matières

Avant-propos **1**
Contexte actuel de l'utilisation des piles à combustible 1
Problématiques thermique liées à la pile à combustible 2
Problématique sur le refroidissement aux petites échelles 3
Plan du document 4

PARTIE I ÉTAT DE L'ART

1 Compendium sur les écoulements monophasiques en mini-canaux 7
1.1 Écoulements en régime laminaire 9
1.1.1 Pertes de pression dans les canaux rectangulaires 9
a) Régime d'écoulement développé 10
b) Régime d'écoulement en développement 11
1.1.2 Coefficients d'échange thermique dans les canaux 12
a) Régime d'écoulement développé 12
b) Régime d'écoulement en développement 13
1.2 Écoulements en régime turbulent 15
1.2.1 Pertes de pression dans les canaux rectangulaires 15
1.2.2 Coefficients d'échange thermique dans les canaux 16
1.3 Effet de la conduction axiale dans les mini-canaux 17
1.4 Quelques résultats en bancs d'essais 18
1.4.1 Synthèse de certaines expériences réalisées au **LEGI** 18
1.4.2 Expériences sur l'évolution des pertes de pression 20
1.4.3 Expériences sur l'évolution des coefficients d'échange 21
1.5 Conclusions sur le Chapitre 1 23

2 Revue de la littérature sur l'ébullition dans les mini-canaux 25

2.1 Définitions fondamentales en écoulement diphasique . . . 27
2.1.1 Paramètres de référence de cette étude . . . 27
2.1.2 Définition des nombres adimensionnels caractéristiques . . . 29
2.1.3 Autres nombres et définition de quelques notions. . . . 31
2.2 Des échelles conventionnelles aux petites échelles . . . 33
2.2.1 Introduction . . . 33
2.2.2 Classification des écoulements. . . . 33
a) Selon des paramètres géométriques . . . 33
b) Selon des phénomènes physiques. . . . 34
2.2.3 Régimes d'écoulement en ébullition convective . . . 36
2.2.4 Mécanismes de transfert de chaleur en ébullition . . . 37
a) Sans effets inertiels : l'ébullition en vase . . . 37
b) Avec effets inertiels : l'ébullition convective interne . . . 40
2.3 Paramètres influençant la nature de l'ébullition . . . 46
2.3.1 Choix du fluide de travail . . . 46
a) Évolution des pertes de pression. . . . 46
b) Évolution du coefficient d'échange thermique . . . 50
2.3.2 Propriétés de mouillabilité du fluide avec la paroi . . . 56
2.3.3 Conditions de fonctionnement. . . . 59
2.3.4 Section de passage de l'écoulement . . . 67
2.4 Prédiction de l'évolution des pertes de pression . . . 73
2.4.1 Présentation d'éléments théoriques . . . 73
2.4.2 Pertes de pression en écoulement diphasique . . . 73
a) Modèle homogène . . . 74
b) Modèle à phases séparées . . . 75
2.4.3 Évolution du taux de vide . . . 84
a) Modèle homogène . . . 84
b) Modèles à phases séparées . . . 84
2.5 Prédiction de l'évolution des coefficients d'échange . . . 88
2.5.1 Présentation d'éléments théoriques . . . 88
2.5.2 Corrélations de la littérature . . . 90
a) Modèle de superposition . . . 90
b) Modèle asymptotique . . . 91
c) Modèle d'intensification. . . . 92
2.6 Conclusions sur le Chapitre 2 . . . 98

PARTIE II MOYENS EXPÉRIMENTAUX

3 Détails de l'approche expérimentale 103

3.1 Objectifs de l'étude et approche expérimentale 105
3.2 Éléments pour le choix du fluide de travail 106
3.3 Précautions préliminaires pour une étude en ébullition 111
3.4 Choix du fluide de travail 111
3.4.1 Description générale du fluide 112
3.4.2 Propriétés thermophysiques du Forane 365 HX 112
3.5 Conclusions sur la Chapitre 3 115

4 Description de l'installation expérimentale 117

4.1 Présentation de la boucle hydraulique 119
4.1.1 Description générale 119
4.1.2 Système de dégazage 121
4.1.3 Méthode de préchauffage 124
4.1.4 Description de la section d'essai 125
4.1.5 Dimensionnement des mini-canaux 126
4.2 Acquisition des mesures expérimentales 127
4.3 Présentation du système d'imagerie 128
4.4 Présentation des essais réalisés 131

PARTIE III RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

5 Écoulements monophasiques en mini-canaux 137

5.1 Etude des coefficients de frottement en mini-canal 139
5.1.1 Descriptif de l'étude et méthodologie. 139
5.1.2 Détermination expérimentale du coefficient de frottement. 139
5.1.3 Incertitudes expérimentales 140
5.1.4 Mesures et résultats 142
5.2 Étude des coefficients d'échange thermique en mini-canal 150
5.2.1 Descriptif de l'étude et méthodologie. 150
5.2.2 Détermination des coefficients d'échange de chaleur 150
5.2.3 Incertitudes expérimentales 152

5.2.4 Mesures et résultats 154
5.3 Résolution numérique conjuguée écoulements/transferts 167
5.3.1 Résultats numériques. 167
5.3.2 Correction des données expérimentales 173
5.4 Conclusions sur le Chapitre 5 176

6 Écoulements en ébullition en mini-canaux 179

6.1 Estimations fondamentales en ébullition convective 181
6.1.1 Détermination expérimentale du flux transmis au fluide. 181
6.1.2 Détermination de la température de référence du fluide 184
6.1.3 Incertitudes de mesures 185
6.2 Étude de l'ONB dans les mini-canaux 186
6.2.1 Descriptif de l'étude et méthodologie. 186
6.2.2 Mesures et résultats 186
6.3 Visualisations des régimes d'écoulement en mini-canaux 197
6.4 Évolution de l'ébullition avec le flux de chaleur imposé 210
6.4.1 Présentation des courbes d'ébullition. 210
6.4.2 Évolution des pertes de pression 215
6.4.3 Évolution des coefficients d'échange thermique 230
6.4.4 Conditions conduisant à l'assèchement de paroi 241
6.5 Conclusions sur le Chapitre 6 247

PARTIE IV TRANSPOSITIONS À L'APPLICATION

7 Application au refroidissement d'une pile à combustible PEMFC 251

7.1 Présentation succincte du principe de fonctionnement 253
7.1.1 Présentation générale du système. 253
7.1.2 Régulation thermique d'une pile à combustible 255
7.2 Comparaison des performances énergétiques 260
7.3 Dimensionnement des canaux de refroidissement 264
7.4 Conclusions sur le Chapitre 7 265

Conclusion générale et Perspectives 266

Appendices **xiii**

A Propriétés du forane 365 HX **xv**

A.1 Propriétés thermophysiques du forane 365 HX xv
A.2 Tableaux de compatibilité du forane 365 HX xvi

B Fenêtre de visualisation **xvii**

C Comment faire les manipulations... **xix**

C.1 Pour déterminer les coefficients de frottement ? xix
C.2 Pour caractériser les coefficients d'échange thermique ? xx
C.3 Pour identifier le déclenchement de l'ONB ? xx
C.4 Pour obtenir les courbes d'ébullition ? xxi

D Autres résultats de l'étude **xxiii**

D.1 Résultats pour l'évolution des données monophasiques xxiii
D.2 Résultats pour l'évolution des données d'ébullition xxvi

E Présentation du modèle numérique **xxvii**

F Taux de vide et traitement d'images **xxxiii**

F.1 Intérêt du traitement d'images xxxiii
F.1.1 Régime à bulles xxxiv
F.1.2 Régime à poches de vapeur xxxiv
F.1.3 Régime à bouchons xxxv
F.2 Traitement d'images avec Matlab xxxv
F.2.1 Programme de seuillage xxxvii

n

Avant-Propos

La découverte de « l'effet pile à combustible » est associée aux travaux de Sir Humphry Davy sur l'électrolyse d'eau distillée en 1806. En imposant un courant électrique à un volume d'eau distillée, Sir Humphry Davy obtenait de l'hydrogène et de l'oxygène. Une trentaine d'années plus tard, c'est Christian Friedrich Schoenbein qui observa le premier, en 1838, qu'en coupant 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. Après une rencontre avec Schoenbein dans un congrès à Birmingham, en 1839, William Robert Grove travailla sur ces données expérimentales et présenta, la même année, sa célèbre expérience avec une pile à combustible utilisant un électrolyte liquide.

Contexte actuel de l'utilisation des piles à combustible

Le développement actuel des piles à combustible est motivé par trois enjeux principaux :

▷ L'enjeu environnemental : la réduction des gaz à effet de serre

Depuis environ une trentaine d'années, l'enjeu environnemental est devenu l'une des premières préoccupations mondiales. En effet, les rejets inhérents à l'activité de l'Homme (industrie, transports) génèrent des polluants de courte durée de vie (monoxyde de carbone, monoxyde d'azote et le dioxyde d'azote - No_x - hydrocarbures imbrûlés, ainsi que les particules) mais aussi des polluants à durée de vie longue (gaz à effet de serre (GES) et gaz destructeurs de la couche d'ozone) qu'il devient nécessaire de réguler. En particulier, la libération à l'atmosphère des gaz à effet de serre (le dioxyde de carbone, CO_2, compte à lui seul pour 53% de l'effet de serre [1]) issus de nos activités contribue au réchauffement global terrestre [2] et doit être limitée.

La production d'énergie électrique dans le cadre d'une utilisation au sein d'un convertisseur électrochimique aura un faible impact sur l'environnement. En effet, la réaction électrochimique, générée au cœur d'une pile à combustible, qui résulte de la combinaison de l'hydrogène et de l'oxygène, conduit uniquement à une production d'électricité, de chaleur et d'eau pure.

▷ L'utilisation d'un vecteur d'énergie qui soit unique et généralisé

Le meilleur candidat pour cette généralisation est l'électricité. En effet, cette énergie est très facilement convertible sous d'autres formes qui permettent de répondre simplement aux

1. Selon http ://www.afh2.org - Pourquoi l'Hydrogène ? Version 4.4 10/2006.
2. Rapport du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (GIEC) 2001 - Chapitre 12

besoins de l'Homme en termes de communication, transport ou chauffage. De plus, sa mise en œuvre est simple et cette énergie est facile à transporter par l'ensemble des infrastructures déjà disponibles. La principale contrainte résidant dans son utilisation vient de sa difficulté à être stockée.

▷ La diversification en énergie dite primaire

Les experts admettent que les ressources en énergie fossile s'amenuisent et que ces dernières auront disparu à la fin de ce siècle. De plus, les projections montrent que les nombreuses fluctuations, en termes de coût, de ces énergies deviendront plus importantes au fur et à mesure que ces ressources disparaîtront. Aussi, il ne resterait en réserve qu'une quarantaine d'années d'énergie fossile au prix actuel [3]. Pourtant, d'autres grandes sources d'énergie primaire fossile, peu coûteuse (le charbon, le schiste et le sable bitumineux, le lignite, le gaz naturel) sont encore disponibles. Cependant, ces énergies ont le désavantage de produire du CO_2. C'est en ce sens que notre économie énergétique doit aussi se réorienter vers les énergies de type renouvelables [4].

Problématiques thermiques liées à la pile à combustible

La production d'énergie électrique via des générateurs électrochimiques, de type pile à combustible, génère toujours de la chaleur. En effet, la réaction globale d'oxydo-réduction entre l'hydrogène et l'oxygène est exothermique.

Nous rappelons qu'à l'anode, l'hydrogène est oxydé et la réaction peut s'écrire selon :

$$H_2 \rightarrow 2H^+ + 2e^- \tag{1}$$

Pour initier cette réaction, il est nécessaire d'apporter une certaine énergie qui servira à dissocier les molécules d'hydrogène en ions H^+. Lorsque la température est de 25^oC, cette énergie d'activation est d'environ $432\,kJ.mol^{-1}$.

Du côté cathode, la réaction de réduction du dioxygène suit la réaction bilan :

$$\frac{1}{2}O_2 + 2H^+ + 2e^- \rightarrow H_2O \tag{2}$$

L'activation de cette réaction nécessite un apport de $247 kJ.mol^{-1}$ à 25^oC, mais la création de la molécule d'eau conduit à la libération de $916 kJ.mol^{-1}$, ce qui rend cette réaction exothermique.

Généralement, lorsqu'une pile à combustible délivre $1\,kW$ électrique, elle dégage aussi $1\,kW$ d'énergie thermique. Cette forte dissipation thermique s'avère être un inconvénient majeur au

3. Selon http ://www.x-environnement.org - L'Hydrogène vecteur énergétique de l'avenir ? 09/2004.
4. www.eia.doe.gov/oiaf/ieo/index.html

regard des faibles niveaux thermiques admissibles au cœur d'une pile à combustible de type PEMFC [5] et doit être maîtrisée. De plus, les fortes contraintes de compacité des piles nécessitent d'intensifier les échanges thermiques et de les rendre les plus homogènes possibles afin d'éviter les gradients thermiques élevés et d'augmenter la durée de vie des éléments constitutifs de la pile.

Problématique sur le refroidissement aux petites échelles

Depuis maintenant une quarantaine d'années, un nouveau champ de la science s'est ouvert avec l'accroissement de la miniaturisation (en lien avec la maîtrise des techniques de micro-photolithographie appliquées à des substrats semi-conducteurs de type silicium). La miniaturisation trouve de nombreuses applications dans des domaines allant de l'électronique à la micro-mécanique en passant par la biologie, la chimie et la physique fondamentale. L'usage des systèmes résultant de cette miniaturisation permet : un gain de volume important (qui peut conduire à une réduction des coûts), une amélioration des performances électriques d'un système électronique, une diminution des temps de réponse, des interventions bien plus précises et une réduction de la charge de fluide dans le cas de systèmes « fluidiques » .

L'avantage de l'utilisation de tels systèmes dans les piles à combustible paraît évident vu le confinement important qui peut exister au cœur de celles-ci. De plus, la nécessité d'assurer une homogénéité des températures de paroi est une contrainte forte pour ces générateurs électrochimiques (qui fonctionnent à basse température). C'est dans ce cadre que le refroidissement en ébullition, dans des canaux de plus petites dimensions que ceux dits conventionnels est envisagé. Le changement de phase permettrait à la fois d'augmenter les transferts thermiques, à débit de vapeur équivalent, et assurerait une meilleure homogénéisation des températures de paroi (par rapport à une configuration monophasique). En effet, le changement de phase d'un liquide vers sa vapeur se fait à température constante si la pression du système est constante.

Ainsi, la question à laquelle nous devons répondre est la suivante :

▷ Les lois et corrélations définies pour des écoulements diphasiques aux échelles classiques sont-elles encore applicables pour des diamètres hydrauliques de conduite inférieurs à $1,5\,mm$?

5. Au milieu des années 1960, General Electric (GE) annonce avoir inventé une nouvelle technologie de pile (Proton Exchange Membrane Fuell Cell - PEMFC) utilisant un électrolyte solide.

Plan du document

Ce manuscrit est articulé autour de quatre grandes parties :

▷ Partie I

Nous ferons une étude des données de la littérature sous deux déclinaisons complémentaires. Dans un premier temps (Chapitre 1), les différents phénomènes intervenant en écoulements monophasiques en mini-conduite seront étudiés. Dans une seconde étape (Chapitre 2), les différents phénomènes influençant la nature de l'ébullition seront présentés. Une revue conséquente des résultats de la littérature sera développée et permettra de mieux comprendre l'influence des conditions opératoires sur l'évolution des pertes de pression et des transferts thermiques dans les mini-conduites. De plus, les outils de prédiction les plus utilisés seront présentés et une synthèse sur les paramètres influençant ces corrélations sera détaillée.

▷ Partie II

Après cette étude des données de la littérature, le deuxième volet de ce manuscrit sera dédié à la description de notre démarche expérimentale. Aussi, la synthèse du travail de revue bibliographique permet de mieux envisager le dimensionnement de la section d'essais et de choisir les paramètres géométriques d'intérêt. Nous définirons ensuite le fluide de travail en adéquation avec le refroidissement d'une pile à combustible (Chapitre 3). Ensuite, nous présenterons au Chapitre 4, l'ensemble du banc d'essais sur lequel nous avons travaillé ainsi que son instrumentation associée. Une méthode originale qui permet le dégazage du fluide de travail choisi sera détaillée plus précisément.

▷ Partie III

Nous analyserons, dans un premier temps, les données recueillies lors des expériences monophasiques. Les résultats obtenus seront comparés avec les données de référence de la littérature. Afin d'étudier plus finement ces données expérimentales, nous avons défini un modèle numérique de l'ensemble de notre section d'essais dont les résultats seront présentés au Chapitre 5. Après ce travail, nous étudierons au Chapitre 6, l'influence des paramètres géométriques sur l'évolution de l'ébullition au sein de nos mini-canaux. Ainsi, des comparaisons avec les corrélations définies dans la littérature sont effectuées et des corrélations plus adaptées seront proposées.

▷ Partie IV

Enfin, un travail de transposition de nos résultats expérimentaux au refroidissement in situ d'une pile à combustible, moyennant quelques hypothèses simplificatrices, sera proposé (Chapitre 7).

Cette dernière partie ouvrira sur les conclusions et les perspectives issues de ce travail de thèse.

Première partie

État de l'Art

Chapitre 1

Compendium sur les écoulements monophasiques en mini-canaux

1.1 Écoulements en régime laminaire **9**
1.1.1 Pertes de pression dans les canaux rectangulaires 9
1.1.2 Coefficients d'échange thermique dans les canaux 12
1.2 Écoulements en régime turbulent **15**
1.2.1 Pertes de pression dans les canaux rectangulaires 15
1.2.2 Coefficients d'échange thermique dans les canaux 16
1.3 Effet de la conduction axiale dans les mini-canaux **17**
1.4 Quelques résultats en bancs d'essais **18**
1.4.1 Synthèse de certaines expériences réalisées au **LEGI** 18
1.4.2 Expériences sur l'évolution des pertes de pression 20
1.4.3 Expériences sur l'évolution des coefficients d'échange 21
1.5 Conclusions sur le Chapitre 1 . . . . . **23**

Résumé :

Lors *de l'étude expérimentale de l'ébullition en mini-canaux, se pose la question de la validité d'un dispositif pour des conditions d'écoulement monophasique, où des lois théoriques éprouvées existent. L'objectif de ce chapitre, loin d'être exhaustif étant donné le nombre considérable de données sur ce sujet, est de présenter une synthèse des principaux éléments théoriques en régimes laminaire et turbulent pour des conduites aux parois lisses. Nous présenterons ensuite quelques résultats récents de la littérature en conditions d'écoulement monophasique. Ce chapitre est un préalable à l'étude des résultats obtenus pour des conditions d'ébullition convective.*

Les résultats récents de la littérature s'accordent et montrent que pour les canaux de faibles diamètres hydrauliques [1] (Judy *et al.* (2002), Bavière (2005), Lee et Mudawar (2005b), Steinke et Kandlikar (2006), McPhail (2007)), les données expérimentales monophasiques ne présentent aucune déviation par rapport à l'analyse théorique de Navier-Stokes. Pour ces conditions d'écoulement, de nombreuses lois corrélatives (largement utilisées) ont été établies et permettent de prédire l'évolution des pertes de pression et des coefficients d'échange thermique dans des canaux rectangulaires. Ces lois sont dépendantes de différents paramètres tels que : le régime développé dans le mini-canal (laminaire ou turbulent), la géométrie de la section de passage, l'état de surface des parois et la nature du fluide de travail.

1.1 Écoulements en régime laminaire

1.1.1 Pertes de pression dans les canaux rectangulaires

Pour le régime laminaire, on distingue deux sous-catégories qui dépendent du développement des couches limites laminaires de l'écoulement. Elles sont représentées sur la Figure 1.1 pour un écoulement dans un tube avec un profil de vitesse uniforme en entrée.

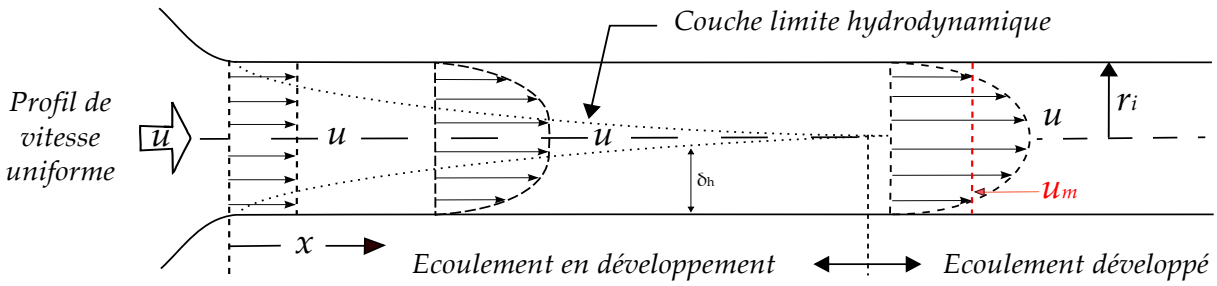


FIGURE 1.1 – Développement des couches limites hydrauliques selon Shah et Sékulic (2003)

On distingue :

- l'écoulement en développement,
- l'écoulement pleinement développé (ou établi).

Dans le régime d'écoulement en développement, le profil de vitesse a une dépendance spatiale mais pas temporelle, tandis qu'en régime établi, il ne dépend ni du temps ni de la position. Le régime pleinement développé s'établit en général assez loin de la zone d'entrée. En fonction de ces deux sous-catégories, les lois d'évolution des pertes de pression sont différentes et sont, de plus, influencées par les conditions d'entrée [2]. Notons que l'évolution des corrélations prédictives établies pour des conditions d'écoulement en développement nécessite la connaissance

1. Une classification en fonction des diamètres hydrauliques est donnée au **Chapitre 2** équation (2.18).
2. Le profil d'entrée de vitesse peut modifier la position z à laquelle l'écoulement devient établi.

de données obtenues dans des conditions développées. Ainsi, nous présenterons ces conditions développées préalablement aux conditions en développement dans les paragraphes suivants.

a) Régime d'écoulement développé

Dans cette configuration, Shah et London (1978) ont déterminé le profil de vitesse de l'écoulement suivant la largeur (a) et la hauteur (b) d'un canal (Figure 1.2).

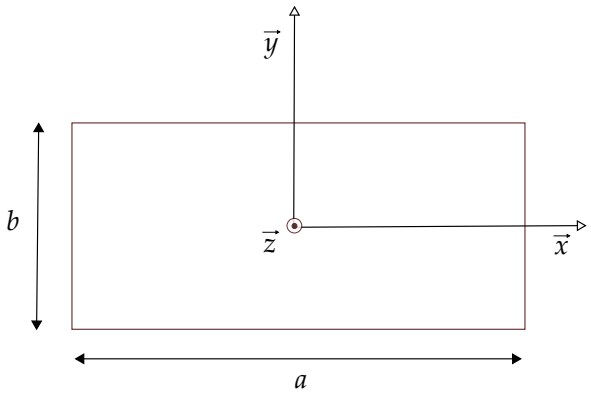


FIGURE 1.2 – Section rectangulaire d'un canal

avec γ qui est le rapport d'aspect [3] défini selon :

$$\gamma = \frac{b}{a} \tag{1.1}$$

Le profil de vitesse dans la conduite suit l'équation :

$$u(x,y) = -\frac{4a^2}{\pi^3 \mu_l}\left(-\frac{dP}{dz}\right)\sum_{n=1,3,\ldots}^{\infty}\frac{1}{n^3}(-1)^{(n-1)/2}\left[1-\frac{\cosh(n\pi y/a)}{\cosh(n\pi b/a)}\right]\cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \tag{1.2}$$

avec μ_l qui est la viscosité dynamique du fluide et $\frac{dP}{dz}$ le gradient de pression .

La vitesse moyenne sur une section droite de l'écoulement est représentée par l'équation :

$$u_m = -\frac{a^2}{12\mu_l}\left(-\frac{dP}{dz}\right)\left[1-\frac{192}{\gamma\pi^5}\sum_{n=1,3,\ldots}^{\infty}\frac{1}{n^5}\tanh\left(\frac{n\pi\gamma}{2}\right)\right] \tag{1.3}$$

La paroi latérale exerce une contrainte tangentielle sur le fluide qui ralentit son déplacement [4]. On peut déterminer le coefficient de frottement moyen (f) à la paroi selon l'expression :

$$f = \frac{d_h}{2\rho_l u_m^2}\left(-\frac{dP}{dz}\right) \qquad \text{avec} \qquad d_h = \frac{4A}{p} = \frac{4ab}{2(a+b)} \tag{1.4}$$

3. Notons qu'il ne semble pas exister de consensus pour la définition du rapport d'aspect qui est aussi défini dans la littérature selon $\gamma = a/b$.

4. Effet de la viscosité qui amène à une vitesse nulle à la paroi.

où ρ_l représente la masse volumique du fluide, u_m la vitesse moyenne débitante, d_h le diamètre hydraulique, S la section de passage et P le périmètre mouillé.

En exprimant le groupement fRe (nombre de Poiseuille) qui traduit l'évolution de la perte de pression, on obtient :

$$fRe = -\left(-\frac{dP}{dz}\right)\frac{2a^2b^2}{u_m(a+b)^2\mu_l} \tag{1.5}$$

avec Re qui représente le nombre de Reynolds.

Cette expression peut se réécrire en utilisant l'équation (1.3) et en exprimant u_m, d'où :

$$fRe = \frac{24}{\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)^2\left(1-\frac{192}{\gamma\pi^5}\sum_{n=1,3,\ldots}^{\infty}\frac{1}{n^5}\tanh\left(\frac{n\pi\gamma}{2}\right)\right)} \tag{1.6}$$

Selon Shah et London (1978), l'équation (1.6) peut être approximée par le polynôme d'ordre 5 suivant :

$$fRe = 24(1-1,3553\gamma+1,9467\gamma^2-1,7012\gamma^3+0,9564\gamma^4-0,2537\gamma^5) \tag{1.7}$$

b) Régime d'écoulement en développement

Les résultats de la littérature (Hrnjak et Tu (2006), Lee et Garimella (2006), Steinke et Kandlikar (2006), *parmi d'autres*) montrent que les coefficients de frottement pour les écoulements en développement sont plus élevés que pour les écoulements développés. Pour exprimer leur évolution, il est judicieux d'introduire L^+, longueur de canal adimensionnel, qui caractérise (selon les conditions d'entrée) l'évolution de la longueur à partir de laquelle l'écoulement devient établi.

$$L^+ = \frac{L}{Red_h} \tag{1.8}$$

où L est la longueur de la conduite.

Shah et London (1978) définissent une corrélation basée sur les résultats obtenus pour le développement des couches limites pour des plaques infinies et pour les écoulements développés en conduites circulaires et non circulaires :

$$f_{app}Re = 3,44(L^+)^{-0,5} + \frac{K(\infty)/(4L^+)+fRe-3,44(L^+)^{-0,5}}{1+C'(L^+)^{-0,2}} \tag{1.9}$$

$K(\infty)$ facteur d'Hagenbach [5] et C' sont des nombres tabulés déduits de leurs résultats numériques. Ici, f_{app} est appelé le coefficient de frottement apparent. Les valeurs de ces constantes sont données pour quelques rapports d'aspect dans la Table 1.1.

5. Valeur à l'infini de $K(x)$ qui caractérise la chute de pression due aux effets d'entrée de type géométrique, Rohsenow *et al.* (1998) (le profil de vitesse est supposé uniforme pour tous les cas).

γ	$K(\infty)$	C'
1	1,43	0,00029
0,5	1,28	0,00021
0,2	0,931	0,000079
0,0	0,674	0,000029

TABLE 1.1 – Valeur des constantes $K(\infty)$ et C' pour différents rapports d'aspect (canal rectangulaire)

Steinke et Kandlikar (2006) ont plus récemment déterminé numériquement une évolution du facteur $K(\infty)$ en fonction du rapport d'aspect [6] :

$$K(\infty) = 0,6796 + 1,2197\gamma + 3,3089\gamma^2 - 9,5921\gamma^3 + 8,9089\gamma^4 - 2,9959\gamma^5 \tag{1.10}$$

Les auteurs n'ont cependant pas déterminé la dépendance de la constante C' en fonction de ce même paramètre γ.

1.1.2 Coefficients d'échange thermique dans les canaux

a) Régime d'écoulement développé

Quand le transfert de chaleur a lieu entre un fluide et une surface solide, le gradient de température est le plus important dans une région très proche de la paroi lorsque l'on se place dans la zone située près de l'entrée du canal. L'évolution de la couche limite thermique est représentée sur la Figure 1.3 pour des écoulements internes laminaires. Pour un régime d'écoulement en développement, l'échange de chaleur entre la paroi et le fluide est contrôlé par le développement de ces couches limites thermiques.

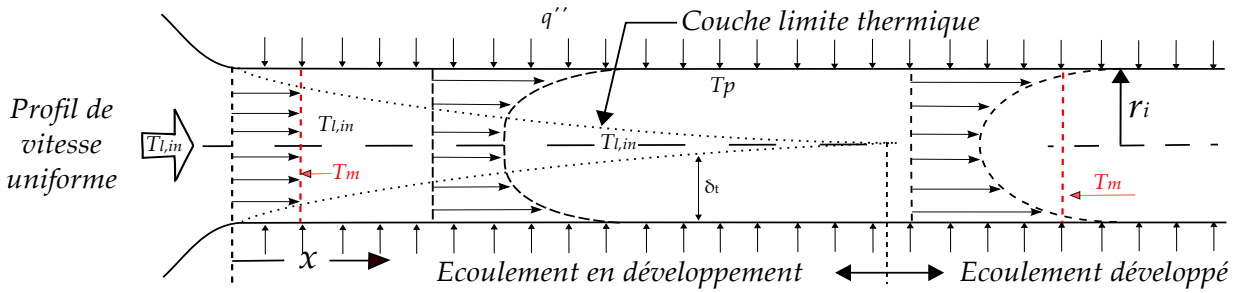


FIGURE 1.3 – Couches limites thermiques selon Shah et Sékulic (2003)

6. Nous avons noté que leurs résultats sont légèrement différents des valeurs calculées par Shah et London (1978).

Selon Rohsenow *et al.* (1998), les paramètres les plus importants qui permettent de caractériser les transferts de chaleur lors d'un écoulement en conduite sont : la température de fluide T_l, et le coefficient d'échange de chaleur h.

Pour un écoulement développé, la température moyenne du fluide ($T_{l,m}$), peut être définie par :

$$T_{l,m} = \frac{1}{Su_m} \int_S uT_l dS \tag{1.11}$$

avec S qui est la section droite de l'écoulement.

Le coefficient d'échange pour une densité de flux de chaleur (q'') homogène est défini sur une section droite de l'écoulement par :

$$h(z) = \frac{q''}{T_{p,m}(z) - T_{l,m}(z)} \tag{1.12}$$

où $T_{p,m}$ est la température de paroi moyenne sur le périmètre.

Dans cette configuration, le coefficient $h(z)$ est constant le long du tube et il est possible de déterminer le nombre de Nusselt moyen qui caractérise l'échange de chaleur entre la paroi et le liquide par :

$$Nu_m = \frac{h_m d_h}{\lambda_l} \tag{1.13}$$

Shah et London (1978) ont déterminé un polynôme caractéristique d'ordre 5, qui permet d'approximer le nombre de Nusselt pour une condition de flux homogène imposé en paroi :

$$Nu = 8,235(1 - 2,042\gamma + 3,085\gamma^2 - 2,476\gamma^3 + 1,058\gamma^4 - 0,186\gamma^5) \tag{1.14}$$

b) Régime d'écoulement en développement

De manière similaire aux données hydrodynamiques, il est nécessaire d'introduire un nombre adimensionnel z^* qui caractérise l'évolution de la longueur où l'écoulement devient établi d'un point de vue thermique.

$$z^* = \frac{1}{RePr} \frac{z}{d_h} \tag{1.15}$$

où Pr est le nombre de Prandtl

Shen *et al.* (2006) rapportent les résultats de Shah et London (1978) qui montrent que le nombre de Nusselt peut être corrélé sur trois domaines en fonction de la valeur de z^*, du rapport d'aspect et du nombre de Prandtl.

$$\begin{cases} Nu &= \text{(valeur donnée par 1.14)} \quad , \quad \text{si } z^* \geq 0,1 \\ Nu &= 3,35 z^{*-0,13} \gamma^{-0,12} Pr^{-0,38} \quad , \quad \text{si } 0,013 \leq z^* < 0,1 \\ Nu &= 1,87 z^{*-0,3} \gamma^{-0,056} Pr^{-0,036} \quad , \quad \text{si } 0,005 \leq z^* < 0,013 \end{cases} \tag{1.16}$$

Plus récemment, Lee et Garimella (2006) ont montré numériquement, que l'évolution du nombre de Nusselt pouvait s'écrire d'une manière plus simple et plus générale selon l'équation :

$$Nu = \frac{1}{C_1 (z^*)^{C_2} + C_3} + C_4, \quad \text{pour} \quad 0,1 \leq \gamma \leq 1, \; z^* \leq z^*_{num} \tag{1.17}$$

avec C_1, C_2, C_3, C_4 et z^*_{num}, des nombres définis numériquement par ces auteurs. z^*_{num} est la longueur, estimée numériquement, à partir de laquelle l'écoulement est établi d'un point de vue thermique.

Selon leur modèle cette longueur s'exprime suivant :

$$\begin{aligned} z^*_{num} &= -1,275 \times 10^{-6} \gamma^{-6} + 4,709 \times 10^{-5} \gamma^{-5} - 6,902 \times 10^{-4} \gamma^{-4} \\ &\quad +5,014 \times 10^{-3} \gamma^{-3} - 1,769 \times 10^{-2} \gamma^{-2} + 1,845 \times 10^{-2} \gamma^{-1} + 5,691 \times 10^{-2} \end{aligned} \tag{1.18}$$

On peut noter que plus le rapport d'aspect est faible, plus la longueur d'établissement thermique diminue (Figure 1.4).

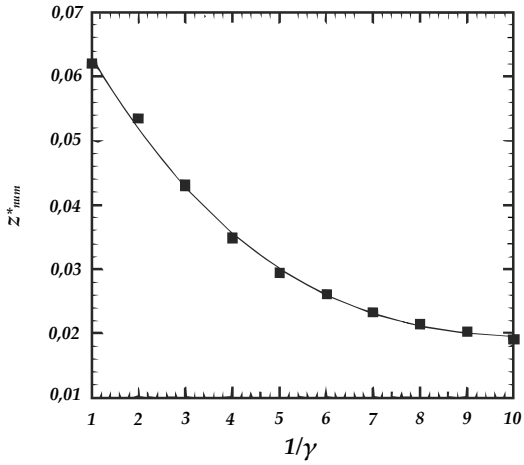


FIGURE 1.4 – Longueur d'établissement thermique en fonction du rapport d'aspect du canal selon Lee et Garimella (2006)

Les constantes données dans l'équation (1.17) sont représentées par les équations suivantes :

$$\begin{cases} C_1 &= -3,122 \times 10^{-3}\gamma^{-3} + 2,435 \times 10^{-2}\gamma^{-2} + 2,143 \times 10^{-1}\gamma^{-1} + 7,325 \\ C_2 &= 6,412 \times 10^{-1} \\ C_3 &= 1,589 \times 10^{-4}\gamma^{-2} + 2,603 \times 10^{-3}\gamma^{-1} + 2,444 \times 10^{-2} \\ C_4 &= 7,148 - 1,328 \times 10^{1}\gamma + 1,515 \times 10^{1}\gamma^{2} - 5,936\gamma^{3} \end{cases} \tag{1.19}$$

✍ **Synthèse sur les éléments théoriques en régime laminaire**

L'évolution des coefficients de frottement et des coefficients d'échange de chaleur dépend très sensiblement du régime qui est développé dans la conduite lors du régime laminaire. Lorsque l'écoulement est en développement, ces coefficients dépendent du rapport d'aspect, du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl (pour le cas thermique). Lorsque l'écoulement devient établi, il est intéressant d'observer que les valeurs de ces coefficients ne dépendent plus que du rapport d'aspect, selon Shah et London (1978).

1.2 Écoulements en régime turbulent

1.2.1 Pertes de pression dans les canaux rectangulaires

En régime d'écoulement turbulent, les coefficients de frottement dépendent du nombre de Reynolds et de la rugosité relative des parois de contact. Il existe de nombreuses corrélations qui traduisent l'évolution de ces coefficients de frottement. Toutefois, l'analyse de l'ensemble de ces corrélations dépasse le cadre de cette étude. Ainsi, nous nous limiterons aux deux corrélations représentatives suivantes [7] :

$$\begin{array}{lll} \text{- Blasius (1913)} & f = 0,079Re^{-1/4} & 4000 < Re < 10^5 \\ \text{- Colebrook (1939)} & 4f = 0,25\left[\log\left(\dfrac{e/d_h}{3,7} + \dfrac{2,51}{Re\sqrt{4f}}\right)\right]^{-2} & 10^4 < Re < 10^7 \end{array} \tag{1.20}$$

où e représente la hauteur moyenne des rugosités

La corrélation de Colebrook (1939) est issue des équations de Prandtl (1944) et de Von Karmàn (1934). Cette corrélation est implicite et fait apparaître l'influence de la rugosité relative (e/d_h). De cette corrélation, il est possible de tracer le diagramme de Moody (1944) largement utilisé pour la détermination des coefficients de frottement dans les tubes utilisés dans les applications

7. Un nombre important de corrélations prédictives pour la détermination des pertes de pression peut être retrouvé dans Rohsenow *et al.* (1998) (Table 5.8).

industrielles. La méthode de Blasius (1913) est, quant à elle, plus directe et prend en compte le régime turbulent dans une conduite lisse. Néanmoins, cette loi permet de calculer le coefficient de frottement sur une gamme de Reynolds moins importante.

1.2.2 Coefficients d'échange thermique dans les canaux

En écoulement turbulent, l'évolution du nombre de Nusselt est influencée par la vitesse de l'écoulement, les propriétés thermophysiques du fluide, le diamètre de la conduite, et selon certaines corrélations par un coefficient de frottement. Dans le cadre de cette étude, nous nous limiterons aux corrélations les plus utilisées pour prédire l'évolution de ce nombre de Nusselt :

$$\begin{aligned}
&\text{- Dittus et Boelter (1930)} && Nu = 0,023\left(\frac{\lambda_l}{d_h}\right)Re^{0,8}Pr^{0,4} \\
&\text{- Petukhov et Popov (1963)} && Nu = \frac{(c_f/2)RePr}{C + 12,7(c_f/2)^{1/2}(Pr^{2/3}-1)} \\
& && \text{avec } C = 1,07 + \frac{900}{Re} - \frac{0,63}{1+10Pr} \\
&\text{- Gnielinski (1976)} && Nu = \frac{(c_f/2)RePr}{1 + 12,7(c_f/2)^{1/2}(Pr^{2/3}-1)}
\end{aligned} \tag{1.21}$$

où λ_l $(W.m^{-2}.s^{-1})$ est la conductivité thermique du fluide, d_h (m) le diamètre hydraulique de la conduite et c_f le coefficient de frottement donné par :

$$c_f = (1,82 \times log(Re) - 1,64)^{-2} \quad \text{avec } c_f \approx 4f \tag{1.22}$$

f est donné selon l'équation (1.20). c_f est similaire à $4f$ à $\pm 4\%$ sur la gamme de nombre de Reynolds comprise entre 4000 et 10000. Notons que la corrélation de Petukhov et Popov (1963) prend mieux en compte la dépendance des échanges de chaleur par rapport au nombre de Prandtl pour la détermination des coefficients d'échange (Carey (2008)).

✍ Synthèse sur les éléments théoriques en régime turbulent

En régime d'écoulement turbulent, de nombreuses corrélations existent, mais n'ont pas été toutes présentées dans cette partie. Dans le cadre de ce travail de thèse, l'utilisation de la corrélation de Blasius (1913) sera plus appropriée pour la comparaison avec nos données d'expériences permettant d'obtenir l'évolution du coefficient de frottement. Nous comparerons aussi nos résultats avec la corrélation de Gnielinski (1976) qui est régulièrement utilisée dans la littérature comme outil de prédiction des coefficients d'échange thermique dans les canaux de faibles dimensions. Notons aussi qu'une très large partie des études menées sur les écoulements à petites échelles est réalisée pour des conditions d'écoulement laminaire.

1.3 Effet de la conduction axiale dans les mini-canaux

Les résultats de la littérature révèlent l'importance du couplage entre les effets de conduction et ceux de convection, lorsque les dimensions de passage d'un écoulement soumis à un flux de chaleur sont réduites. Dans un mini-canal, l'épaisseur des parois est généralement du même ordre de grandeur (voire plus grande) que le diamètre hydraulique. Contrairement aux études réalisées dans les tubes de grands diamètres hydrauliques, les flux de conduction dans la paroi chauffée, et en particulier celui de conduction longitudinale, peuvent devenir significatifs par rapport au flux de chaleur convecté par l'écoulement dans les mini-canaux. En effet, les lignes de flux de chaleur tendent à se diriger vers la partie de l'écoulement la plus froide (énoncé de Clausius (1850)). Ce phénomène s'intensifie avec l'augmentation de la distance entre le fluide et la source de chaleur (augmentation de l'épaisseur de la paroi) ou avec la diminution du débit. Cette distorsion des lignes de flux peut entraîner une répartition non linéaire de la température le long de la paroi dans les conditions les plus défavorables. À l'aide d'une étude numérique, Maranzana *et al.* (2004) ont introduit un nombre adimensionnel (M) qui permet de prendre en compte l'importance relative du flux de conduction, Φ_{cond}, par rapport au flux de convection, Φ_{conv}. Ainsi, pour un canal bidimensionnel de hauteur b, de longueur L, constitué de parois d'une épaisseur e_p ayant une conductivité thermique λ_p, le paramètre M s'exprime suivant :

$$M = \frac{\Phi_{cond}}{\Phi_{conv}} = \frac{\lambda_p}{\rho_l c_{pl} u L} \frac{e_p}{b} \tag{1.23}$$

où ρ_l est la masse volumique du liquide, c_{pl} la chaleur spécifique du liquide et u la vitesse débitante de l'écoulement dans la conduite. Plus récemment, Bigot (2005) a montré que les résultats de Maranzana *et al.* (2004) ne pouvaient pas s'appliquer au cas des mini-canaux de faibles largeurs. En effet, ces derniers auteurs considèrent dans leur modélisation que la largeur du canal (b) et la largeur de la plaque chauffée (l_p) sont infinies devant l'épaisseur du canal , ce qui peut se ramener à une modélisation bidimensionnelle. L'apparition d'un confinement transversal pour le cas des mini-canaux de largeur (a) relativement faible conduit à une étude tridimensionnelle des transferts de chaleur (Figure 1.5).

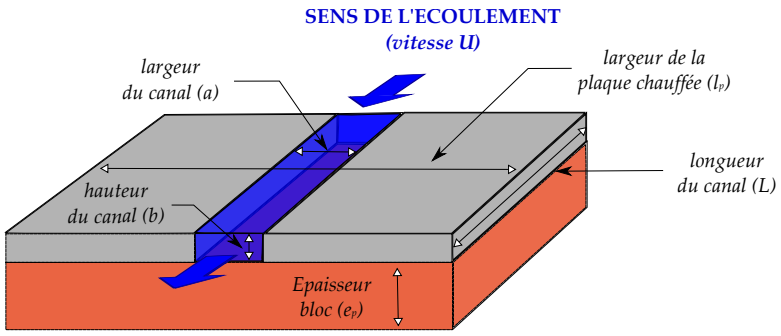


FIGURE 1.5 – Représentation des paramètres géométriques

Ainsi, Bigot (2005) propose une autre définition du paramètre de Maranzana *et al.* (2004) pour ces cas :

$$M' = \frac{\lambda_p}{\rho_l c_{pl} u L} \frac{e_p \times l_p}{a \times b} \tag{1.24}$$

avec l_p qui est la largeur de la plaque chauffée.

Lors de notre étude expérimentale la répartition de la densité du flux de chaleur a été évaluée à l'aide de ce nombre. Nous avons ensuite réalisé une étude numérique pour comprendre plus précisément les résultats obtenus expérimentalement (§ 5.3).

1.4 Quelques résultats en bancs d'essais

Durant la dernière décennie, une grande partie des études s'est orientée vers la recherche de phénomènes physiques nouveaux, liés à la réduction des dimensions caractéristiques de l'écoulement [8]. Les très nombreux résultats de la littérature, obtenus le plus récemment dans le cadre des écoulements monophasiques en mini-conduites, ont permis de démontrer que l'analyse classique de Navier-Stokes reste valide pour la catégorie des mini-canaux[1] (et même des micro-canaux). C'est un résultat qui a également été confirmé au sein de l'équipe Énergétique du Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) dans laquelle j'ai pu évoluer durant ce travail de thèse. La thématique des transferts de chaleur lors de l'écoulement d'un fluide à petite échelle est étudiée depuis maintenant plus d'une dizaine d'années au laboratoire. Ainsi, nous présenterons dans un premier temps une courte synthèse des résultats obtenus sur ce thème [9] au LEGI. Nous exposerons ensuite quelques résultats de la littérature sur l'évolution des pertes de pression et des coefficients d'échange en mini-canaux.

1.4.1 Synthèse de certaines expériences réalisées au LEGI[9]

L'expérience de Gao *et al.* (2002) mise en place au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) permet d'étudier les transferts de chaleur et les pertes de pression dans des mini-canaux de très faibles rapports d'aspect (largeur très grande devant la hauteur de canal). La section d'essai est formée de deux blocs en laiton entre lesquels est placée une plaque en aluminium (évidée) d'épaisseur variable ($100\ \mu m < b < 1\ mm$). Quatre cartouches

8. Cette analyse est en lien avec la classification de **?** pour les gaz, où, à partir d'une certaine dimension (évaluée à l'aide du nombre de Knudsen) il existe une rupture des hypothèses du milieu continu.

9. Nous nous intéresserons strictement aux dispositifs expérimentaux utilisés par Gao *et al.* (2002), Bavière (2005) et Gamrat (2007). Notons que d'autres dispositifs existent et ont été réalisés en collaboration avec le Groupement pour la Recherche sur les Échangeurs Thermiques (GRETh), localisés sur le polygone scientifique de Grenoble.

chauffantes insérées dans les blocs de manière longitudinale permettent la chauffe de l'écoulement qui est supposée uniforme. Une représentation de la section d'essai est donnée à la Figure 1.6.

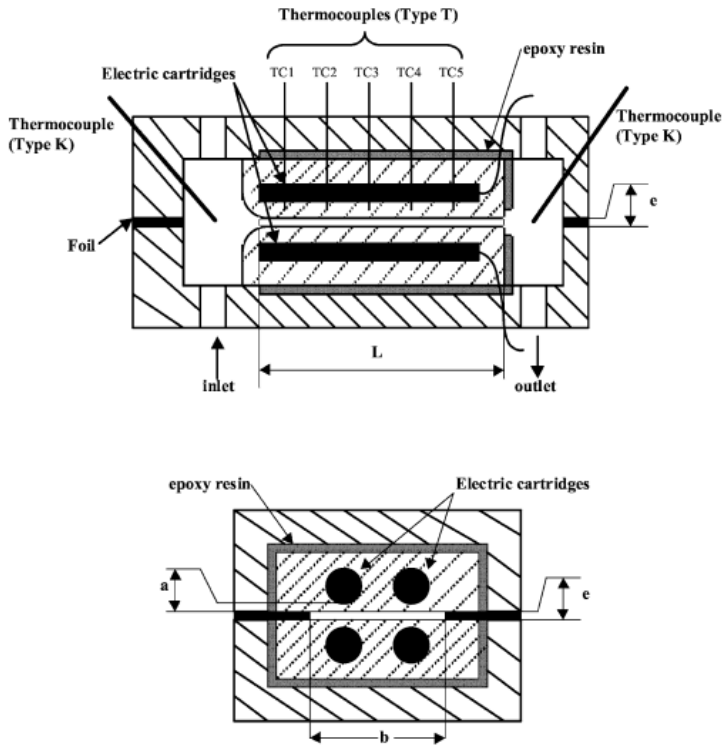


FIGURE 1.6 – Section d'essai de Gao *et al.* (2002)

Gao *et al.* (2002) trouvent un très bon accord entre les données théoriques et leurs résultats expérimentaux pour l'évolution des coefficients de frottement. Cependant, lors de l'étude des échanges thermiques, ils remarquent une diminution du coefficient de transfert de chaleur expérimental dès lors que l'épaisseur du canal devient inférieure à $0,5mm$. La réduction du diamètre hydraulique pouvait même conduire à une chute drastique de près de 60% des échanges thermiques pour la cale de $0,1\,mm$ d'épaisseur. Gao *et al.* (2002) n'ont pas su expliquer les raisons de cet écart avec les données théoriques et ont suspecté un temps, l'apparition d'effets d'échelle. Un peu plus tard, Bavière (2005) a continué le travail de Gao *et al.* (2002) et a amélioré la section d'essai en modifiant le système de chauffage de celle-ci, présumant de l'apparition d'un effet non pris en compte par Gao *et al.* (2002). Comme présenté au § 1.3, les effets de conduction axiale ne sont plus forcément négligeables devant les effets de conduction transversale au fur et à mesure que les dimensions géométriques sont réduites. Ainsi de manière à limiter cet effet, Bavière (2005) a inséré les cartouches chauffantes perpendiculairement à l'écoulement et les a introduites dans des logements thermiquemement isolés. Une présentation plus détaillée de cette section d'essai sera donnée au § 4.1.1.

L'auteur a montré que l'écart observé par Gao *et al.* (2002) pouvait s'expliquer par un biais de mesure sur la température de paroi. En prenant en compte l'influence de ce biais, Bavière (2005) montre que ses résultats, ainsi que ceux de Gao *et al.* (2002) sont en accord avec les données théoriques classiques (Figure 1.7).

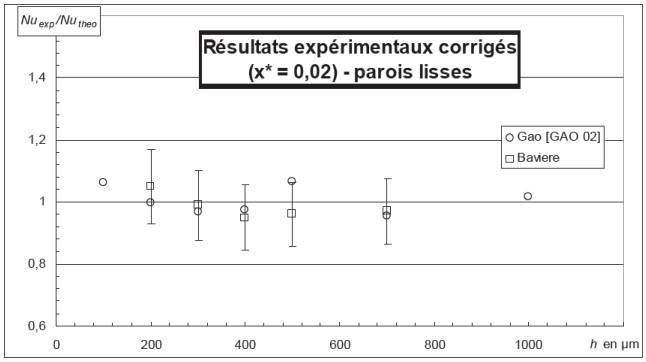


FIGURE 1.7 – Comparaison des données expérimentales de Bavière (2005) avec les données théoriques

Bavière *et al.* (2006) a ensuite caractérisé l'influence de l'état de surface sur les coefficients de frottement et les coefficients d'échange de chaleur et a montré que la rugosité de la paroi augmentait légèrement l'intensité des transferts thermiques. Les résultats obtenus montrent que les lois classiques hydrauliques et thermiques sont encore validées pour l'ensemble des canaux étudiés.

Gamrat (2007) a poursuivi le travail de Bavière (2005) en réalisant des analyses numériques et expérimentales. Lors ces travaux, Gamrat (2007) a développé un modèle bidimensionnel de manière à déterminer l'influence de la rugosité en paroi (cette rugosité a été répartie de manière contrôlée sur la paroi) sur le coefficient de frottement et sur le coefficient d'échange de chaleur. Les résultats obtenus montrent, par comparaison avec des données expérimentales, qu'il n'y a pas de phénomènes nouveaux aux échelles étudiées (canaux de hauteur 100 μm), mais que la rugosité relative, pouvant devenir importante dans des micro-canaux, joue un rôle significatif dans l'écoulement et les transferts de chaleur.

1.4.2 Expériences sur l'évolution des pertes de pression

Trois articles (parmi de nombreux autres) seront présentés au paragraphe suivant. Ces trois articles ont été choisis parce qu'ils représentent une synthèse des résultats de la littérature actuelle sur l'évolution des ces pertes de pression. Le premier article présente une revue sur l'évolution des pertes de pression en mini-canaux pour des études indépendantes. Une technique de mesure de perte de pression locale intéressante est expliquée par le second. Le troisième quant à lui propose d'étudier l'évolution des ces pertes de pression pour trois fluides différents dans la même section d'essai.

Steinke et Kandlikar (2006) ont analysé les données de plus de 150 articles dont 40 de manière détaillée. Ils précisent que les résultats qui présentent des déviations par rapport à l'évolution classique des pertes de charge ne prennent, pour la plupart, pas en compte :

- l'existence de singularités en entrée ou en sortie de la section d'essai,
- le principe de développement des couches limites hydrodynamiques.

Les auteurs montrent ainsi qu'il n'existe pas de déviation de l'évolution des pertes de pression par rapport aux lois classiques pour des diamètres hydrauliques compris entre $8\,\mu m$ et $990\,\mu m$ et pour des nombres de Reynolds inférieurs à 5000.

Parmi les recherches les plus abouties, l'étude expérimentale de Kohl *et al.* (2005) a permis de déterminer l'évolution de la perte de pression locale pour de l'eau préalablement dégazée. Les auteurs ont réalisé cinq sections d'essais composées chacune d'un micro-canal de diamètre hydraulique différent ($25, 41, 61, 93$ et $100\,\mu m$). La perte de pression est déterminée de manière locale à l'aide de 10 capteurs de pression répartis le long du micro-canal (Figure 1.8). Selon leurs résultats, les coefficients de frottement peuvent être précisément déterminés à partir des corrélations définies pour les canaux de grands diamètres hydrauliques.

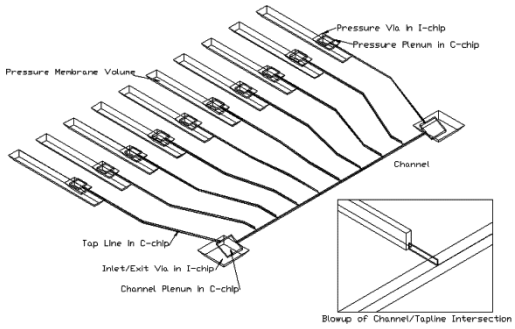


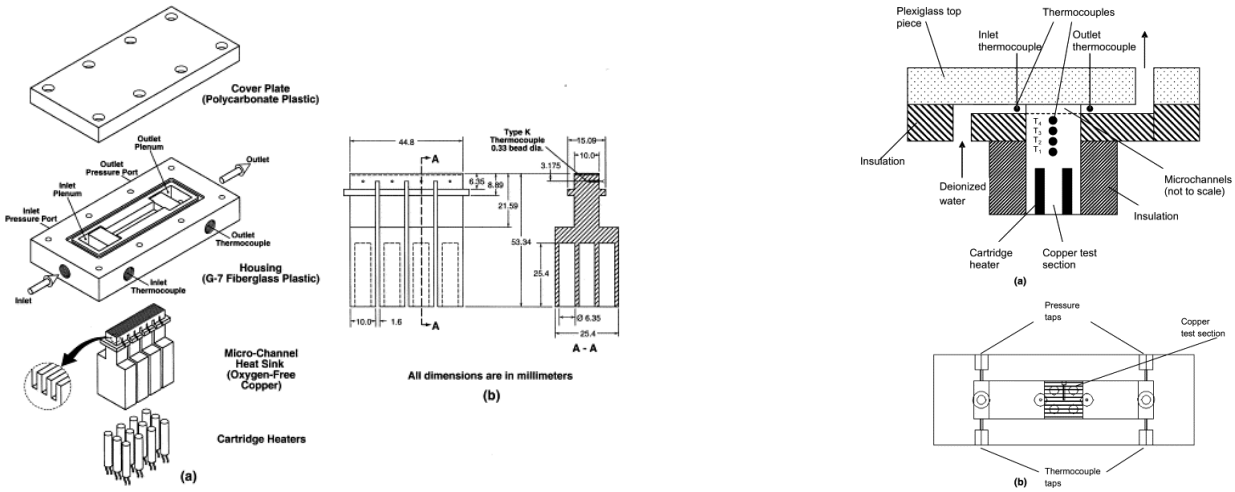
FIGURE 1.8 – Prise de pression statique dans un micro-canal, Kohl *et al.* (2005)

Judy *et al.* (2002) ont mené différentes campagnes expérimentales à l'aide de trois fluides de travail (eau distillée, methanol, isopropanol), des conduites de sections droites différentes (carré, circulaire), de diamètres hydrauliques compris entre 15 et $150\,\mu m$ et pour des nombres de Reynolds variant entre 8 et 2300. Les auteurs n'ont observé aucune déviation par rapport aux lois classiques de Navier-Stokes pour ces expériences.

1.4.3 Expériences sur l'évolution des coefficients d'échange

De la même manière que pour les pertes de pression, de nombreux résultats ont été obtenus pour l'évolution des coefficients d'échange de chaleur dans la littérature. Ainsi, nous introduisons au paragraphe suivant deux articles (parmi beaucoup d'autres) qui traduisent la récente convergence des résultats expérimentaux concernant les transferts thermiques en mini-canaux.

Qu et Mudawar (2001) ont étudié expérimentalement l'écoulement d'eau déionisée dans un réseau de vingt et un canaux parallèles de diamètres hydrauliques égaux à 349 μm. La section d'essai est réalisée dans un bloc de cuivre et est refermée par un couvercle en polycarbonate. De manière à limiter les effets de conduction longitudinale, les éléments chauffants sont insérés dans des compartiments thermiquement isolés. La gamme des nombres de Reynolds étudiée varie entre 139 et 1672 pour deux flux de chaleur imposés en paroi de 100 $W\ cm^{-2}$ et 200 $W\ cm^{-2}$. Parallèlement à cette étude expérimentale, les auteurs ont réalisé un modèle numérique 3D hydraulique et thermique qui est en bon accord avec leurs résultats expérimentaux.



(a) (b)

FIGURE 1.9 – (a) Section d'essai de Qu et Mudawar (2001). (b) Section d'essai de Lee et Mudawar (2005b)

Lee et Mudawar (2005b) ont étudié les transferts de chaleur dans 5 sections d'essais dont les diamètres hydrauliques varient entre 318 μm et 903 μm. Chaque section d'essai est composée de 10 micro-canaux en parallèle. Le nombre de Reynolds est compris entre 300 et 3500. Le fluide de travail utilisé est de l'eau déionisée. La section d'essai est réalisée dans un bloc de cuivre surmonté d'un couvercle en PMMA (polyméthacrylate de méthyle), isolé à l'aide d'une résine époxy dans la partie inférieure, et entouré de fibre de verre. Des perçages, réalisés dans la partie inférieure de la section, permettent l'insertion de quatre cartouches chauffantes qui peuvent fournir une puissance combinée maximale de 800 W. Quatre thermocouples sont répartis axialement sous le canal et sont espacés de $6,15\ mm$. Le premier thermocouple est à $3,18\ mm$ de l'interface solide/liquide. Les auteurs se sont particulièrement intéressés au régime laminaire établi et au régime de transition. Leurs résultats montrent que le coefficient d'échange de chaleur augmente lorsque le diamètre hydraulique diminue. Une simulation numérique tridimensionnelle, avec prise en compte des effets conjugués hydrauliques et thermiques, a été réalisée et montre qu'il y a un bon accord entre les données numériques et expérimentales. Les

auteurs précisent que si les conditions d'entrée et les conditions aux limites sont bien déterminées, il est alors possible de décrire correctement l'évolution de l'écoulement à l'aide de l'analyse conventionnelle de Navier-Stokes.

1.5 Conclusions sur le Chapitre 1

L'ensemble des résultats récents montre que les évolutions des coefficients de frottement et des coefficients d'échange de chaleur restent conformes à la théorie pour les conduites de très faibles dimensions. Les écarts qui ont été observés dans la littérature étant certainement dus à une mauvaise prise en compte de paramètres géométriques (effet d'entrée ou de sortie), aux conditions d'expériences mal contrôlées, et/ou à une instrumentation inadaptée aux sections d'essais.

En écoulement monophasique et pour les conditions de flux élevé ou de fort confinement, les variations de température de paroi peuvent être très importantes entre l'entrée et la sortie de la section d'essai. Ces conditions peuvent être pénalisantes dans le cadre d'application de refroidissement. De plus, lorsque les dimensions deviennent petites, les pertes de charge augmentent rapidement avec le débit. Aussi, pour refroidir les systèmes de faibles dimensions, il est nécessaire d'augmenter la puissance de pompage au fur et à mesure que la section de passage diminue. L'étude de l'ébullition en écoulement interne répond à certaines de ces problématiques puisque, pour une perte de pression équivalente, le transfert de chaleur est généralement plus intense. L'analyse de l'hydrodynamique et des transferts de chaleur en ébullition aux petites échelles constitue l'objet de ce travail de thèse. Aussi, il nous faut dégager les points principaux qui influencent les comportements hydrodynamiques et thermiques d'un écoulement interne en ébullition pour les canaux de petites dimensions. Nous traiterons de ces éléments au **Chapitre 2**.

Chapitre 2

Revue de la littérature sur l'ébullition dans les mini-canaux

2.1 Définitions fondamentales en écoulement diphasique **27**
2.1.1 Paramètres de référence de cette étude 27
2.1.2 Définition des nombres adimensionnels caractéristiques 29
2.1.3 Autres nombres et définition de quelques notions 31
2.2 Des échelles conventionnelles aux petites échelles **33**
2.2.1 Introduction 33
2.2.2 Classification des écoulements 33
2.2.3 Régimes d'écoulement en ébullition convective 36
2.2.4 Mécanismes de transfert de chaleur en ébullition 37
2.3 Paramètres influençant la nature de l'ébullition **46**
2.3.1 Choix du fluide de travail 46
2.3.2 Propriétés de mouillabilité du fluide avec la paroi 56
2.3.3 Conditions de fonctionnement 59
2.3.4 Section de passage de l'écoulement 67
2.4 Prédiction de l'évolution des pertes de pression **73**
2.4.1 Présentation d'éléments théoriques 73
2.4.2 Pertes de pression en écoulement diphasique 73
2.4.3 Évolution du taux de vide 84
2.5 Prédiction de l'évolution des coefficients d'échange **88**
2.5.1 Présentation d'éléments théoriques 88
2.5.2 Corrélations de la littérature 90
2.6 Conclusions sur le Chapitre 2 . . . . . **98**

Résumé :

L'*objectif de ce chapitre est de présenter une synthèse des mécanismes caractéristiques de l'ébullition convective en mini-canaux. Nous présenterons dans*

un premier temps les variables qui seront utilisées tout au long de ce manuscrit. Puis, à partir de la littérature existante seront détaillés les paramètres influençant les évolutions hydrodynamiques et thermiques d'un écoulement en ébullition. Ce paragraphe précisera particulièrement l'influence de la géométrie sur l'évolution des coefficients d'échange thermique. Dans un dernier paragraphe, nous présenterons les outils de prédiction permettant de déterminer les évolutions des pertes de pression ainsi que des coefficients d'échange thermique.

2.1 Définitions fondamentales en écoulement diphasique [1]

Nous introduisons dans ce paragraphe les définitions fondamentales qui seront utilisées ainsi que les relations les plus simples pouvant exister entre elles.

2.1.1 Paramètres de référence de cette étude

☞ *Titre de vapeur*

Le titre vapeur (x) est une valeur importante qui permet 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 :

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_l + \dot{m}_v} \tag{2.1}$$

avec $\dot{m}_v$ et $\dot{m}_l$ qui désignent respectivement les débits massiques des phases liquide et vapeur. Le calcul du titre nécessite la mesure des débits massiques des phases liquide et vapeur comme le montre l'équation (2.1). Sa valeur peut être définie sur l'ensemble de la conduite dès que les conditions d'entrée sont connues en écoulement adiabatique. Lorsqu'il y a un changement de phase, on ne peut plus déterminer la valeur du titre à partir de l'équation (2.1) et il est particulièrement difficile de mesurer ou de calculer sa valeur avec précision. En effet, il peut exister un non équilibre thermique entre la phase liquide et la phase vapeur. Ainsi, un titre fictif, encore appelé titre thermodynamique vapeur peut être calculé selon :

$$x = \frac{h_m(z) - h_l}{h_{lv}} \tag{2.2}$$

où h_l représente l'enthalpie du liquide en condition saturée, h_{lv} la chaleur latente de vaporisation. $h_m(z)$ est la valeur de l'enthalpie moyenne sur la section droite située à la position z de la conduite, qui est calculée selon :

$$h_m(z) = h_{amont} + \frac{1}{\dot{m}} \int_{amont}^{z} q''(z)dz \tag{2.3}$$

avec h_{amont} représentant l'enthalpie à l'entrée de la conduite, $\dot{m}$, le débit massique total et $q''(z)$, la densité de flux de chaleur.

1. De nombreuses notions présentées dans cette section peuvent être retrouvées dans Agostini (2008).

☞ *Taux de vide*

Le taux de vide (α) est un paramètre fondamental 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) :

$$\alpha = \frac{A_v}{A_l + A_v} \tag{2.4}$$

☞ *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 :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \tag{2.5}$$

☞ *Vitesse liquide et vitesse vapeur*

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

$$u_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l(1-\alpha)} \tag{2.6a}$$

$$u_v = \frac{Gx}{\rho_v \alpha} \tag{2.6b}$$

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 thermodynamique qu'au taux de vide. 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 habituellement utilisées. Elles sont définies selon :

$$j_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l} \tag{2.7a}$$

$$j_v = \frac{Gx}{\rho_v} \tag{2.7b}$$

2.1.2 Définition des nombres adimensionnels caractéristiques

☞ *Le nombre de Reynolds*

Le nombre de Reynolds (Re) est un paramètre fondamental en mécanique des fluides. Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité et est souvent utilisé pour caractériser la transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent. Dans le cas d'un écoulement monophasique liquide, il s'exprime suivant :

$$Re = \frac{\rho_l u_l d_h}{\mu_l} \tag{2.8}$$

avec μ_l qui est la viscosité du liquide et d_h le diamètre hydraulique. Ce paramètre (d_h) exprime le rapport entre la section droite du canal (A) et le périmètre mouillé (p_l) :

$$d_h = \frac{4A}{p_l} \tag{2.9}$$

En considérant l'écoulement diphasique comme étant la juxtaposition de deux écoulements monodimensionnels et en utilisant les définitions des vitesses réelles [équations (2.6a) et (2.6b)], il est possible d'exprimer les nombres de Reynolds des phases liquide et vapeur suivant :

$$Re_l = \frac{G(1-x)d_h}{(1-\alpha)\mu_l} \tag{2.10a}$$

$$Re_v = \frac{Gxd_h}{\alpha\mu_v} \tag{2.10b}$$

☞ *Le nombre de Nusselt*

Le nombre de Nusselt (Nu) exprime le rapport entre les effets de convection de la chaleur et les effets de conduction de cette chaleur. Dans un écoulement interne, la longueur de référence est le diamètre hydraulique de la conduite. Ce nombre adimensionnel s'exprime suivant :

$$Nu = \frac{hd_h}{\lambda_l} \tag{2.11}$$

où h est le coefficient d'échange thermique et λ_l, la conductivité thermique du liquide.

☞ *Le nombre de Prandtl*

Le nombre de Prandtl (Pr) exprime le rapport entre les effets de diffusivité visqueuse et les effets de diffusivité thermique. On peut l'exprimer en fonction de la phase liquide ou de la phase vapeur selon :

$$Pr_l = \frac{c_{p,l}\mu_l}{\lambda_l} \tag{2.12a}$$

$$Pr_v = \frac{c_{p,v}\mu_v}{\lambda_v} \tag{2.12b}$$

où $c_{p,l}$ et $c_{p,v}$ sont les chaleurs spécifiques à pression constante du liquide et de la vapeur. μ_v et λ_v représentant la viscosité dynamique et la conductivité thermique de la vapeur.

☞ *Le nombre de Weber*

Le nombre de Weber (We) exprime le rapport entre les forces d'inertie et les forces de tension de surface. De même que pour le nombre de Nusselt, la longueur de référence est le diamètre hydraulique de la conduite. Le nombre de Weber s'exprime selon :

$$We = \frac{\rho_l u_l^2 d_h}{\sigma} \tag{2.13}$$

où σ représente la tension superficielle du liquide.

☞ *Le nombre d'ébullition*

Le nombre d'ébullition (Bo) définit le rapport entre la vitesse de la vapeur localisée loin de la surface et la vitesse parallèle à la surface chauffée. Il permet de caractériser l'influence de l'ébullition nucléée sur l'échange thermique lors de l'ébullition convective et s'exprime suivant :

$$Bo = \frac{q''}{Gh_{lv}} \tag{2.14}$$

☞ *Le nombre de convection*

Le nombre de convection (Co) est un nombre qui intervient en remplacement du paramètre de Lockhart et Martinelli (1949). Il est judicieux de l'utiliser lorsque le rapport de viscosité entre le liquide et la vapeur est proche de l'unité. Il représente le rapport entre la perte de pression du liquide sur la perte de pression dans la vapeur. Il permet en général de caractériser la contribution convective du transfert de chaleur et s'exprime suivant :

$$Co = \left(\frac{x}{1-x}\right)^{0,8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \tag{2.15}$$

2.1.3 Autres nombres et définition de quelques notions

☞ *La longueur capillaire*

Ce nombre caractéristique 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 :

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \tag{2.16}$$

où σ exprime la valeur de la tension superficielle du liquide.

☞ *Propriétés thermophysiques critiques et réduites*

Le point critique est un point singulier à partir duquel, la transition entre la phase vapeur et la phase liquide n'existe plus. Le diagramme de phase (Figure 2.1) représente les frontières (et points) à partir desquelles un changement de phase a lieu. Au point critique, les mécanismes d'ébullition du liquide et de condensation de la vapeur se font de manière simultanée et ne sont pas observables expérimentalement. De plus, au-delà de cette valeur, les propriétés thermophysiques du fluide sont généralement mal connues [2].

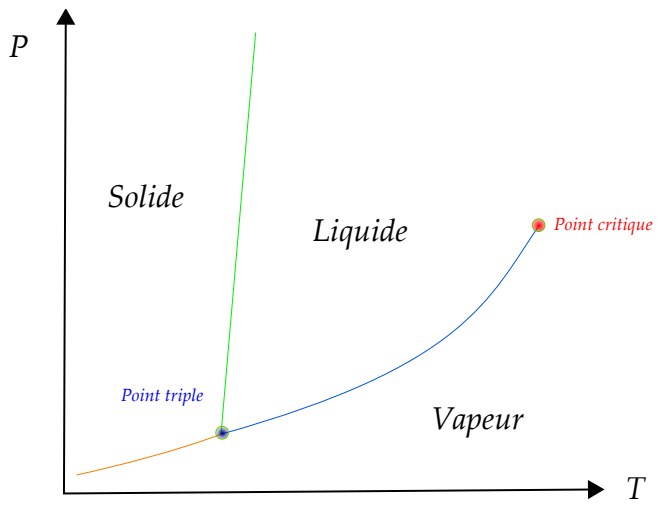


FIGURE 2.1 – Diagramme de phase (représentation du point triple et du point critique)

2. Nous pouvons prendre l'exemple de la tension superficielle du liquide qui devient quasiment nulle. Dans cette configuration, les transferts de masse aux interfaces sont très intenses.

Il est important lors d'une étude en changement de phase de connaître les valeurs de température, de pression et de masse volumique permettant d'arriver à ce point critique. Nous avons reporté dans la Table 2.1 quelques valeurs de température, de pression et de masse volumique critique pour quelques fluides utilisés dans la littérature, dans le cadre du refroidissement en condition d'ébullition.

Fluides	T_{crit} (^oC)	P_{crit} (bar)	ρ_{crit} $(^{kg}/_{m^3})$
Eau	374,1	220	322
CO_2	30,1	73,7	467,6
Ammoniaque	132,2	113	225
Propane	96,6	42,4	218,5
Propanol	235,1	47,6	270
HCFC 141b	206,8	44,6	460
HFC 134a	101,1	40,5	511,9
Forane 365 HX	**189**	**29,8**	**N/A**
HFE 7100	195,3	22,3	555
FC 72	175,8	18,3	N/A

Table 2.1 – Propriétés critiques de quelques fluides utilisés dans le cadre du refroidissement lors de l'ébullition - N/A désigne une donnée non disponible

Les températures, pressions et masses volumiques réduites sont des grandeurs qui permettent d'évaluer si les conditions de fonctionnement sont plus ou moins proches du point critique. En effet, certains processus intervenant lors d'un écoulement en ébullition [comme les conditions conduisant à l'assèchement de la paroi chauffée (Critical Heat Flux en anglais)] peuvent dépendre de ces données dites réduites. Elles s'expriment suivant :

$$T_r = \frac{T}{T_{crit}} \tag{2.17a}$$

$$P_r = \frac{P}{P_{crit}} \tag{2.17b}$$

$$\rho_r = \frac{\rho}{\rho_{crit}} \tag{2.17c}$$

2.2 Des échelles conventionnelles aux petites échelles

2.2.1 Introduction

Depuis la première analyse de Tuckermann et Pease (1981), un travail conséquent a été réalisé dans le cadre des transferts de masse et de chaleur à 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. Il existe aujourd'hui différentes technologies et méthodes envisagées pour le refroidissement des systèmes à plus petite échelle. Agostini *et al.* (2007) ont comparé quatre technologies pour le refroidissement des conduites soumises à des flux de chaleur élevés :

① écoulements monophasiques avec des canaux de faibles dimensions,

② écoulements dans des mèches poreuses,

③ refroidissement à l'aide de jets impactants,

④ écoulements diphasiques avec les canaux de faibles dimensions.

Les auteurs 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.

2.2.2 Classification des écoulements

a) Selon des paramètres géométriques

Aujourd'hui encore, la majeure partie des écoulements diphasiques internes a lieu dans des tubes de section circulaire 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 très éloignées de celle d'un tube circulaire. En effet, les techniques de photolithographie utilisées pour la réalisation de géométries réduites permettent de réaliser plus simplement des sections de passage non circulaires (c'est à dire 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 années. Ce paramètre permet de faire des comparaisons directes entre les résultats obtenus pour un écoulement en tube circulaire et un écoulement dans ces sections de passage.

Les résultats de la littérature (Bergles *et al.* (2003), Dupont et Thome (2005), Saitoh *et al.* (2005), Harirchian et Garimella (2009) parmi d'autres) 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 (2000), Kandlikar (2002) parmi d'autres) 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 (2002), très largement utilisée se réfère aux différentes catégories de dimensions rencontrées dans le secteur industriel :

$$\begin{cases} d_h & > & 3\text{mm} & \text{(canaux conventionnels)} & (a) \\ 200\mu m & < d_h \leq & 3\text{mm} & \text{(mini-canaux)} & (b) \\ 10\mu m & < d_h \leq & 200\mu m & \text{(micro-canaux)} & (c) \end{cases} \tag{2.18}$$

Notons qu'Agostini (2002) 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 (2004) 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.

b) Selon des phénomènes physiques

Thome (2004) explique qu'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. Ainsi, lorsque ce diamètre de détachement est supérieur au diamètre hydraulique, l'écoulement pourrait être défini comme étant micro-fluidique. De nombreuses corrélations pour estimer ce diamètre de détachement ont été obtenues dans le cadre de l'ébullition en vase. L'auteur propose de se référer dans un premier temps à la corrélation de Fritz (1935) pour déterminer ce diamètre [3] :

$$d_{det} = 0,0208\theta \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right]^{1/2} \tag{2.19}$$

3. D'autres corrélations peuvent être retrouvées dans Kutateladze (1961) ou encore plus récemment dans Phan *et al.* (2009).

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.

Le paramètre de Kew et Cornwell (1997) (C_0), compare les forces de flottabilité aux forces de gravité. Il a été établi pour prendre en compte les effets physiques intervenant lors de l'écoulement diphasique :

$$C_0 = \sqrt{\left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right)}\left(\frac{1}{d_h}\right) \tag{2.20}$$

Les résultats obtenus par les auteurs ont démontré que les lois à grande échelle sont respectées tant que $C_0 < 0,5$. D'autres auteurs (Cheng *et al.* (2007), Ullman et Brauner (2006) [4]) ont cependant proposé des valeurs de nombre de confinement différentes pour établir cette transition vers les écoulements micro-fluidiques. Cette disparité des résultats montre que ce paramètre ne permet pas d'établir un consensus pour marquer la transition des macro-écoulements vers les micro-écoulements. Récemment, Chen *et al.* (2009) 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 (1997), 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 :

$$d_{tran} = \frac{160}{9}\frac{(\sigma\rho_l - 3\mu_l G)}{G^2} \tag{2.21}$$

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 encore 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. En dépit de toutes ces tentatives, un paramètre physique fiable n'a pas encore été établi pour la transition des macro-écoulements vers les micro-écoulements. Dans le cadre des résultats présentés dans ce manuscrit, les dimensions étudiées se référeront donc aux écoulements dans les mini-canaux selon la classification de Kandlikar (2002).

4. Reporté dans Agostini *et al.* (2008).

2.2.3 Régimes d'écoulement en ébullition convective

Lors de l'étude d'un écoulement en ébullition, il est essentiel de pouvoir identifier les différents régimes d'écoulement s'établissant dans la conduite. Ces régimes sont très fortement dépendants des conditions de fonctionnement, tels que la pression, le débit et le flux de chaleur imposés, ainsi que les caractéristiques thermophysiques du fluide de travail et l'état de surface des parois. L'étape d'identification des régimes d'écoulement est importante pour la compréhension des phénomènes physiques caractérisant l'évolution des coefficients d'échange et des pertes de pression. Nous présentons en Figure 2.2 les régimes d'écoulement rencontrés dans l'étude de Fu *et al.* (2007) pour un tube de $1,931\,mm$ et un écoulement ascendant d'azote liquide.

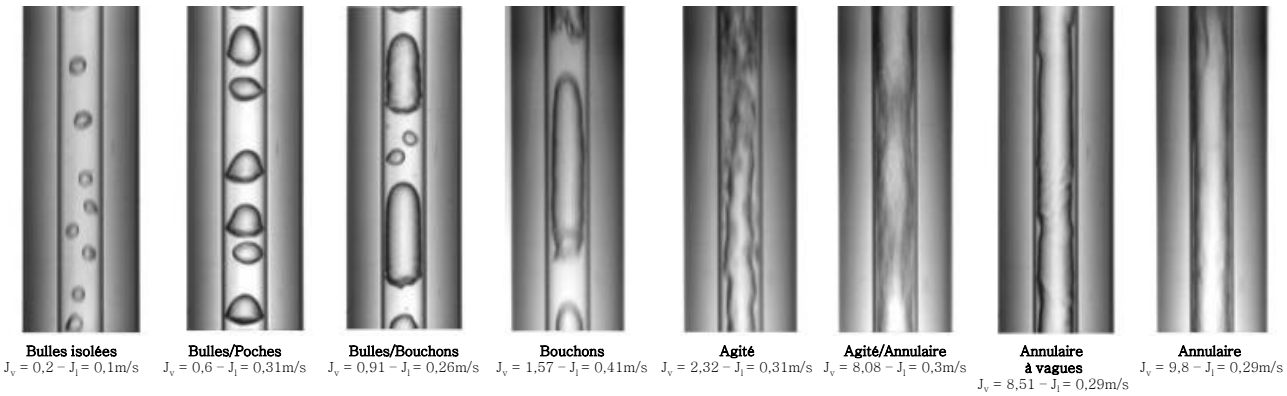


FIGURE 2.2 – Régimes d'écoulement et transitions rencontrés pour un écoulement vertical ascendant d'azote liquide dans un tube de $1,931\,mm$ selon Fu *et al.* (2007)

Pour les écoulements horizontaux, les configurations d'écoulement sont plus nombreuses que pour les écoulements verticaux en conduite de grands diamètres. En effet, les forces de gravité viennent rompre la symétrie de l'écoulement et on peut voir apparaître un écoulement stratifié. Au fur et à mesure que les dimensions diminuent, l'effet de tension de surface joue un rôle plus important et l'écoulement stratifié observable en grand tube peut complètement disparaître. Dans ce cas l'orientation de la mini-conduite peut avoir une moindre importance.

Aux petites échelles, les observations sont maintenant nombreuses. Cependant il n'existe toujours pas de définition universelle pour la description des régimes d'écoulement se produisant en mini-conduite. Nous avons remarqué que de nombreuses observations sont réalisées pour des conditions adiabatiques. Cependant, Carey (2008) précise que les observations en écoulement avec échange de chaleur restent comparables aux écoulements adiabatiques tant que les phénomènes instables liés au recul de l'écoulement n'interviennent pas.

Kew et Cornwell (1997) ont étudié l'écoulement du R141b dans des tubes de diamètres hydrauliques compris entre $1,39 - 3,69\,mm$ et observent trois configurations d'écoulement :

régime à bulles isolées, régime à bulles confinées, alternance des régimes annulaire et à poches de vapeur. Un écoulement constitué d'un mélange eau / air dans des conduites de sections circulaires et triangulaires, de diamètres hydrauliques compris entre $1,1 - 1,5\,mm$ a été étudié par Triplett *et al.* (1999). Les auteurs comptent pour leur configuration jusqu'à cinq régimes d'écoulement. Fu *et al.* (2007) qui ont eux étudié un écoulement d'azote liquide dans un tube de $1,931mm$, en rencontrent quatre pour leur configuration. Saisorn et Wongwise (2010) comptent le même nombre de régimes d'écoulement pour un mélange eau / air dans trois tubes de diamètres hydrauliques de $0,53\ mm$, $0,22\ mm$ et $0,15\ mm$, mais ceux-ci sont différents de ceux observés par Fu *et al.* (2007). Les nombreuses divergences entre ces données sont dues au caractère encore très subjectif des observations réalisées dans la revue bibliographique. Nous avons noté que ces disparités sont principalement causées par des considérations différentes entre les transitions des régimes d'écoulement.

Lorsque l'identification des régimes d'écoulement est réalisée, des cartes dépendant des vitesses (réelles ou superficielles) du liquide et de la vapeur peuvent être construites. Elles permettent de mener des expériences où l'apparition d'un régime d'écoulement peut être privilégiée en fonction de l'application envisagée. Quelques-unes des cartes les plus connues peuvent être retrouvées dans Baker (1954), Mandhane *et al.* (1974), Taitel et Dukler (1976).

2.2.4 Mécanismes de transfert de chaleur en ébullition

a) Sans effets inertiels : l'ébullition en vase

Pour aborder l'explication des mécanismes de transfert de chaleur apparaissant lors de l'ébullition convective, il est nécessaire de considérer, dans un premier temps, une configuration plus simple sans prise en compte des effets inertiels : l'ébullition en vase. Des phénomènes physiques importants sur les échanges de chaleur entre une paroi et un fluide en ébullition ont pu être compris dans cette configuration (voir Nukiyama (1934)).

L'influence du flux de chaleur sur l'évolution de la surchauffe de paroi est représentée sur la Figure 2.3. Cette Figure est couramment appelée courbe d'ébullition.
L'évolution de la courbe d'ébullition peut être décrite de la manière suivante :

(1) Du point A au point C (ou C' si le flux est le paramètre de contrôle), 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 $(T_p - T_{sat})$.

(2) 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.

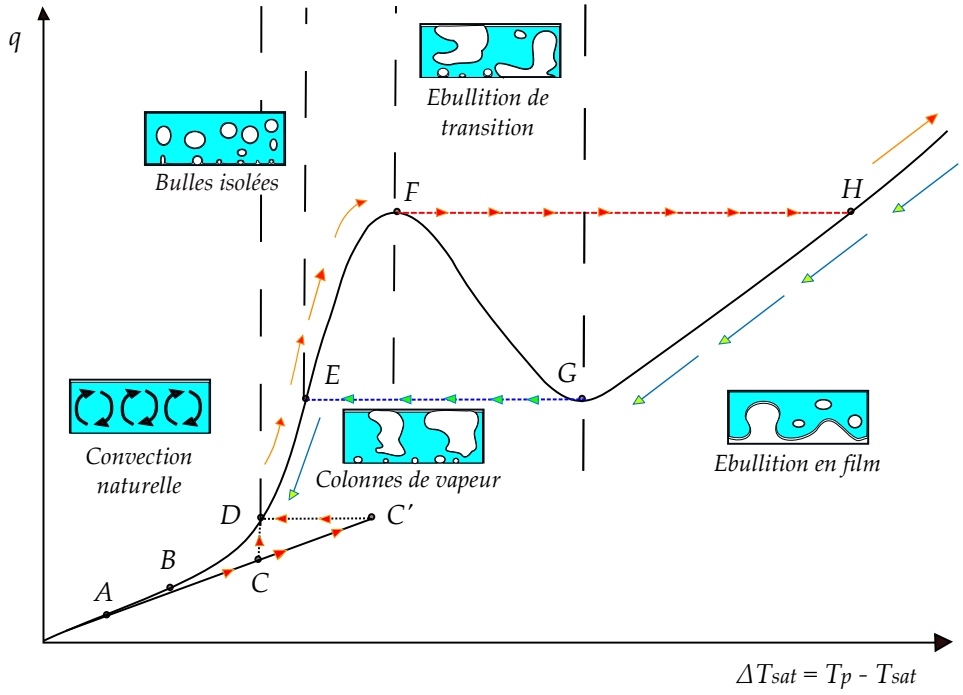


FIGURE 2.3 – Évolution de la courbe d'ébullition en fonction de la chauffe ou du refroidissement

Cette étape est couramment appelée en anglais Onset of Nucleate Boiling (ONB) [5]. 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, si :

a - la température en paroi est maintenue constante : 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,

b - le flux de chaleur en paroi est maintenu constant : 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.

(3) 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 si :

5. Dans la suite de ce manuscrit, nous emploierons ce terme pour définir cette condition.

a - 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),

b - on travaille à flux thermique imposé : 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, « 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.

(4) 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 augmenté avec la surchauffe. Le transport radiatif à travers la couche de vapeur peut également devenir important aux hautes températures.

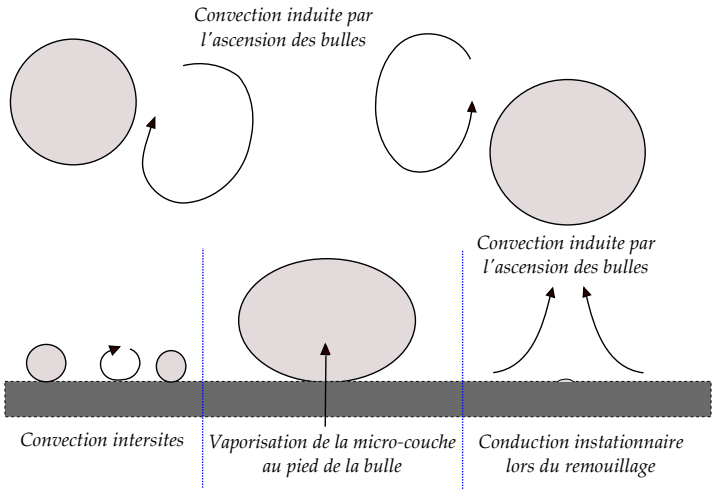


FIGURE 2.4 – Mécanismes de transfert en régime d'ébullition nucléée

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 (Figure 2.4) :

- ▷ 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 micro-couche 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 hys-

térésis en fonction de la chauffe ou du refroidissement de la plaque (ou du fil). Lors de la chauffe, l'évolution de la courbe d'ébullition passe par la succession de points ①, décrite ci-dessous. Lors du refroidissement (écoulement déjà dans le régime d'ébullition en film), l'évolution de la courbe d'ébullition passe par la succession ②. Dans ces deux cas suivants, 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.

① A → C → C' → D → E → F → H.

② H → G → E → D → B → A.

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 est bien au-delà des points que traitera ce manuscrit. Des études plus fines peuvent être retrouvées dans Collier et Thome (1994) ou Carey (2008).

b) Avec effets inertiels : l'ébullition convective interne

La considération des mécanismes de transfert de chaleur lors de l'ébullition convective est plus complexe que lors de l'ébullition en vase. L'ajout d'une composante inertielle fait apparaître de nouvelles forces, qui agissent sur l'écoulement et peuvent piloter dans certains cas les transferts de chaleur entre la paroi et le fluide. D'un point de vue thermodynamique, le changement de phase du liquide vers sa phase vapeur implique deux mécanismes lors de l'ébullition convective :

▷ **L'ébullition nucléée**

Elle se manifeste par la formation de bulles sur une paroi chauffée. Dans ce cas précis, les expériences d'ébullition en vase montrent que le coefficient de chaleur n'est pas affecté par le débit ou le titre de vapeur. Par contre, ce coefficient est piloté par le flux de chaleur (ou la surchauffe) imposé à la paroi. De nombreuses lois existent pour corréler ces coefficients d'échange lorsque cette condition est atteinte. Elles s'écrivent d'une manière générale selon :

$$q'' = \eta \left[T_p - T_{sat}(P)\right]^m \tag{2.22}$$

η est un paramètre dépendant de la surface et des propriétés thermophysiques du fluide et T_{sat} est la température de saturation obtenue en fonction de la pression P du système. Le paramètre m est un exposant typique compris entre 2 et 4.

▷ **L'évaporation convective**

Elle correspond à la vaporisation du liquide aux interfaces liquide/vapeur lorsque le fluide est en écoulement. Dans cette configuration, les corrélations établies dépendent souvent de la variation du débit et du titre. Pour ces cas, le flux n'a plus (ou peu) d'influence sur les transferts thermiques et l'on peut supposer que l'impact de l'état de surface est négligeable.

☞ *Naissance de l'ébullition*

Un paramètre important lors de l'étude de l'ébullition convective est la détermination de la position où l'ONB (qui traduit la transition de l'écoulement monophasique vers l'écoulement en ébullition) se produit. Ce paramètre inclut les phénomènes de naissance de la bulle sur la paroi, son éventuel glissement sur celle-ci, jusqu'au détachement de la bulle de cette paroi. À partir de ce point, les résultats obtenus expérimentalement commencent à dévier de l'ensemble des lois et corrélations établies dans le cadre monophasique. Ainsi, la détermination des conditions de flux de chaleur ou de surchauffe de paroi amenant à l'apparition de l'ONB est essentielle pour les questions de dimensionnement des échangeurs de chaleur.

Hsu (1962) a été le premier à élaborer un modèle semi-théorique sur les critères amenant à l'ONB. Il suppose l'existence d'un embryon de vapeur au niveau d'un site de nucléation localisé sur une paroi chauffée. La chauffe de cette paroi entraîne le développement d'une couche limite thermique à son voisinage. Hsu (1962) montre que l'ONB peut se produire en fonction d'une surchauffe de paroi ($T_p - T_{sat}$) minimale. Son modèle permet ainsi de déterminer des gammes de diamètres de sites activables pour des conditions d'ébullition en vase.

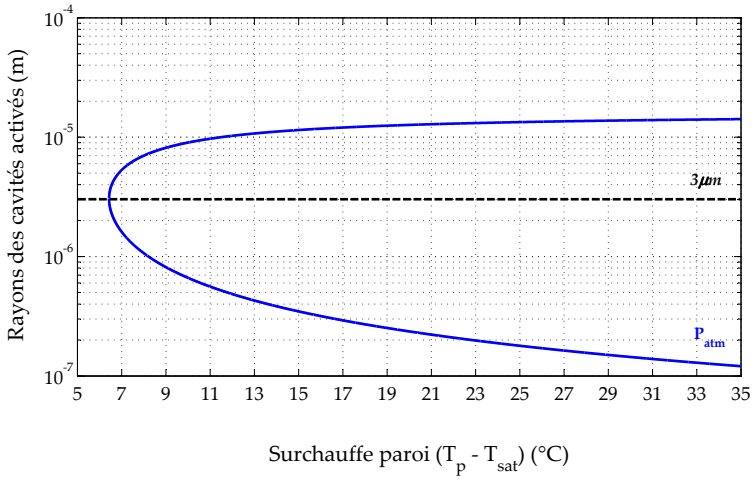


FIGURE 2.5 – Rayon des sites activables selon Hsu (1962) pour du Forane 365 HX

La Figure 2.5 donne la gamme de sites activables pour le Forane 365 HX en considérant un coefficient d'échange de 4000 $W.m^{-2}.K^{-1}$. Ceci conduit à une épaisseur de couche limite thermique de $32\,\mu m$ où les premiers sites activés auraient un rayon de $3\,\mu m$ pour une surchauffe minimale de $6,4^oC$ selon l'étude développée par Hsu (1962).

Se basant sur un grand nombre de données en ébullition convective pour de l'eau en conditions saturées, d'autres auteurs (Bergles et Rohsenow (1964), Sato et Matsumura (1964), Davis et Anderson (1966)), ont déterminé le flux minimum pour l'apparition de l'ONB. Frost et Dza-

kowic (1967) ont, quant à eux, déterminé le flux permettant l'apparition de l'ONB pour une très grande variété de fluides (dont des réfrigérants) en conditions saturées [6] :

$$q''_{ONB} = \frac{\lambda_l h_{lv} \rho_v}{8\sigma T_{sat}} \left[(T_p - T_{sat})^2 Pr_l^{-2} \right] \tag{2.23}$$

où λ_l est la conductivité thermique du liquide, h_{lv} la chaleur latente de vaporisation, ρ_v la masse volumique de la vapeur et Pr_l le nombre de Prandtl du liquide

La connaissance du flux ou la surchauffe de paroi, permet d'estimer la position où a lieu l'ONB, à l'aide d'un bilan thermique effectué sur le mini-canal. Pour un écoulement monophasique thermiquement développé et en faisant les hypothèses de flux uniforme, de section de passage constante et de température d'entrée égale à $T_{l,amont}$, ce bilan peut s'écrire (Figure 1.3) :

$$\int_0^a \int_0^b \rho_l c_{p,l} (T_l(z) - T_{l,amont}) \vec{u_l}.\vec{n}\, dS = -\int_0^{z_{ONB}} q''p\, dz \tag{2.24}$$

où ρ_l est la masse volumique du liquide, $c_{p,l}$ la chaleur spécifique à pression constante du liquide. En exprimant u_l (vitesse du fluide) en fonction de G et la valeur du périmètre (p) et de la section droite du canal (S) en fonction de la largeur (a) et de la hauteur (b) du canal, on aboutit à :

$$q''_{ONB} = \frac{G c_{p,l} (T_l(z) - T_{l,amont})}{z_{ONB}} \left[\frac{ab}{2(a+b)} \right] \tag{2.25}$$

Si l'on considère le coefficient d'échange convectif (h_l) constant le long de la paroi du canal avec une condition de flux de chaleur homogène, on obtient la relation suivante :

$$q'' = h_l [T_p(z) - T_l(z)] \tag{2.26}$$

En éliminant le terme $T_l(z)$ des équations (2.25) et (2.26), la position de l'ONB s'exprime selon :

$$z_{ONB} = G c_{p,l} \left[\frac{ab}{2(a+b)} \right] \left[\frac{(T_p(z_{ONB}) - T_{l,amont})}{q''_{ONB}} - \frac{1}{h_l} \right] \tag{2.27}$$

Dans la pratique, seules des corrélations peuvent permettre d'estimer correctement la position de l'apparition de l'ONB, qui est due à la combinaison de nombreux phénomènes, rendant sa prédiction complexe. Des équipes de recherche travaillent actuellement sur des théories semi-analytiques traitant des phénomènes physiques agissant sur l'ONB et sur le détachement des bulles de la paroi. Nous ne détaillerons pas ici ces analyses que le lecteur intéressé pourra trouver dans Colin *et al.* (2009).

6. De nombreuses autres corrélations peuvent être retrouvées dans Liu *et al.* (2005) (voir Table 1).

☞ *Instabilités en espaces confinés*

Des conditions d'instabilités peuvent apparaître au fur et à mesure que le diamètre de la conduite est réduit. En effet, pour les écoulements en mini-conduite le détachement des bulles sur la paroi ou la coalescence de celles-ci peuvent former des bulles allongées, qui plaquent le fluide qui se trouve localisé en proche paroi. Cette condition amène à un accroissement des frottements interfaciaux et pariétaux. Une diminution du débit massique et aussi une élévation de la température de paroi peuvent intervenir pour ce cas. À partir d'un certain diamètre de conduite, la croissance des bulles peut devenir si rapide (et violente) que leur croissance axiale peut faire apparaître des conditions d'instabilités cycliques (Figure 2.6). Des situations de recul de l'écoulement (croissance de la bulle vers l'amont) appelé en anglais backflow [7] peuvent être observables. Ce recul est suivi d'une diminution du débit, qui entraîne une augmentation de la pression en entrée et conduit à l'évacuation de la bulle présente dans la conduite. Après cette évacuation le phénomène peut se reproduire avec une nouvelle croissance d'une bulle allongée dans la conduite.

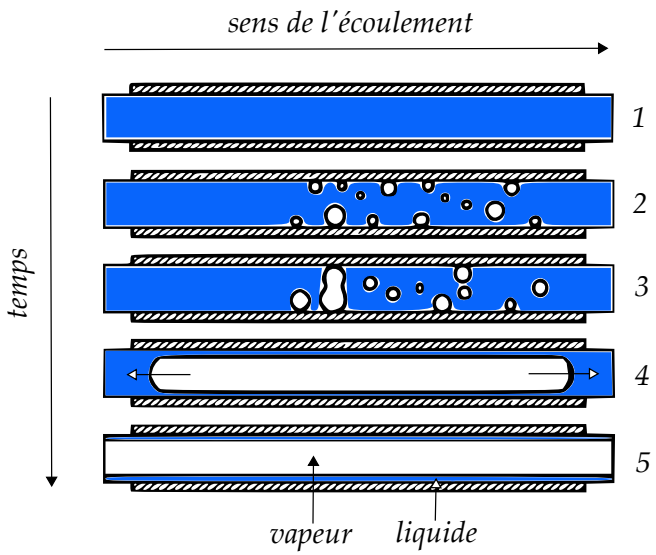


FIGURE 2.6 – Instabilités en conduites de faibles dimensions selon Consolini (2008)

7. Le lecteur intéressé pourra trouver plus d'informations sur les instabilités en mini-canaux dans Wu et Cheng (2003), Kandlikar (2006), Huh *et al.* (2007), Wang *et al.* (2007), Consolini (2008).

☞ *Flux critique (CHF)*

Les conditions d'apparition du flux critique lors de l'ébullition convective revêtent une grande importance. Pour des valeurs de flux de chaleur imposées supérieures au flux critique (voir ①), ou pour des échangeurs de chaleur mal dimensionnés [8] (voir ②), des mécanismes d'assèchement de paroi qui peuvent dégrader le fonctionnement de l'échangeur de chaleur risquent de se produire.

① La fréquence de formation des bulles est très élevée. Les bulles très proches les unes des autres tendent à coalescer entre elles et à former des poches de vapeur qui isolent totalement la paroi du mini-canal du liquide au centre. L'augmentation de température de paroi dans ces cas est très élevée et peut endommager rapidement le dispositif expérimental. L'apparition de ce phénomène est appelé assèchement de premier type ou en anglais Departure from Nucleate Boiling (DNB).

② L'ébullition convective passe par une succession de régimes d'écoulement. Lors du régime annulaire, la vitesse de la vapeur au centre de la conduite peut devenir très élevée par rapport à la vitesse du liquide. Pour les conditions où la différence de vitesse ou de masse volumique entre le liquide et la vapeur sont faibles, l'évaporation du film liquide en paroi peut conduire à cet assèchement si la conduite a une longueur trop importante.

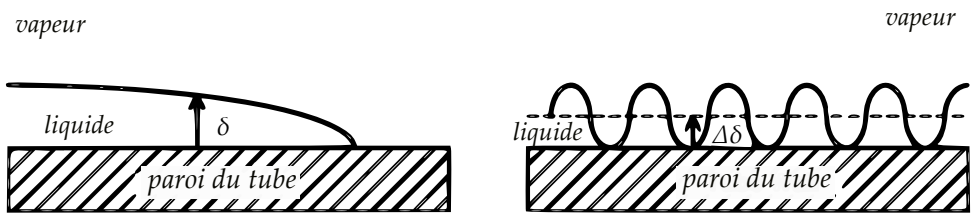


FIGURE 2.7 – Mécanisme amenant à l'assèchement selon le cas ② selon Revellin *et al.* (2008)

Pour les conditions où cette différence de vitesse est grande, des contraintes de cisaillement interfaciales importantes peuvent conduire à l'apparition d'instabilités interfaciales de type Kelvin-Helmholtz (Figure 2.7). En fonction de l'amplitude de ces instabilités, des zones asséchées en paroi peuvent apparaître. Dans ce dernier cas les conditions d'assèchement partiel sont atteintes. L'augmentation des températures de paroi pour cette situation est plus modérée que précédemment. Ce phénomène est appelé assèchement de second type ou dryout en anglais.

8. Les conditions de fonctionnement définies au §2.3.3, mais aussi la nature du fluide de travail peuvent notablement modifier la valeur du flux critique

✍ Synthèse sur les mécanismes intervenant lors de l'ébullition convective

Généralement l'ajout d'une composante inertielle conduit à l'amélioration des échanges de chaleur. De plus, nous avons relevé que pour des conduites de faibles dimensions, l'ébullition en vase ne paraît pas adaptée car le confinement conduirait à un assèchement plus rapide de la paroi [a].

Lors de l'étude d'un écoulement en ébullition convective, il devient nécessaire de déterminer, pour chaque condition de débit massique imposée, les valeurs du flux de chaleur échangée permettant la naissance de l'ébullition ainsi que l'apparition de l'assèchement de paroi. Ces deux mécanismes sont essentiels pour le dimensionnement des mini-canaux, car ils bornent leurs étendues de fonctionnement pour des conditions d'ébullition. Notons que des instabilités liées à la réduction des dimensions géométriques d'une mini-conduite peuvent intervenir lorsque les dimensions d'une bulle de vapeur tendent à devenir plus importantes que celles de la section de la conduite. Par conséquent, la bulle ne peut que croître dans la direction longitudinale. Ces données sont à considérer lorsque la section de passage d'un écoulement en ébullition est réduite.

a. Geisler et Bar-Cohen (2009).

2.3 Paramètres influençant la nature de l'ébullition

Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons à l'influence des paramètres (nature du fluide de travail, mouillabilité du fluide avec la paroi, conditions de fonctionnement, géométrie du mini-canal) ayant un impact sur les coefficients d'échange de chaleur, les pertes de pression ou les transitions entre les régimes d'écoulement. Notons que l'influence de tous ces paramètres peut notablement affecter le flux amenant à l'ONB, les instabilités apparaissant dans les mini-canaux, les phénomènes de suppression de l'ébullition nucléée et aussi l'apparition du CHF, néanmoins ces analyses ne seront pas détaillées dans cette revue bibliographique.

2.3.1 Choix du fluide de travail

Il est utile de pouvoir estimer l'influence d'un fluide de travail choisi sur l'évolution des pertes de pression et des transferts de chaleur lors d'un écoulement en ébullition. Cette tâche importante permet d'effectuer des choix préliminaires lors de la sélection d'un fluide de travail. Cependant, les comparaisons entre les données de la revue bibliographique sont particulièrement ardues à effectuer, du fait de la difficulté à pouvoir confronter les résultats expérimentaux obtenus par différentes équipes de recherche sur différents bancs expérimentaux. Les raisons de cette difficulté sont liées aux nombreuses conditions opératoires (pression de fonctionnement, température d'entrée, section de la conduite, rugosité à la paroi) rencontrées expérimentalement. Néanmoins, lorsque des études sont menées pour différents fluides sur un même dispositif expérimental, il est possible de faire un comparatif objectif de l'influence des propriétés thermophysiques de ces fluides. Nous présenterons quelques résultats qui proposent de comparer l'évolution des pertes de pression et du coefficient d'échange pour différents fluides sur un même dispositif.

a) Évolution des pertes de pression

Nous avons noté que l'influence du fluide de travail sur l'évolution de la perte de pression est assez peu étudiée dans la littérature. Nous présentons dans ce paragraphe, une synthèse de trois articles représentatifs qui permettent d'évaluer l'influence du choix du fluide sur l'évolution de la perte de pression pour des conduites de faibles dimensions. Nous déterminerons ainsi, les propriétés thermophysiques ayant un fort impact sur les pertes de pression lors de l'ébullition convective en mini-canaux.

☞ *Résultats expérimentaux de Revellin et Thome (2006)*

Revellin et Thome (2006) utilisent le R134a et le R245fa comme fluides de travail. Leur section d'essai est constituée d'un tube en acier inoxydable, de diamètre hydraulique de $0,509\,mm$. Un évaporateur situé avant la section d'observation permet d'effectuer le changement de phase.

Cet évaporateur a une longueur de $70,7\,mm$. L'étude des pertes de pression se fait ensuite pour des conditions adiabatiques [9]. La vitesse massique est de 700 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et le sous-refroidissement en entrée du tube est compris entre 5 et 6^oC. Les propriétés thermophysiques des deux fluides utilisés sont reportées dans la Table 2.2 [10] en fonction des conditions opératoires.

Fluide	T_{sat}	ρ_l	ρ_v	h_{lv}	c_{pl}	c_{pv}	μ_l	μ_v	λ_l	λ_v	Pr_l	Pr_v	σ
Unités	^oC	$^{kg}/_{m^3}$	$^{kg}/_{m^3}$	$^{kJ}/_{kg}$	$^{kJ}/_{kg.K}$	$^{kJ}/_{kg.K}$	$^{\mu kg}/_{m.s}$	$^{\mu kg}/_{m.s}$	$^{mW}/_{m.K}$	$^{mW}/_{m.K}$	S.U	S.U	$^{mN}/_{m}$
R134a	35	1167	43,4	168,2	1,47	1,1	172	12,1	76,8	14,8	3,3	0,9	6,7
R245fa	35	1311	11,9	184,8	1,36	0,9	358	10,6	86,9	14,7	5,6	0,67	12,7

Table 2.2 – Propriétés thermophysiques du R245fa à 213 kPa et du R134a à 887 kPa selon Revellin et Thome (2006)

La Figure 2.8 montre que sur l'ensemble de leurs résultats, le terme de perte de pression est plus grand pour le R245fa. Les auteurs précisent que $3\rho_v$(R245fa) $\cong$ ρ_v(R134a), ce qui conduit à une vitesse superficielle de la vapeur plus grande pour le R245fa pour un même titre thermodynamique.

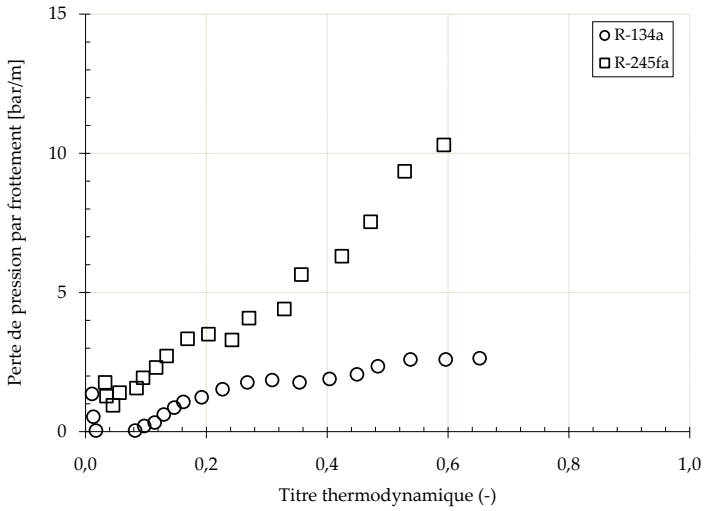


Figure 2.8 – Évolution des pertes de pression pour le R134a et le R245fa et pour une vitesse de 700 $kg.m^{-2}.s^{-}$ selon Revellin et Thome (2006)

Cela signifie que la contrainte de cisaillement interfaciale est plus importante pour ce fluide. De plus, le nombre de Reynolds du liquide (basé sur la vitesse superficielle) est plus élevé pour

9. Un système externe permet de réguler la température autour de la section de visualisation

10. Certaines des données reportées dans cette Table sont issues de l'article de Revellin et Thome (2006), les autres ont été calculées à l'aide de Refprop 7 (2002) ou des données de la littérature. Nous avons aussi calculé de la même manière les propriétés thermophysiques présentées dans toutes les Tables suivantes, lorsque celles-ci ne sont pas présentées dans l'article cité.

le R245fa ce qui conduit à une contrainte pariétale plus importante. L'influence conjointe de ces deux évolutions amène à une perte de pression plus importante pour ce fluide que pour le R134a.

☞ *Résultats expérimentaux de Jassim et Newell (2006)*

Jassim et Newell (2006) se basent sur les résultats de Niño (2002) pour réaliser des cartes d'écoulement de type probabiliste. Les fluides de travail utilisés sont le R410a [11], le R134a et un mélange eau/air que nous ne traiterons pas. Quelques valeurs des propriétés thermophysiques des fluides utilisés dans leurs conditions de fonctionnement sont données en Table 2.3.

Fluide	T_{sat}	ρ_l	ρ_v	h_{lv}	c_{pl}	c_{pv}	μ_l	μ_v	λ_l	λ_v	Pr_l	Pr_v	σ
Unités	^oC	kg/m^3	kg/m^3	kJ/kg	$kJ/kg.K$	$kJ/kg.K$	$\mu kg/m.s$	$\mu kg/m.s$	$mW/m.K$	$mW/m.K$	S.U	S.U	mN/m
R410a	10	1132	42,5	206,8	1,53	0,78	145	12,2	94	12,8	2,4	0,74	7,2
R134a	10	1261	20,2	190,7	1,37	0,94	235	11,1	88	12,4	3,7	0,84	10,1

TABLE 2.3 – Propriétés thermophysiques du R134a à 414 kPa et du R410a à 1088 kPa selon Jassim et Newell (2006)

Peu d'informations sont données quant aux dimensions de la section d'essai. Notons qu'elle est constituée de six canaux parallèles (les quatre au centre sont rectangulaires et les deux autres situés aux bords ont un côté circulaire pour un diamètre hydraulique estimé à $1,54\,mm$). La section d'essai est réalisée dans de l'aluminium extrudé.

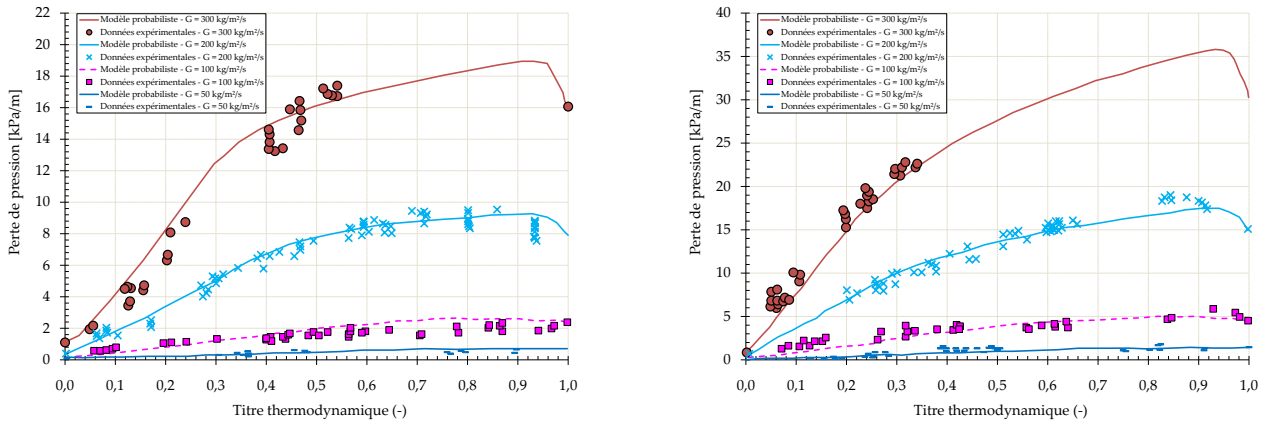


FIGURE 2.9 – Évolution des pertes de pression pour le : (a) R410a (b) R134a selon Jassim et Newell (2006)

11. Les données thermophysiques présentées pour ce fluide ont été obtenues sur http ://www.ineosfluor.com/

Les expériences sont effectuées en conditions diabatiques pour des vitesses massiques comprises entre 50 et 300 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et un fluide saturé. La Figure 2.9 nous permet de remarquer que les pertes de pression sont plus importantes pour le R134a pour l'ensemble de la plage de titres et pour l'ensemble des débits testés. Notons que $\rho_v(\text{R134a}) \cong 2\rho_v(\text{R410a})$. De plus cette observation permet d'affirmer que, pour une même condition de titre, la vitesse superficielle de la vapeur est environ deux fois plus grande pour le R134a que pour le R410a. Par conséquent, la perte de pression diphasique étant ici principalement contrôlée par la vitesse de la vapeur (vitesses superficielles de la phase liquide équivalentes), cette perte de pression est donc plus forte pour le R134a que pour le R410a.

☞ *Résultats expérimentaux de Tran* et al. *(2000)*

Tran *et al.* (2000) étudient l'évolution des pertes de pression pour le R12 et le R134a. Leur section d'essai réalisée en laiton [12] est un tube de section circulaire d'un diamètre hydraulique de $2,46\,mm$, pour une longueur de $914\,mm$. Les expériences sont réalisées dans des conditions diabatiques et pour un fluide saturé. Quelques propriétés thermophysiques des fluides utilisés sont présentées en Table 2.4 pour leurs conditions opératoires.

Fluide	T_{sat}	ρ_l	ρ_v	h_{lv}	c_{pl}	c_{pv}	μ_l	μ_v	λ_l	λ_v	Pr_l	Pr_v	σ
Unités	^oC	$^{kg}/_{m^3}$	$^{kg}/_{m^3}$	$^{kJ}/_{kg}$	$^{kJ}/_{kg.K}$	$^{kJ}/_{kg.K}$	$^{\mu kg}/_{m.s}$	$^{\mu kg}/_{m.s}$	$^{mW}/_{m.K}$	$^{mW}/_{m.K}$	S.U	S.U	$^{mN}/_{m}$
R12	$34,4$	1275	$47,2$	$133,4$	$1,01$	$0,73$	170	12	64	11	$2,7$	$0,8$	$7,3$
R134a	$32,8$	1176	$40,8$	$170,4$	$1,46$	$1,08$	177	12	78	$14,6$	$3,3$	$0,89$	7

Table 2.4 – Propriétés thermophysiques du R134a et du R22, à 835 kPa selon Tran *et al.* (2000)

Sur l'ensemble de leur gamme de flux (Figure 2.10), nous remarquons que la perte de pression est toujours plus faible pour le R134a. Les auteurs précisent que pour atteindre une même valeur de flux absorbé par le fluide, le débit massique doit être plus élevé pour le R12, qui a une chaleur latente plus faible que pour le R134a. Cela entraîne une perte de pression plus importante pour le R12. La comparaison des propriétés thermophysiques des deux fluides montre qu'il ne s'agit, ici, ni d'un effet de viscosités (celles-ci étant relativement proches) ni d'un effet de masse volumique (masses volumiques proches pour les phases liquide et vapeur).

12. Notons que ce matériau est particulièrement intéressant pour la finition des surfaces.

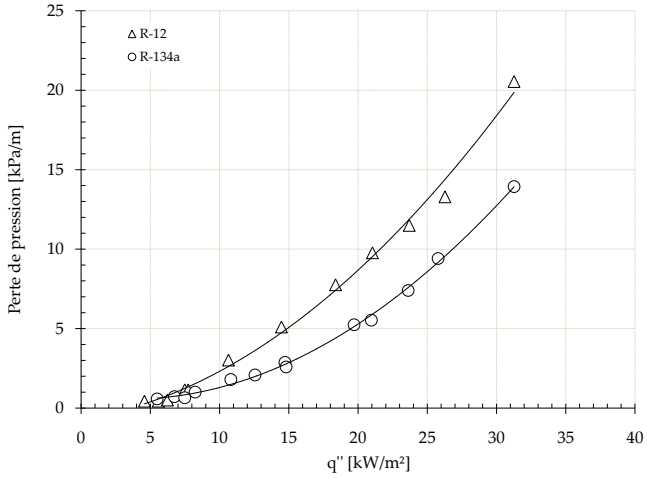


FIGURE 2.10 – Évolution des pertes de pression pour le R134a et le R12 selon Tran *et al.* (2000)

✍ Synthèse : Impact du choix du fluide sur les pertes de pression

Le choix du fluide et en particulier la sélection du couple ρ_l/ρ_v est d'importance pour évaluer les pertes de pression en ébullition convective interne. En effet, les données de la revue bibliographique montrent que lorsque la différence entre la masse volumique du liquide et la masse volumique de la vapeur est importante, les pertes de pression diphasiques sont élevées. En effet, l'augmentation de la différence entre ces deux masses volumiques contribue à l'intensification des cisaillements interfaciaux générées par les glissements plus intenses entre les phases. Par conséquent, lors du choix d'un fluide de travail, une attention spécifique doit être portée à ce couple de données thermophysiques.

b) Évolution du coefficient d'échange thermique

☞ *Résultats expérimentaux de Diaz et Schmidt (2007)*

Diaz et Schmidt (2007) ont comparé l'évolution du coefficient d'échange de chaleur pour de l'eau et de l'éthanol à pression atmosphérique. Leur section d'essai, réalisée en alliage de Nickel (Inconel 600), est composée d'un canal unique rectangulaire. Le canal a une hauteur de $0,3\,mm$, une largeur de $12,7\,mm$ pour une longueur de $200\,mm$ ($d_h = 586\,\mu m$). Nous avons listé les propriétés thermophysiques de leurs fluides dans la Table 2.5.

Fluide	T_{sat}	ρ_l	ρ_v	h_{lv}	c_{pl}	c_{pv}	μ_l	μ_v	λ_l	λ_v	Pr_l	Pr_v	σ
Unités	^oC	$^{kg}/_{m^3}$	$^{kg}/_{m^3}$	$^{kJ}/_{kg}$	$^{kJ}/_{kg.K}$	$^{kJ}/_{kg.K}$	$^{\mu kg}/_{m.s}$	$^{\mu kg}/_{m.s}$	$^{mW}/_{m.K}$	$^{mW}/_{m.K}$	S.U	S.U	$^{mN}/_{m}$
Eth.	$78,3$	757	$1,435$	963	3	$1,8$	$428,7$	$10,4$	154	20	$8,37$	$0,96$	17
Eau	100	958	$0,597$	2257	$4,2$	2	$277,5$	$12,5$	679	25	$1,72$	$1,02$	59

TABLE 2.5 – Propriétés thermophysiques de l'eau et de l'éthanol à pression atmosphérique

Les points expérimentaux obtenus par les auteurs pour une vitesse massique de $500kg.m^{-2}.s^{-1}$ ont été reportés sur la Figure 2.11.

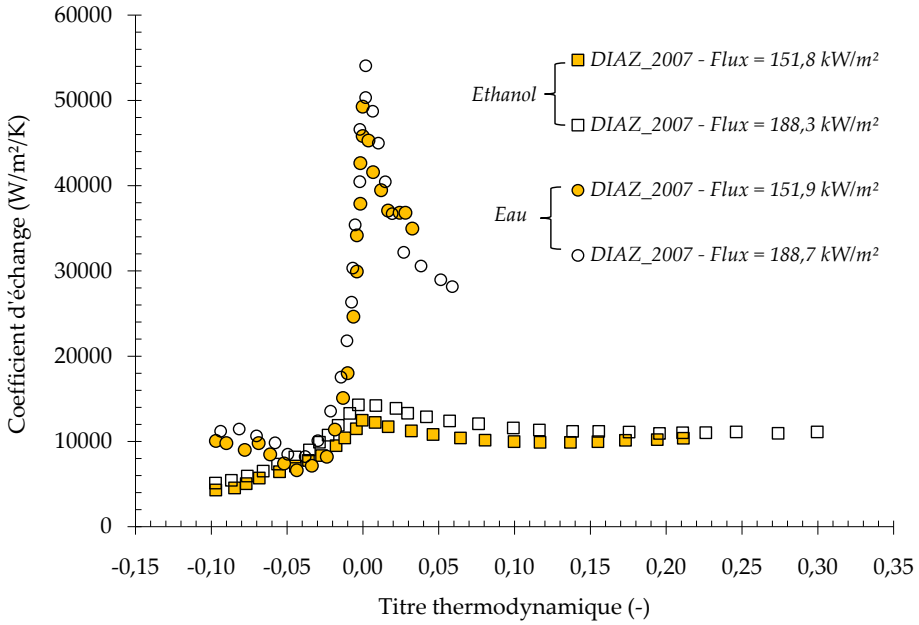


FIGURE 2.11 – Comparaison des coefficients d'échange thermique entre de l'eau et de l'éthanol selon Diaz et Schmidt (2007)

Les données présentées indiquent que les coefficients d'échange thermique présentent une forte dépendance au fluide de travail utilisé. En effet, pour une même valeur de titre thermodynamique, les coefficients d'échange de chaleur obtenus pour l'eau sont généralement plus élevés. Ceci est dû à la chaleur latente qui est plus élevée pour l'eau et qui, à débit de vapeur égal, conduit à l'intensification des échanges thermiques.

En outre, nous observons l'apparition d'un pic lors de la transition des conditions sous-refroidies ($x < 0$) aux conditions saturées ($x \geq 0$) pour l'eau en tant que fluide de travail qui n'a pas été observé pour l'éthanol. Selon notre interprétation, cette observation est due aux

mécanismes de croissance [13] des bulles, mais aussi au confinement de l'écoulement qui varient en fonction du fluide de travail utilisé [14].

☞ *Résultats expérimentaux de Bertsch* et al. *(2009)*

Bertsch *et al.* (2009) utilisent du R134a et du R245fa comme fluides de travail pour l'étude de l'évolution des coefficients d'échange de chaleur. Leur section d'essai est composée de 33 canaux rectangulaires parallèles en cuivre purifié en oxygène. La hauteur de ces canaux est 953 μm, la largeur de 381 μm, pour une longueur de $9,53\,mm$. Certaines des propriétés thermophysiques des fluides de travail sont présentées dans la Table 2.6.

Fluide	T_{sat}	ρ_l	ρ_v	h_{lv}	c_{pl}	c_{pv}	μ_l	μ_v	λ_l	λ_v	Pr_l	Pr_v	σ
Unités	^oC	kg/m^3	kg/m^3	kJ/kg	$kJ/kg.K$	$kJ/kg.K$	$\mu kg/m.s$	$\mu kg/m.s$	$mW/m.K$	$mW/m.K$	S.U	S.U	mN/m
R134a	$18,7$	1230	$26,7$	$183,4$	$1,4$	1	211	$11,4$	84	$13,2$	$3,5$	$0,85$	$8,9$
R245fa	$20,3$	1352	$7,2$	$193,6$	$1,3$	$0,9$	431	10	$91,5$	$13,5$	$6,3$	$0,66$	$14,7$

Table 2.6 – Propriétés thermophysiques du R245fa à 125 kPa et du R134a à 550 kPa selon Bertsch *et al.* (2009)

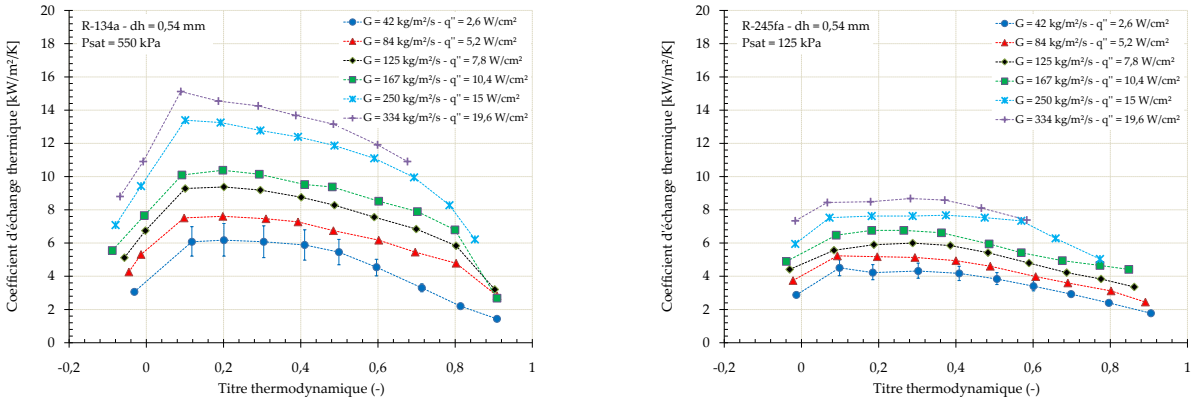
La comparaison de ces données est particulièrement intéressante puisque de nombreuses propriétés thermophysiques de ces deux fluides sont assez semblables ; ce qui permet d'estimer l'influence spécifique de certaines d'entre elles (ρ_v, μ_l, σ). Les auteurs expliquent que pour des conditions d'ébullition en vase le coefficient d'échange est inversement proportionnel à la tension superficielle (selon les équations de Bennet et Chen (1980)). Ils concluent en disant que leurs résultats sont en accord avec l'évolution prédite par cette équation, ce qui conduirait à des échanges thermiques meilleurs pour le R134a (Figure 2.12). C'est une conclusion qui peut paraître surprenante par rapport aux résultats expérimentaux de Diaz et Schmidt (2007), où l'eau avait une tension superficielle plus élevée que l'éthanol mais permettait d'obtenir de meilleurs coefficients d'échange thermique.

Ce résultat peut aussi s'expliquer par la différence entre les viscosités des deux liquides (μ_l) qui peut avoir un impact sur l'évolution des transferts thermiques selon notre interprétation [15].

13. L'angle de contact de l'eau avec le Nickel est compris entre 60° et 70° selon Wang *et al.* (2002) et est, en général, beaucoup plus faible pour les couples alcools/métaux. En faisant l'hypothèse que cet angle est de l'ordre de 10° pour l'éthanol, la corrélation de Phan *et al.* (2009) prédit, pour une condition d'ébullition en vase, un diamètre de détachement pour l'eau de $1,453\,mm$ et de $0,728\,mm$ pour l'éthanol.

14. Selon l'analyse de Kew et Cornwell (1997), le confinement de l'écoulement avec de l'eau serait plus important ($Co = 4,27$) que pour l'éthanol ($Co = 2,63$) dans l'étude de Diaz et Schmidt (2007)

15. Notons que la valeur du couple ρ_l/ρ_v a plutôt une influence sur l'évolution de la perte de pression. L'impact de la tension de surface (σ) est généralement significative sur les transitions entre régimes d'écoulement. Cependant ces transitions n'impliquent pas nécessairement (lorsque l'on est loin des conditions d'assèchement),



(a) (b)

FIGURE 2.12 – Évolution du coefficient d'échange selon Bertsch *et al.* (2009) pour le : (a) R134a (b) R245fa

L'analyse du nombre de Prandtl des phases liquides nous permet de formuler une hypothèse permettant d'expliquer les raisons de cette évolution pour les valeurs de titres faibles à modérées. L'évolution de ce nombre précise que, pour l'utilisation du R134a, les phénomènes de diffusion thermique seront plus rapides que les effets de diffusion de quantité de mouvement. Puisque nous observons une amélioration des transferts thermiques pour le R134a alors que les débits sont les mêmes (par comparaison avec les résultats obtenus pour le R245fa), nous pouvons conclure que l'échange thermique est contrôlé par le flux de chaleur imposé à la paroi [16] pour ces valeurs de titres. L'analyse de ce nombre permettrait aussi de justifier les résultats de Diaz et Schmidt (2007).

☞ *Résultats expérimentaux de Ong et Thome (2009)*

Ong et Thome (2009) utilisent trois fluides de travail pour étudier l'évolution du coefficient d'échange thermique dans un mini-tube. Quelques valeurs des propriétés thermophysiques de ces trois fluides peuvent être retrouvées dans la Table 2.7.

une amélioration ou une dégradation des transferts thermiques comme nous le verrons lors de l'étude de Ong et Thome (2009).

16. Ce résultat est vérifié pour la plage de titres intermédiaires - $0,1 \leq x \leq 0,8$. Aux titres plus importants, le coefficient d'échange peut devenir meilleur pour le R245fa.

Fluide	T_{sat}	ρ_l	ρ_v	h_{lv}	c_{pl}	c_{pv}	μ_l	μ_v	λ_l	λ_v	Pr_l	Pr_v	σ
Unités	^oC	kg/m^3	kg/m^3	kJ/kg	$kJ/kg.K$	$kJ/kg.K$	$\mu kg/m.s$	$\mu kg/m.s$	$mW/m.K$	$mW/m.K$	S.U	S.U	mN/m
R134a	$30,9$	1184	$38,6$	$170,2$	$1,45$	$1,07$	181	$11,9$	78	$14,4$	$3,3$	$0,88$	$7,29$
R236fa	$30,9$	1339	$22,2$	$142,4$	$1,28$	$0,9$	265	11	71	$13,3$	$4,8$	$0,75$	$9,36$
R245fa	$30,8$	1323	$10,4$	$187,4$	$1,35$	$0,92$	377	$10,4$	88	$14,3$	$5,8$	$0,67$	$13,3$

TABLE 2.7 – Propriétés thermophysiques du R245fa à 184 kPa, du R236fa à 331 kPa et du R134a à 792 kPa selon Ong et Thome (2009)

Le mini-tube utilisé est en acier inoxydable (AISI304), a un diamètre hydraulique de $1,03mm$ pour une longueur de $180mm$. Les résultats de cette étude sont présentés de manière très percutante par les auteurs, car ils permettent une meilleure compréhension de l'influence de propriétés thermophysiques spécifiques sur l'évolution du coefficient d'échange. L'évolution des transitions de régimes d'écoulement observées avec l'évolution des coefficients d'échange est reportée en Figure 2.13.

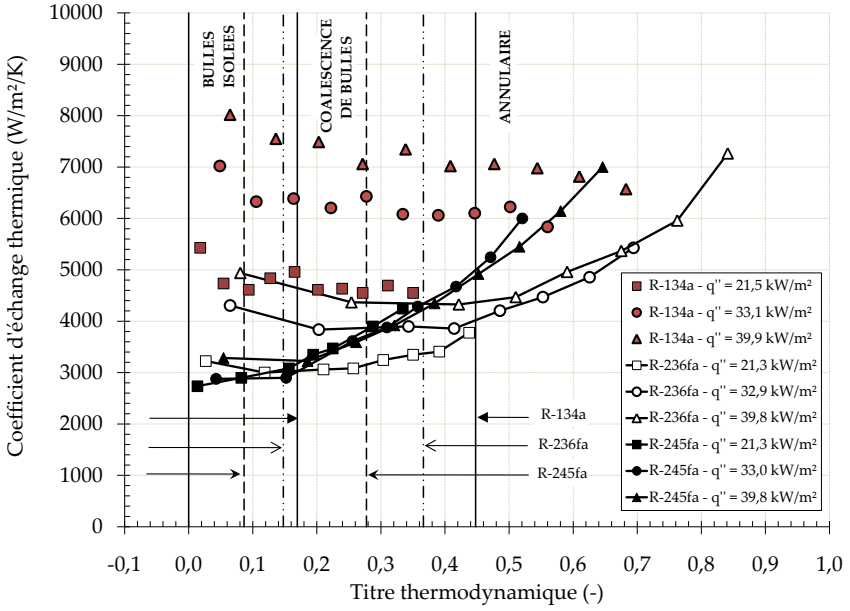


FIGURE 2.13 – Evolution du coefficient d'échange pour du R134a, du R236fa et du R245fa selon Ong et Thome (2009)

Les résultats sont obtenus pour une vitesse massique de 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et un sous-refroidissement de 4^oC à l'entrée. Les auteurs se basent sur le paramètre de confinement de Kew et Cornwell (1997) [équation (2.20)] pour conforter la chronologie des transitions de régimes pour les différents fluides [17]. Notons que plus la tension de surface est élevée, plus les transi-

17. Les transitions entre les régimes sont plus rapides lorsque l'on considère le sens suivant : R245fa ($C_o = 0,98$) → R236fa ($C_o = 0,82$) → R134a ($C_o = 0,78$).

tions entre régimes d'écoulement sont rapides. En effet, lorsque la tension de surface est faible, l'énergie à fournir pour maintenir l'interface diminue, ce qui explique les temps plus longs entre les transitions de régimes pour cette situation. Toutefois, il est possible d'observer que les transitions entre les régimes d'écoulement ne semblent pas avoir un effet identique sur l'évolution du coefficient d'échange pour ces trois fluides.

Nous pouvons remarquer que, pour cette étude, le coefficient d'échange est plus élevé pour le R134a lorsque les valeurs de titres sont faibles à modérées. Lorsque ces dernières sont importantes, le coefficient d'échange devient plus élevé pour le R236fa et le R245fa. La diminution du coefficient d'échange de chaleur pour le R134a peut s'expliquer par l'intensification de l'assèchement partiel avec l'augmentation du titre. Les auteurs expliquent l'augmentation du coefficient d'échange de chaleur pour le R236fa et le R245fa par la diminution du film liquide avec l'augmentation du titre, qui conduit à l'intensification des échanges thermiques (diminution de la résistance thermique du film liquide).

✍ Synthèse : Influence du choix du fluide sur les coefficients d'échange thermique

Il n'existe pas de consensus clair sur l'impact des propriétés thermophysiques du fluide sur l'évolution des échanges thermiques en mini-canaux. En effet, de nombreuses propriétés thermophysiques semblent jouer un rôle dans l'évolution des coefficients d'échange de chaleur. Ainsi, nous pouvons citer : la chaleur latente, les chaleurs spécifiques, les conductivités thermiques, les masses volumiques, les viscosités liquide et vapeur ainsi que la tension superficielle. Néanmoins, nous pensons que les évolutions des nombres de Prandtl du liquide peuvent donner de bonnes indications sur les comportements thermiques observés en ébullition convective pour les valeurs de titre faibles à modérées.

2.3.2 Propriétés de mouillabilité du fluide avec la paroi

L'influence de l'angle de contact (θ) entre la paroi et le fluide sur les comportements hydrodynamiques ou thermiques a été étudiée dans ce paragraphe. Nous rappelons que l'angle de contact est l'angle formé entre l'interface du liquide et la surface solide, et par convention, est mesuré dans la phase liquide. Cet angle dépend du couple fluide/matériau. À l'aide de notre revue bibliographique nous avons noté que l'influence de l'angle de contact n'a été que très peu étudiée dans la littérature pour les conditions d'ébullition convective, bien que celui-ci y joue un rôle certainement important. En particulier, il peut influencer de manière significative les phases d'apparition de l'ébullition et les mécanismes entraînant l'assèchement.

☞ *Résultats expérimentaux de Li* et al. *(2004)*

L'étude numérique de Li *et al.* (2004), intéressante sur de nombreux aspects, traite de l'influence de l'angle de contact de deux manières différentes. Les auteurs montrent que l'énergie nécessaire à l'apparition de l'ébullition est diminuée lorsque cet angle de contact est augmenté (Figure 2.14).

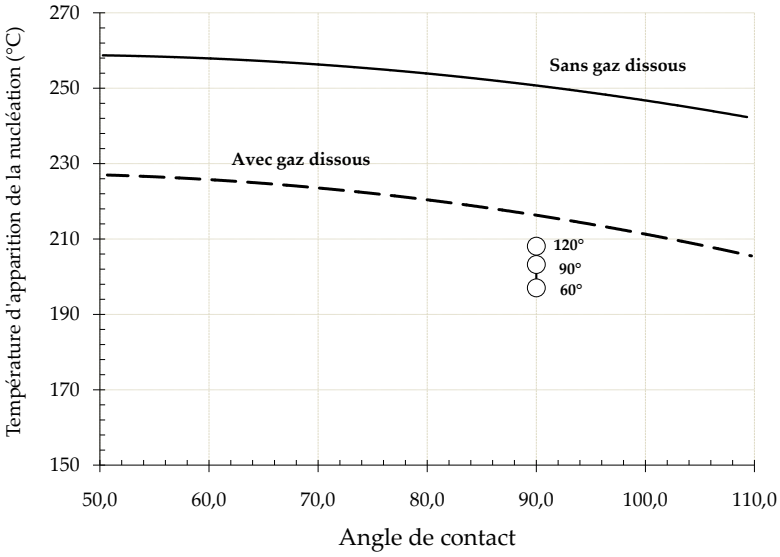


FIGURE 2.14 – Influence de l'angle de contact sur l'apparition des bulles selon Li *et al.* (2004)

Ce résultat peut se démontrer grâce à l'exemple simplifié de l'analyse du comportement de deux gouttes de liquide s'écoulant dans une cavité conique ayant un angle d'ouverture fixé (Figure 2.15).

Pour cette illustration, nous traitons le cas de l'angle de contact dynamique d'avancée. Nous pouvons préciser que la valeur de cet angle est supérieure à l'angle de contact statique. Ici, la goutte ① présente un angle de contact d'avancée plus important que la goutte ②. Si nous

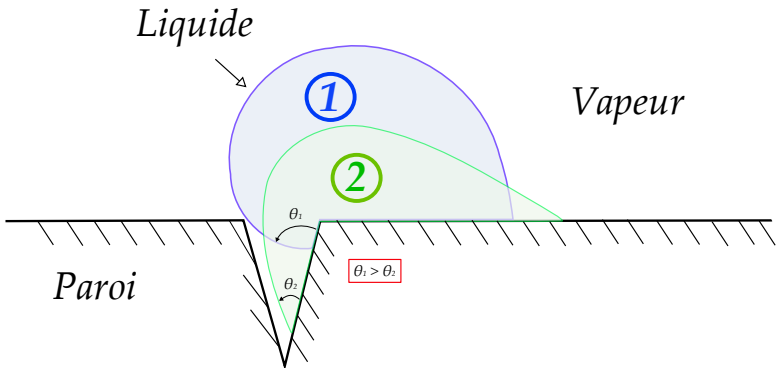


FIGURE 2.15 – Remplissage d'une cavité par deux gouttes d'angle de contact dynamique d'avancée

supposons que la vapeur présente dans la cavité ne se dissout pas dans le liquide au moment du remplissage de cette cavité, la goutte ① va pouvoir piéger plus de vapeur que la goutte ②. Cependant, c'est la différence d'angle de contact qui permettra une apparition plus ou moins rapide de l'ébullition et une modification du diamètre de détachement de la bulle Stutz (2003).

A l'aide de cet exemple, nous mettons aussi en lumière, l'influence potentielle des coins d'un mini-canal. Ces coins pourraient permettre la rétention d'une quantité de vapeur différente, au regard de la surface chauffée, en fonction de leur angle d'ouverture. Ainsi, pour un même angle de contact de 90°, Li *et al.* (2004) montrent que l'énergie nécessaire au déclenchement de l'ONB est plus faible lorsque l'angle des coins diminue (Figure 2.15).

☞ *Résultats expérimentaux de Barajas et Paton (1993) et de Lee et Lee (2008)*

Au paragraphe précédent, nous avons vu que l'angle de contact pouvait permettre d'influencer notablement l'apparition de l'ONB à cause de la quantité de gaz piégée dans une cavité. L'angle de contact peut aussi avoir un impact sur les régimes d'ébullition convective comme l'a montré l'étude de Barajas et Paton (1993). Le principe de fonctionnement de leur dispositif expérimental est le suivant. Les auteurs envoient du gaz via un système d'air comprimé dans une boucle contenant de l'eau. L'angle de contact est modifié à l'aide de l'utilisation de tubes réalisés avec différents matériaux dans lesquels s'écoule le fluide. Ces tubes ont un diamètre identique de $1,6\,mm$ et une longueur de $300\,mm$. Les auteurs montrent que l'angle de contact peut même modifier les transitions entre les régimes d'écoulement lorsque sa valeur est supérieure à 90° (fluide peu mouillant). Selon la Figure 2.16, les transitions de régime d'écoulement qui sont affectées par cet angle de contact sont les régimes : à bulles/poches, annulaire/dispersé, poches/filets de liquide [18] (multiple rivulets, en anglais) et bouchons/annulaire. Les transitions interviennent pour des vitesses liquide et vitesses vapeur plus faibles.

18. Barajas et Paton (1993) observent pour ce régime des jets de liquide s'écoulant sur la surface du tube. Ces jets ne s'écoulent pas en ligne droite mais ondulent dans le sens longitudinal du tube.

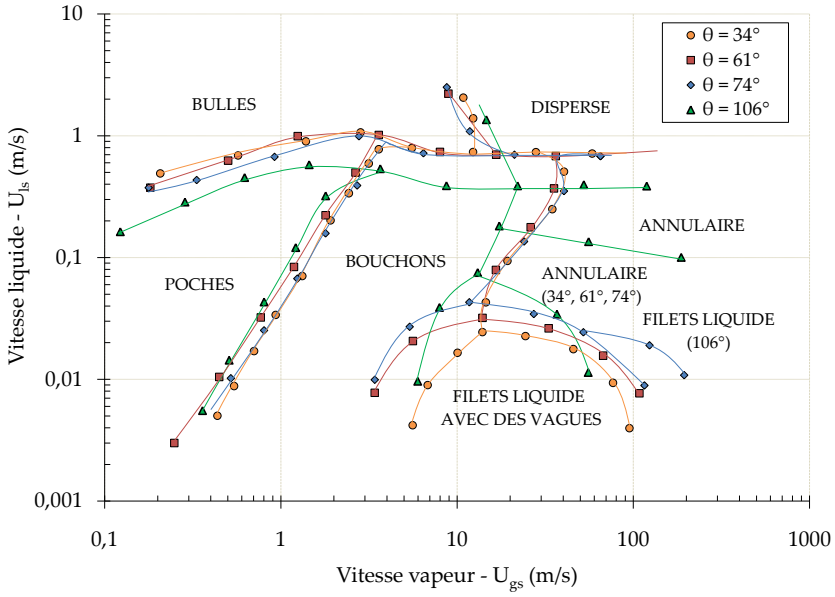


FIGURE 2.16 – Influence de l'angle de contact sur les transitions entre régimes d'écoulement selon Barajas et Paton (1993)

Plus récemment, Lee et Lee (2008) ont confirmé le résultat obtenu par Barajas et Paton (1993). Les auteurs utilisent de l'eau comme fluide de travail. Quatre tubes sont étudiés dans ce travail de manière à faire varier l'angle de contact. Les diamètres hydrauliques des conduites vont de $1,46$ à $2\,mm$ et font $650\,mm$ de long. Les auteurs montrent que lorsque la mouillabilité entre le fluide et la paroi est modifiée, les transitions entre les régimes d'écoulement sont différentes et interviennent pour des vitesses superficielles du liquide plus faibles.

✍ Synthèse : Influence des propriétés de mouillabilité du fluide avec la paroi

L'influence de la mouillabilité du fluide avec la paroi (choix du couple fluide/matériau) peut être importante pour les conditions d'écoulement diphasique. Cependant, ce paramètre n'a été que très peu étudié dans la revue bibliographique que nous avons parcourue. Pourtant, l'angle de contact devrait avoir une influence significative sur les phénomènes de naissance de l'ébullition et d'assèchement de paroi en écoulement en mini-conduite. Ces deux données sont essentielles lors du dimensionnement d'un échangeur de chaleur. Lors de l'étude effectuée dans ce paragraphe, nous avons montré que ce paramètre peut aussi permettre la modification de la transition entre certains régimes d'écoulement. Cette situation intervient généralement lorsque le fluide est peu mouillant ($\theta > 90^o$).

2.3.3 Conditions de fonctionnement

Un grand nombre d'études réalisées dans le cadre de l'ébullition convective traitent principalement de l'influence d'une ou de plusieurs conditions de fonctionnement sur les échanges thermiques ou sur l'aspect hydrodynamique de l'écoulement. Les conditions de fonctionnement [19] sur lesquelles une attention particulière est actuellement portée dans la littérature sont la (le) :

- ▷ pression (ou température) de saturation
- ▷ sous-refroidissement du liquide à l'entrée de la conduite
- ▷ débit massique
- ▷ flux de chaleur imposé à la paroi

☞ *La pression (ou température) de saturation*

L'influence de la pression de fonctionnement sur l'évolution des pertes de pression en condition d'ébullition n'a que peu été étudiée dans la revue littéraire que nous avons parcourue. Park et Hrnajk (2009) ont analysé les transferts de chaleur et les pertes de pression dans un tube de $3,5\,mm$ de diamètre, de $150\,mm$ de longueur et réalisé en cuivre.

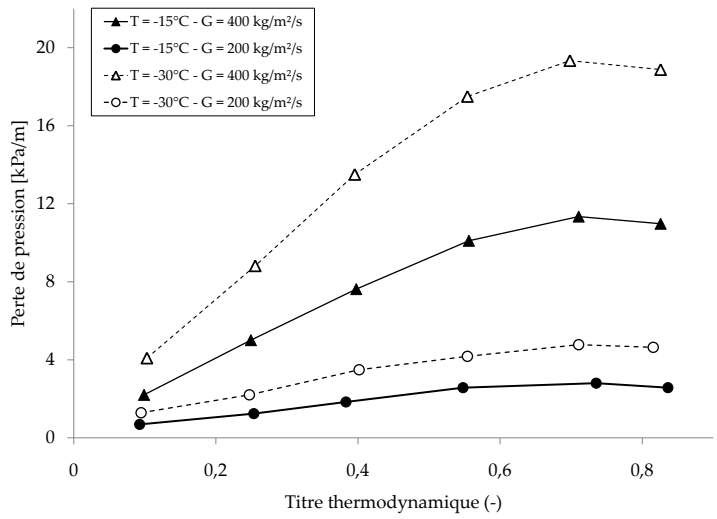
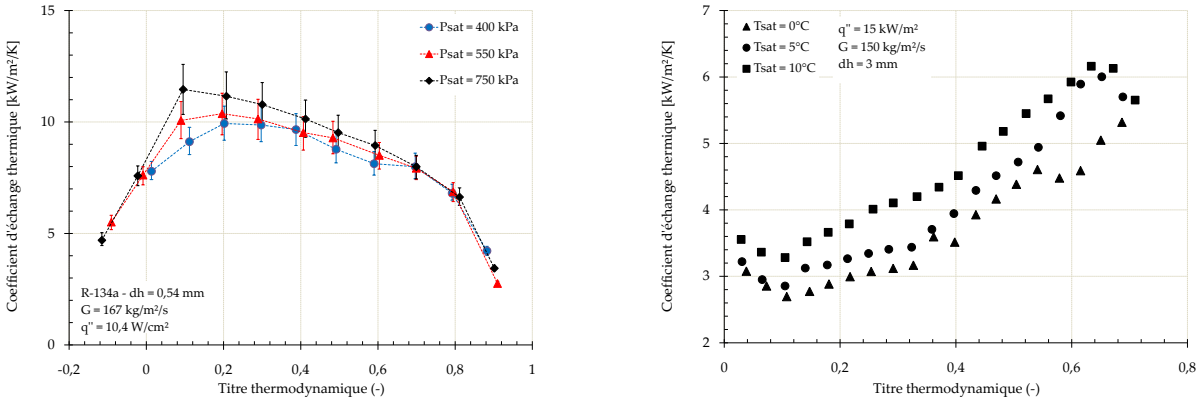


FIGURE 2.17 – Évolution de la perte de pression avec la pression de fonctionnement du système selon Park et Hrnajk (2009)

19. L'orientation du mini-canal peut, comme l'ont montré Kandlikar et Balasubramanian (2005), avoir une incidence sur les coefficients d'échange ou sur les pertes de pression en mini-canaux, mais nous ne traiterons pas ce cas dans ce manuscrit.

Les résultats obtenus par ces auteurs montrent que la pression de fonctionnement agit sur l'évolution de la perte de pression entre l'entrée et la sortie du tube (Figure 2.17). Cette perte de pression diminue de manière significative avec l'augmentation de la pression de fonctionnement [20]. Les auteurs expliquent que l'augmentation de la pression, conduit à une diminution de la viscosité du liquide qui entraîne une réduction de l'intensité de la contrainte pariétale. Dans le même temps, la masse volumique de la vapeur augmente avec la pression de fonctionnement et permet la diminution de la vitesse superficielle de la vapeur. La réduction de cette vitesse conduit à un affaiblissement de la contrainte de cisaillement interfaciale et à une diminution globale de la perte de pression diphasique pour des conditions d'ébullition.

L'influence de la pression de fonctionnement sur l'évolution du coefficient d'échange est assez bien comprise depuis quelques années en condition d'ébullition. Bertsch *et al.* (2009) ont étudié l'évolution des coefficients d'échange thermique pour du R134a dans un tube de $0,54 mm$ de diamètre hydraulique. Les auteurs montrent que le coefficient d'échange augmente avec la pression de fonctionnement pour les faibles valeurs de titres (Figure 2.18(a)). Choi *et al.* (2009) remarquent aussi une augmentation du coefficient d'échange thermique avec la pression sur une plus grande gamme de titres (Figure 2.18(b)). Les derniers auteurs utilisent du propane pour deux tubes de diamètres hydrauliques différents ($1,5\,mm$ et $3\,mm$ pour une longueur de 1 et $2\,m$ respectivement), réalisés en acier inoxydable.



(a) (b)

FIGURE 2.18 – Influence de la pression (ou de la température) de saturation sur l'évolution du coefficient d'échange selon : (a) Bertsch *et al.* (2009). (b) Choi *et al.* (2009)

Selon notre analyse, ce résultat pourrait s'expliquer par l'influence de la tension de surface qui peut avoir un impact important sur l'intensité des échanges thermiques [21].

20. Nous pouvons noter que la température de saturation augmente avec la pression de fonctionnement

21. De même que pour l'analyse des données présentées au § 2.3.1-b), les échanges thermiques sont généralement améliorés pour les valeurs de titres faibles à modérées lorsque le nombre de Prandtl du liquide diminue.

P	T_{sat}	ρ_l	ρ_v	h_{lv}	c_{pl}	c_{pv}	μ_l	μ_v	λ_l	λ_v	Pr_l	Pr_v	σ
kPa	^oC	$^{kg}/_{m^3}$	$^{kg}/_{m^3}$	$^{kJ}/_{kg}$	$^{kJ}/_{kg.K}$	$^{kJ}/_{kg.K}$	$^{\mu kg}/_{m.s}$	$^{\mu kg}/_{m.s}$	$^{mW}/_{m.K}$	$^{mW}/_{m.K}$	S.U	S.U	$^{mN}/_{m}$
450	8,9	1265	19,5	191,6	1,36	0,94	238	11,1	88	12,3	3,7	0,84	10,2
550	18,7	1230	26,7	183,4	1,4	1	211	11,4	83,8	13,2	3,5	0,86	8,9
750	29,1	1191	36,5	174	1,44	1,05	185	11,8	79,3	14,2	3,3	0,88	7,3

TABLE 2.8 – Propriétés thermophysiques du R134a à 450, 550 et 750 kPa selon Bertsch *et al.* (2009)

Comme le montre la Table 2.8, la chaleur latente du fluide diminue lorsque la pression de fonctionnement augmente ; cela signifie que pour un même débit de vapeur, la puissance thermique due au changement de phase devrait diminuer, ce qui n'est pas le cas expérimentalement. Ce résultat peut s'expliquer par l'influence de la tension de surface qui diminue avec l'augmentation de la pression de fonctionnement comme le montrent les données de cette table. Ce comportement permet ainsi de favoriser le régime d'ébullition nucléée [22] dans la mesure où l'énergie nécessaire au maintien de l'interface devient plus petite. Par ailleurs, la température de saturation augmente avec la pression de fonctionnement. Ainsi, pour atteindre une même valeur de titre, il est nécessaire d'augmenter la densité de flux thermique échangée entre la paroi et l'écoulement en ébullition (avec hypothèse d'une température d'entrée identique). Cette augmentation de pression conduit ainsi à une amélioration du coefficient d'échange. Notons de plus que Saitoh *et al.* (2005) montrent que l'influence de cette pression de fonctionnement semble augmenter lorsque le diamètre hydraulique de la mini-conduite diminue.

✍ Synthèse : Influence de la pression de saturation

L'augmentation de la pression de saturation permet généralement d'intensifier les échanges thermiques en mini-conduite par favorisation du régime d'ébullition nucléée. Dans un même temps cette augmentation conduit à une élévation de la masse volumique de la vapeur et une diminution de celle du liquide qui amènent à la réduction des pertes de pression. Ces deux comportements nous permettent de déduire que la hausse de cette pression permet une amélioration des performances des échangeurs thermiques lors de l'ébullition. De plus, nous avons relevé que l'influence de cette pression semble augmenter lorsque le diamètre hydraulique des mini-conduites diminue (Saitoh *et al.* (2005))

22. Le diamètre des bulles diminue pour un même flux de chaleur échangé et les interactions entre ces bulles sont plus nombreuses et améliorent le mélange

☞ *Le sous-refroidissement du liquide à l'entrée de la conduite*

Dans l'éventail d'articles de la revue bibliographique que nous avons étudié, seules les données de Revellin et Thome (2006) traitent de l'influence du sous-refroidissement sur l'évolution des pertes de pression. Les résultats obtenus par ces auteurs suggèrent que le sous-refroidissement à l'entrée de la mini-conduite a peu d'influence sur l'évolution de la perte de pression en fonction du titre pour la gamme de température étudiée. Nous avons noté que les sous-refroidissements traités par ces auteurs sont très proches avec des valeurs de 2^oC, 3^oC et 5^oC.

L'étude de l'ébullition en condition sous-refroidie a connu un regain d'intérêt important avec les recherches concernant le refroidissement de l'électronique de puissance (composants dégageant des densités de flux de chaleur très élevées). Martin-Callizo *et al.* (2007) ont étudié l'évolution des coefficients d'échange pour trois tubes de diamètres hydrauliques de $0,83\,mm$ - $1,22\,mm$ - $1,7\,mm$ réalisés en acier inoxydable (AISI 316) et ayant chacun une longueur de $310\,mm$. Le fluide de travail qui a été utilisé dans cette étude est le R134a.

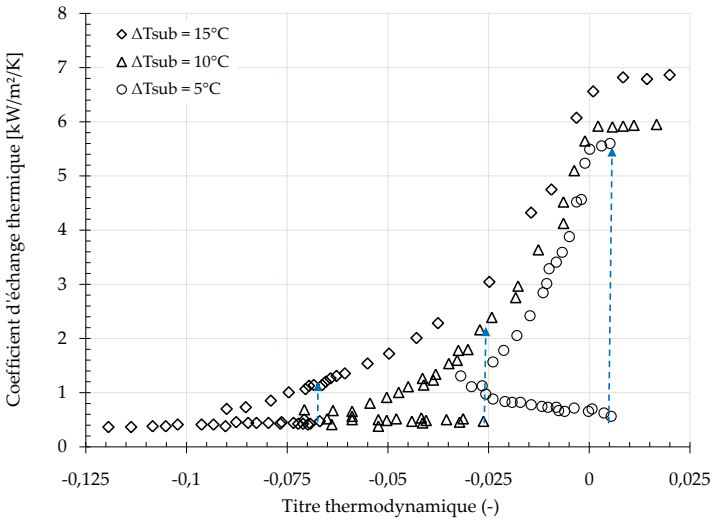


FIGURE 2.19 – Influence du sous-refroidissement du liquide sur l'évolution du coefficient d'échange thermique pour le R134a dans un tube de $1,22\,mm$ selon Martin-Callizo *et al.* (2007)

Les données présentées sur la Figure 2.19 montrent que pour une même valeur de titre le coefficient d'échange est amélioré lorsque le sous-refroidissement augmente. En effet, pour des conditions sous-refroidies, le fluide proche de la paroi est à température de saturation [ou est légèrement surchauffé ($T_l > T_{sat}$)], tandis que le fluide au cœur de l'écoulement est sous-refroidi ($T_l < T_{sat}$). Martin-Callizo *et al.* (2007) montrent que pour atteindre un même titre thermodynamique lorsque la température d'entrée est diminuée (ou que le sous-refroidissement est augmenté), il est nécessaire d'imposer une densité de flux de chaleur plus importante. Dans

ce cas, l'activité des sites de nucléation augmente alors, ce qui permet d'intensifier les échanges thermiques.

✍ Synthèse : Impact du sous-refroidissement du liquide à l'entrée

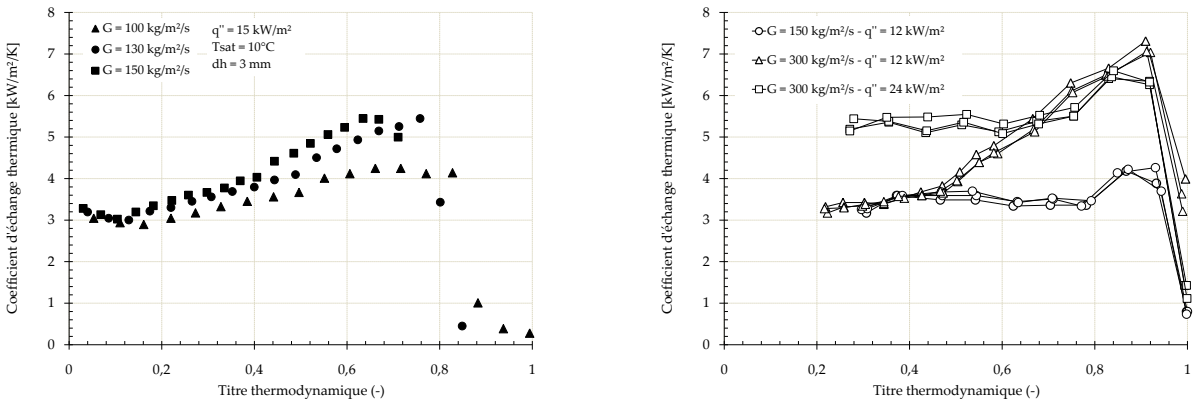
L'augmentation du sous-refroidissement du liquide à l'entrée permet d'intensifier les transferts de chaleur pour une même valeur de titre thermodynamique. En effet, il est nécessaire d'augmenter la valeur du flux de chaleur échangé aux parois lorsque la température d'entrée diminue pour obtenir une même valeur de titre thermodynamique. Cette augmentation conduit à l'intensification des interactions entre les bulles des mini-conduites qui contribue à l'amélioration des échanges thermiques. Cependant, l'influence de ce sous-refroidissement sur les pertes de pression n'est pas encore totalement élucidée, mais il semblerait que l'évolution de ces pertes de pression en fonction du titre thermodynamique soit peu sensible à ce paramètre.

☞ *Le débit massique*

Les résultats étudiés dans la littérature s'accordent pour signifier que la perte de pression augmente avec le débit comme le montre la Figure 2.17.

Aujourd'hui encore, l'influence du débit sur les échanges thermiques n'est pas encore clairement comprise lorsque les dimensions géométriques sont réduites. Certains auteurs soutiennent que la contribution de l'ébullition nucléée diminue en faveur de l'évaporation convective. L'intensification des transferts de chaleur serait ainsi principalement liée à la vaporisation du film liquide localisé entre la paroi et la vapeur présente dans la mini-conduite. D'autres auteurs avancent au contraire que l'ébullition nucléée subsiste, qu'elle se produit dans le film liquide et que c'est cette ébullition qui contrôle l'évolution des transferts de chaleur.

Choi *et al.* (2009) et Saitoh *et al.* (2005) ont étudié l'évolution du coefficient d'échange avec la vitesse massique. Les derniers auteurs ont étudié l'écoulement de R134a dans trois tubes de diamètres hydrauliques différents ($0,51$ - $1,12$ et $3,1\,mm$ de longueur respective de 550 - 935 et 3235 mm) réalisés en acier inoxydable (SUS304). Les Figures 2.20(a) et 2.20(b) présentent les résultats obtenus par ces auteurs. Il est particulièrement intéressant de noter qu'aux faibles valeurs de titre [$x < 0,15$ pour la Figure 2.20(a) et $x < 0,4$ pour la Figure 2.20(b)], le coefficient d'échange n'évolue ni avec le débit, ni avec le titre. Pour $x > 0,15$ (ou $x > 0,4$ en fonction des auteurs), les influences du débit massique et du titre thermodynamique sur les coefficients d'échange thermique s'intensifient jusqu'au point où l'assèchement apparaît. Il s'ensuit une diminution brutale des échanges thermiques [$0,65 < x_{crit} < 0,85$ pour la Figure 2.20(a) et $0,85 < x_{crit} < 0,95$ pour la Figure 2.20(b)].



(a) (b)

FIGURE 2.20 – Influence de la vitesse massique sur le coefficient d'échange selon : (a) Choi *et al.* (2009) (b) Saitoh *et al.* (2005)

Les phénomènes d'assèchement interviennent pour des titres plus faibles lorsque le débit est augmenté selon Choi *et al.* (2009). Pour l'étude des conduites de plus petits diamètres hydrauliques, l'influence du débit devient plus difficile à caractériser comme le montrent les résultats obtenus par Kuo et Peles (2007) (Figure 2.21).

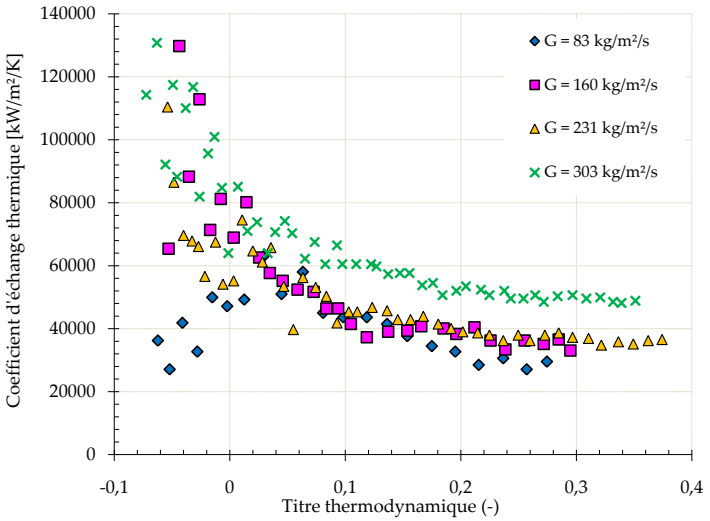


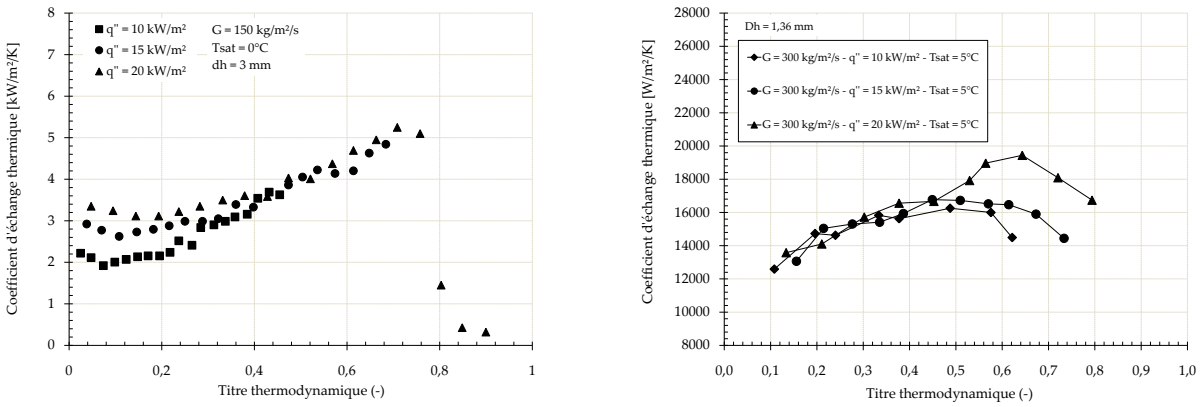
FIGURE 2.21 – Evolution du coefficient d'échange en fonction du débit selon Kuo et Peles (2007)

Lorsque le titre est supérieur à $0,05$, les auteurs précisent que le coefficient d'échange évolue très faiblement avec le débit imposé (lorsque $G \leq 231\,kg.m^{-2}.s^{-1}$). Ils font ainsi l'hypothèse que l'évaporation convective n'est pas le mécanisme de transfert de chaleur dominant pour cette configuration. Pour une vitesse massique de $303\,kg.m^{-2}.s^{-1}$, le coefficient d'échange augmente significativement et pour ce cas, l'influence du débit ne peut plus être négligée. Ce résultat

montre que l'évolution des processus de transferts de chaleur pour les systèmes de petites dimensions est beaucoup plus complexe que pour le cas des systèmes conventionnels.

☞ *Flux de chaleur imposé à la paroi*

De la même manière que l'influence de la vitesse massique, l'effet du flux de chaleur n'est pas bien compris lorsque les dimensions de passage de l'écoulement sont réduites. De plus, l'utilisation de fluides de travail différents peut modifier l'impact du flux de chaleur sur l'évolution des échanges thermiques. Les résultats expérimentaux de Ong et Thome (2009) montrent à quel point le phénomène est complexe (Figure 2.13). Pour ces résultats, le coefficient d'échange thermique augmente avec le flux sur toute la plage de titre, lorsque le R134a est utilisé comme fluide de travail. Quand le R236fa est utilisé, le coefficient d'échange augmente avec le flux pour $x < 0,4$. Au-delà de cette valeur, le coefficient d'échange est faiblement influencé par le flux imposé. À la différence de ces résultats, le coefficient d'échange thermique est insensible au flux de chaleur sur toute la plage de titre lorsque le R245fa est utilisé. Si l'on s'intéresse aux résultats obtenus par Choi *et al.* (2009), nous remarquons un comportement voisin de celui observé par Ong et Thome (2009) lorsque le R236fa est utilisé comme fluide de travail.



(a) (b)

FIGURE 2.22 – Évolution du coefficient d'échange en fonction du flux de chaleur imposé selon : (a) Choi *et al.* (2009) (b) Yun *et al.* (2006)

La Figure 2.22(a) montre que le coefficient d'échange augmente avec la densité de flux de chaleur imposée lorsque $x < 0,45$. Au dessus de cette valeur, le coefficient d'échange semble être indépendant du flux de chaleur imposé. Yun *et al.* (2006) étudient l'évolution du coefficient d'échange pour du R410a dans deux sections d'essais composées de multi-canaux de $1,36\,mm$ et $1,44\,mm$ de diamètre hydraulique. Les auteurs ne donnent pas le nom du matériau dans lequel est réalisée leur section d'essai, mais selon l'application industrielle nous pouvons supposer qu'il s'agit d'aluminium. Yun *et al.* (2006) observent que le coefficient d'échange est peu sensible à

la variation de flux aux faibles valeurs de titres. Puis, à partir d'un titre supérieur à $0,5$, les échanges thermiques augmentent avec le flux de chaleur imposé. Yun *et al.* (2006) expliquent ce phénomène étonnant [23] par l'apparition d'instabilités créant des interactions entre les canaux pour des titres supérieurs à $0,5$. Ces interactions s'intensifient lorsque le flux de chaleur est augmenté et conduisent à l'amélioration des échanges thermiques [24].

✍ Synthèse sur les influences du débit massique et du flux de chaleur

Nous pouvons classifier l'influence de ces paramètres en fonction de deux catégories de conduite :

① Pour les conduites de diamètres hydrauliques importants, les influences du débit et du flux de chaleur sur l'évolution des transferts de chaleur sont assez claires. Pour les faibles valeurs de titres, le coefficient d'échange thermique est généralement indépendant du débit et dépendant du flux de chaleur. Ce comportement est caractéristique de l'ébullition nucléée pour les conditions d'ébullition en vase. De plus, les visualisations réalisées dans ces situations montrent souvent que c'est le régime à bulles qui domine lorsque le titre est faible. Pour les valeurs modérées ou importantes du titre thermodynamique, ce coefficient peut augmenter avec le débit et avec le titre [a] mais reste généralement indépendant du débit. En règle générale, le flux maximal transmis augmente avec le débit, mais aussi avec le flux de chaleur imposé. De plus, l'augmentation du débit modifie la valeur de titre (critique) pour laquelle le flux maximal est transmis (titres thermodynamiques généralement plus faibles).

② Pour les conduites de faibles diamètres hydrauliques, les influences du débit ou du flux de chaleur ne sont pas encore totalement élucidées. Cependant, notons que l'assèchement intervient généralement pour les très faibles valeurs de titre et qu'autour de ce point, les valeurs du coefficient d'échange sont en général importantes. Cette intensité maximale augmente avec le débit ou le flux de chaleur imposé. Aujourd'hui encore, il n'existe pas d'explications physiques claires qui permettraient d'expliquer la très grande variété (et divergence) des résultats expérimentaux. De plus, ces conditions opératoires peuvent être considérablement influencées par le choix du fluide qui peut faire apparaître des évolutions différentes pour une même section d'essai.

a. Notons cependant qu'il existe des résultats pour lesquels le coefficient d'échange thermique diminue lorsque le titre augmente (Agostini (2002), Huo *et al.* (2004), parmis d'autres).

23. La dépendance du coefficient d'échange avec le flux de chaleur imposé en paroi est liée au phénomène d'ébullition nucléée qui intervient habituellement aux faibles valeurs de titre pour ces dimensions.

24. Ce résultat montre toute la difficulté d'une étude en multi-canaux lors de l'ébullition. Durant ce travail de thèse, nous avons choisi de nous intéresser exclusivement aux cas des mini-canaux uniques.

2.3.4 Section de passage de l'écoulement

Comme nous l'avons décrit lors des paragraphes précédents, de nombreux paramètres influent sur l'évolution des transferts de chaleur et des pertes de pression au sein des écoulements en ébullition. Les impacts de certains facteurs sont aujourd'hui très étudiés (pression de saturation, débit, sous-refroidissement et flux de chaleur) et il existe de nombreuses données dans la littérature concernant ces résultats [25]. L'influence d'autres paramètres, comme les dimensions et surtout la géométrie de la section d'essai, est particulièrement difficile à caractériser à des échelles telles que celles des mini-canaux.

L'étude numérique de Hasan *et al.* (2009) réalisée pour des conditions monophasiques, compare les performances hydrauliques et thermiques pour des écoulements à contre-courant dans des conduites de même longueur (10 mm) mais dont la section de passage change pour des charges de fluides égales (Table 2.9)

Géométries	**Dimensions des conduites**
circulaire	$d_h = 100\mu m$
carré	$a \times b = 100\mu m \times 100\mu m$
rectangulaire	$a \times b = 135\mu m \times 67,5\mu m$
isocèle	petits côtés $= 122,7\mu m$, grand côté $= 173,5\mu m$
trapézoïdale	petit côté $= 71,75\mu m$, grand côté $= 143,5\mu m$, $b = 62,1\mu m$

Table 2.9 – Dimensions géométriques des conduites. Étude numérique de Hasan *et al.* (2009)

Il est particulièrement intéressant de noter que cette seule modification géométrique peut influencer, de manière notable, les évolutions des pertes de pression et des coefficients d'échange thermique. Les auteurs montrent aussi que le rapport de la conductivité thermique du substrat à la conductivité thermique du fluide est un paramètre qui a une incidence sur l'évolution du coefficient d'échange thermique et des pertes de pression [26] comme le montre la Figure 2.23.

25. Ces résultats ne sont pas tous encore convergents, mais l'apport régulier de nouveaux résultats expérimentaux et numériques permet d'affiner les compréhensions globales sur les comportements thermiques et hydrodynamiques.

26. Cette observation montre clairement que le choix du fluide et du substrat constituant la mini-conduite est important.

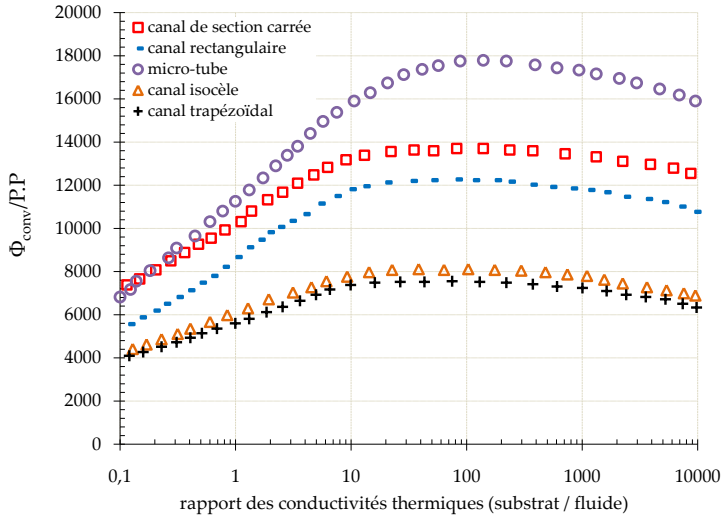


FIGURE 2.23 – Évolution de l'efficacité énergétique en fonction de la géométrie utilisée et du rapport entre la conductivité entre le substrat solide et le fluide - Étude numérique de Hasan *et al.* (2009)

Les résultats présentés en Figure 2.23 sont réalisés pour un nombre de Reynolds de 50. Φ_{conv} représente la puissance thermique convectée par l'écoulement et $P.P$ la puissance qui doit être fournie à la pompe. Ainsi, l'axe des ordonnées présente un terme d'efficacité énergétique. Selon notre analyse, puisque la modification de la géométrie a une influence en condition d'écoulement monophasique, il est aussi envisageable qu'elle en est une en condition d'écoulement en ébullition.

Aujourd'hui encore, très peu d'études traitent de cette influence dans la littérature. De plus, pour les tubes de diamètres assez grands, il ne semble pas y avoir un effet de la géométrie sur les transferts de chaleur, les pertes de pression ou la transition entre les régimes d'écoulement [27].

Les résultats de Tran *et al.* (1996) montrent qu'il n'y a pas d'influence de la géométrie sur le coefficient d'échange thermique lors de la comparaison d'un tube dont le diamètre hydraulique est de $2,46mm$, avec un canal de hauteur égale à $1,7mm$ et de largeur $4,06mm$ ($d_h = 2,4mm$). Les deux sections d'essais ont la même longueur de chauffe qui est de $0,9\,m$ et sont réalisées en laiton. En considérant le paramètre de Kew et Cornwell (1997), $C_o \cong 0,32$ pour le cas de l'étude de Tran *et al.* (1996) et l'écoulement ne serait pas confiné pour les données obtenues par ces auteurs ce qui confirmerait leur analyse.

Hetsroni *et al.* (2006) précisent que l'ébullition et son évolution sont essentiellement contrôlées par la déformation des bulles et en particulier de celles proches des parois de la conduite qui permettent d'intensifier les transferts de chaleur pour les conduites de très faibles dimensions.

27. Carey (2008) (Chapitre 10)

Harirchian et Garimella (2009) ont étudié l'écoulement du FC-77 dans douze conduites uniques de diamètres hydrauliques compris entre 100 μm et $748,8\ \mu m$ et les auteurs montrent qu'il existe une section de passage à partir de laquelle ($S = 0,089\ mm^2$) les transferts thermiques deviennent plus intenses. Choi *et al.* (2009) montrent que la réduction de section de passage permet d'intensifier les échanges pour les valeurs de titres faibles à modérées (Figure 2.24).

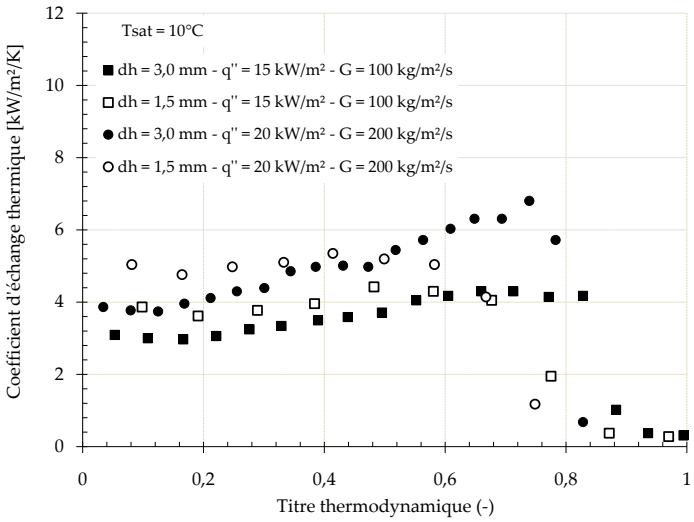
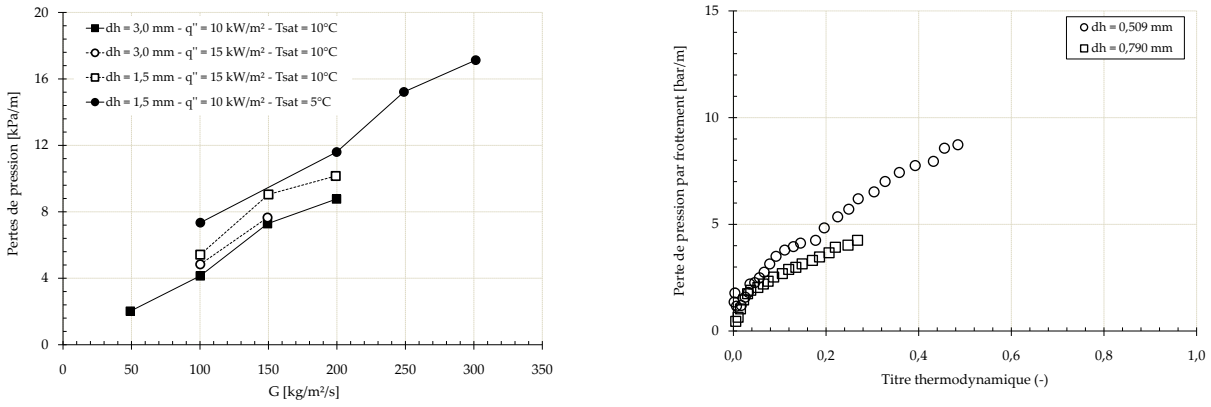


FIGURE 2.24 – Influence du diamètre hydraulique sur le coefficient d'échange selon Choi *et al.* (2009)

Notons que l'assèchement intervient pour des titres thermodynamiques plus faibles lorsque ce diamètre est réduit. Les coefficients d'échange deviennent donc meilleurs pour le tube de plus grand diamètre aux titres plus importants. Contrairement à ces résultats, l'analyse de Dupont et Thome (2005), conduite avec le R-123 comme fluide de travail, montre que le coefficient d'échange thermique décroît en moyenne lorsque le diamètre hydraulique de la conduite (compris entre $0,5\ mm$ et $2\ mm$) est réduit. De plus, les auteurs trouvent que le flux maximum transférable est insensible à cette réduction de diamètre hydraulique. Les résultats de Saitoh *et al.* (2005) suggèrent pourtant que le flux maximum transmis augmente avec la réduction de ce diamètre. Ils trouvent de manière similaire à l'étude de Dupont et Thome (2005) que lorsque ce diamètre hydraulique est réduit l'assèchement intervient pour des titres thermodynamiques plus faibles, ce qui est aussi en accord avec l'étude de Choi *et al.* (2009).

Harirchian et Garimella (2009) ont par ailleurs analysé l'influence des dimensions de la section droite de leur mini-canaux rectangulaires sur l'évolution de la perte de pression. Ils montrent que la réduction de la section de passage de l'écoulement conduit généralement à une augmentation de la perte de pression en condition d'ébullition convective. Les résultats obtenus par Revellin et Thome (2006) et Choi *et al.* (2009) sont en accord avec ce précédent résultat comme le montre la Figure 2.25.



(a) (b)

FIGURE 2.25 – Influence du diamètre de la conduite sur l'évolution de la perte de pression diphasique selon : (a) Choi *et al.* (2009). (b) Revellin et Thome (2006)

L'étude très originale de Yen *et al.* (2006) traite de l'influence de la section droite sur l'évolution du coefficient d'échange de chaleur. Cette étude est particulièrement intéressante parce que les auteurs ont effectué des visualisations de leur écoulement en ébullition. Celles-ci permettent de mieux cerner les mécanismes physiques intervenant lorsque la section de passage est modifiée. Le fluide de travail utilisé est du HCFC123 pour deux conduites : un tube de diamètre hydraulique de $210\mu m$ et un canal de section carrée de $214\mu m$ de diamètre. Ces deux conduites sont réalisées en pyrex et recouvertes d'un film mince de ITO/Ag (Oxyde d'indium-étain/Argent) pour assurer la chauffe de celles-ci par effet Joule et la visualisation de manière simultanée.

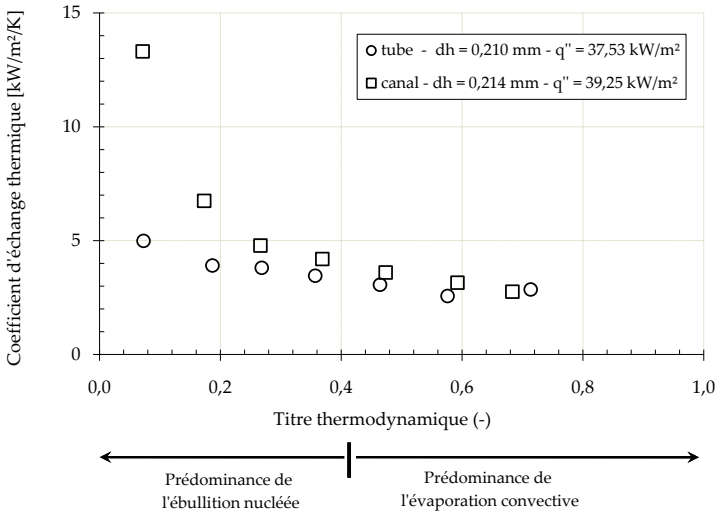


FIGURE 2.26 – Evolution des coefficients d'échange de chaleur pour deux conduites de sections droites différentes selon Yen *et al.* (2006)

Les résultats présentés en Figure 2.26 montrent que lorsque l'écoulement est dans le régime d'ébullition nucléée, le coefficient d'échange est plus important pour la conduite de section carrée que celle de section circulaire. Ce résultat montre que lors de l'ébullition [28] la performance thermique augmente plus rapidement pour ces mini-canaux. Les auteurs expliquent que ceci est dû aux coins du canal qui agissent comme des sites de nucléation (Figure 2.27). Ces coins favorisent les échanges de chaleur dans les conditions d'ébullition nucléée. Il s'ensuit un amincissement de l'épaisseur du film liquide (sans sa disparition qui mènerait à l'assèchement) dans les coins pour ces conditions. Ce film liquide peut continuer à subsister même lorsque les régimes à poches/bouchons ou annulaire interviennent. L'apparition de ces régimes d'écoulement pour l'ébullition convective en tube amène généralement à la suppression de la nucléation en paroi [29] et ne favorise pas les échanges de chaleur dans ces conditions.

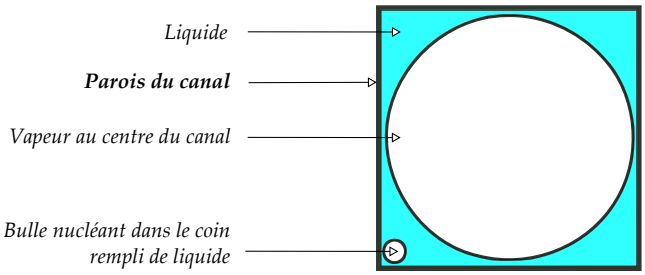


FIGURE 2.27 – Coins agissant comme des sites de nucléation selon Yen *et al.* (2006)

De plus, les auteurs suggèrent que l'utilisation d'une conduite de section carrée retarde les effets de l'assèchement par rapport au cas des conduites de section circulaire. Similairement au travail de Diaz et Schmidt (2007) ou de Kuo et Peles (2007), il est particulièrement intéressant de noter que le coefficient d'échange thermique dépend de l'évolution du titre thermodynamique pour les conditions d'ébullition nucléée. Ce phénomène semble être en rupture par rapport aux études réalisées en conduites conventionnelles ($d_h > 3\,mm$) où ce coefficient est indépendant du titre lors du régime d'ébullition nucléée.

Qu et Mudawar (2002) ont étudié l'ébullition convective de l'eau dans 21 canaux rectangulaires parallèles de $231\mu m$ de largeur et une hauteur de $713\mu m$. Ils remarquent aussi l'apparition de bulles dans les coins de ces canaux lors de l'ONB. De plus, Li *et al.* (2004) ont mené une étude numérique sur l'influence de l'angle du coin de la conduite sur l'ébullition qui permet de démontrer que l'énergie minimale nécessaire à la génération des bulles dans un coin décroît avec l'angle d'ouverture de ces coins (Figure 2.14).

28. Hasan *et al.* (2009) ont montré qu'en écoulement monophasique les performances étaient meilleures pour les écoulements dans des mini-tubes

29. La différence de température entre le fluide et la paroi devient si faible que la surchauffe nécessaire à l'activation des sites de nucléation n'est plus assez élevée.

✍ Synthèse : Section de passage de la conduite

Lors d'une étude en ébullition convective, les influences de la section droite ou de la dimension d'une mini-conduite peuvent jouer un rôle important sur l'intensité des échanges de chaleur, l'évolution des pertes de pression et aussi sur les transitions entre les régimes d'écoulement. La réduction du diamètre hydraulique de la mini-conduite semble conduire à l'intensification des transferts thermiques. Cependant, dans un même temps, la réduction de la section de passage de l'écoulement amène à l'augmentation des pertes de pression. Ainsi, pour prendre en compte l'efficacité énergétique d'un échangeur thermique, il est nécessaire de considérer le rapport entre la puissance échangée aux parois et la puissance à fournir au système de pompage.

Aujourd'hui encore, relativement peu d'études sont consacrées à l'analyse de l'influence de ces paramètres géométriques sur ces deux puissances. Selon les résultats de notre revue bibliographique, l'utilisation des mini-canaux semble intensifier les coefficients d'échange thermique par rapport aux mini-tubes pour les titres thermodynamiques faibles. De plus, les phénomènes d'assèchement seraient atteints pour des valeurs de flux de chaleur imposés plus importantes pour les mini-canaux que pour les mini-tubes de même diamètre hydraulique. En outre, pour le cas des mini-canaux, l'influence du rapport d'aspect sur le comportement hydrodynamique et thermique d'un écoulement en ébullition interne est loin d'être clarifiée. Nous pouvons supposer que pour les mini-canaux dont une des dimensions de la section de passage est inférieure au diamètre de détachement de la bulle, ce paramètre géométrique (rapport d'aspect) doit certainement jouer un rôle majeur sur les comportements hydrodynamiques et/ou thermiques.

2.4 Prédiction de l'évolution des pertes de pression

2.4.1 Présentation d'éléments théoriques

La prédiction de la perte de pression pour un écoulement en ébullition est une donnée très importante pour le dimensionnement d'un échangeur de chaleur et en particulier pour la détermination de la puissance de pompage. Dans ce paragraphe nous ferons un rappel théorique sur la formalisation des lois et corrélations établies pour la prédiction de la perte de pression en écoulement interne diphasique.

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

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(tot)} = -\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} + \left[(1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_v\right] g sin\theta + \frac{d}{dz}\left[\frac{G^2x^2}{\rho_v\alpha} + \frac{G^2(1-x)^2}{\rho_l(1-\alpha)}\right] \quad (2.28)$$

Cette perte de pression totale est la contribution de trois termes :

① la perte de pression due aux frottements entre le fluide et la paroi du canal $\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)}$,

② la perte de pression produite par les forces de gravité s'exerçant sur le fluide *(dépendant de l'orientation pour un canal/tube d'assez grand diamètre)*,

③ la perte de pression causée par l'accélération (ou la décélération) de l'écoulement lors du changement de phase.

Le terme le plus problématique à déterminer dans l'équation (2.28) est celui des pertes de pression dues aux frottements pariétaux. 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 :

$$\alpha = \frac{A_v}{A} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right)\frac{\rho_v}{\rho_l}\frac{u_v}{u_l}} \quad (2.29)$$

La connaissance du taux de vide et du titre permet de retrouver la valeur des vitesses liquide et vapeur comme le montrent les équations (2.6a) et (2.6b). On peut noter que pour les cas des écoulements horizontaux, le terme dû à la pression hydrostatique [second terme à droite de l'équation (2.28)] est nul.

2.4.2 Pertes de pression en écoulement diphasique

Dans cette section, nous reportons les expressions des différentes corrélations ou lois caractérisant les pertes de pression dues aux frottements pariétaux.

a) Modèle homogène

Le modèle homogène est un concept qui permet de représenter simplement l'évolution de la perte de pression pour certaines configurations d'écoulement. Pour ces cas, le mélange fluide obéit aux mêmes lois que celles d'un écoulement monophasique mais en considérant l'évolution des propriétés thermophysiques du mélange comme étant celles d'un fluide singulier. Pour cette configuration, les deux phases sont considérées comme s'écoulant à la même vitesse dans la conduite ($u_v/u_l = 1$), ce qui conduit à la simplification de certaines équations. On peut définir la masse volumique du mélange selon :

$$\rho_{hom} = \rho_v \alpha + \rho_l (1 - \alpha) \tag{2.30}$$

ρ_{hom} peut aussi s'écrire en fonction du titre et à l'aide de (2.29) :

$$\rho_{hom} = \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1} \tag{2.31}$$

Ainsi, le terme de perte de pression causée par l'accélération (ou la décélération) de l'écoulement diphasique est donné par :

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{diph(acc)} = \frac{d}{dz} \left(\frac{G^2}{\rho_{hom}} \right) \tag{2.32}$$

Pour un écoulement horizontal, le terme hydrostatique s'annule. À l'aide de propriétés thermophysiques de mélange, il est possible d'obtenir l'expression de la perte de pression pour un écoulement homogène :

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{diph(fr)} = \frac{2 f_{hom} G^2}{d_h \rho_{hom}} \tag{2.33}$$

Le coefficient de frottement, f_{hom} dépend du régime d'écoulement développé dans la conduite. Son expression suit l'équation :

$$f_x = a Re_x^{-b} \tag{2.34}$$

avec x, qui exprime soit la phase vapeur, soit la phase liquide, soit le mélange diphasique. Les constantes, a et b, dépendent du régime d'écoulement développé dans la conduite. Dans le cas d'un écoulement laminaire (Re_l, Re_v ou $Re_{hom} < 2000$), la valeur de a est donnée par l'équation (1.7) pour le cas des canaux rectangulaires et $b = 1$. Pour un écoulement turbulent (Re_l, Re_v ou $Re_{hom} > 2000$), $a = 0,079$ et $b = 0,25$. L'expression du nombre de Reynolds pour l'écoulement homogène est donnée selon :

$$Re_{hom} = \frac{G d_h}{\mu_{hom}} \tag{2.35}$$

μ_{hom} est la viscosité dynamique du mélange définie par Cicchitti *et al.* (1960) suivant [30] :

$$\mu_{hom} = x \mu_v + (1 - x) \mu_l \tag{2.36}$$

30. D'autres définitions de μ_{hom} peuvent être retrouvées dans Lee et Mudawar (2005a)

C'est un modèle souvent utilisé lorsque l'on rencontre des écoulements à bulles avec des phases proches des conditions de saturation, des vitesses massiques élevées ou un rapport de masses volumiques faible entre la phase liquide et la phase vapeur.

b) Modèle à phases séparées [31]

☞ *Corrélation de Lockhart et Martinelli (1949)*

Les résultats de la littérature ont montré qu'il est possible de corréler les données expérimentales en caractérisant l'évolution de la perte de pression par frottement pour un écoulement diphasique dans les tubes de grands diamètres hydrauliques. Lockhart et Martinelli (1949) ont utilisé le concept de multiplicateurs diphasiques pour corréler leurs données expérimentales à l'aide des frottements pariétaux obtenus lors d'un écoulement monophasique liquide ou vapeur. Ainsi la perte de pression causée par le frottement avec la paroi pour un écoulement diphasique peut s'écrire selon :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} = \Phi_l^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} = \Phi_v^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{v(fr)} = \Phi_{lo}^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{lo(fr)} \tag{2.37}$$

Où Φ_l, Φ_v et Φ_{lo} sont respectivement les multiplicateurs diphasiques des phases liquide, vapeur et liquide (si celui-ci s'écoulait seul dans la conduite). En considérant l'écoulement du liquide, le bilan des forces sur le volume de contrôle lorsque l'écoulement est pleinement développé (pour les cas horizontaux, la pression hydrostatique est nulle) peut être donné par [32] :

$$\pi \frac{d_h^2}{4} \left[P(z) - \left(P(z) + \frac{dP}{dz} dz \right) \right] = \pi d_h \tau_p dz \tag{2.38}$$

L'expression de la perte de pression due aux frottements est par conséquent égale à :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} = -\frac{4\tau_p}{d_h} \tag{2.39}$$

Or, si l'on considère l'écoulement de la phase liquide, τ_p peut se traduire par :

$$\tau_p = \frac{1}{2} f_l \rho_l \left[(1-\alpha)u_l\right]^2 \tag{2.40}$$

f_l est le coefficient de frottement et u_l est la vitesse du liquide. Les expressions des vitesses liquide et vapeur sont données par :

$$u_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l(1-\alpha)} \tag{2.41a}$$

31. Certaines analyses présentées ici sont développées dans Thome (2006), chapitre 13
32. Cette démonstration peut être aussi réalisée pour un canal rectangulaire de section constante

$$u_v = \frac{Gx}{\rho_v \alpha} \tag{2.41b}$$

En réinjectant les équations (2.40) et (2.41a) dans l'équation (2.39) on aboutit à :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} = -\frac{2 f_l G^2 (1-x)^2}{\rho_l d_h} \tag{2.42a}$$

En faisant le même raisonnement pour la vapeur on obtient :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{v(fr)} = -\frac{2 f_v G^2 x^2}{\rho_v d_h} \tag{2.42b}$$

L'équation (2.42a) représente le frottement pariétal du liquide avec la conduite. Finalement, l'équation (2.37) peut se réécrire pour le liquide suivant :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} = -\Phi_l^2 \left(\frac{2 f_l G^2 (1-x)^2}{\rho_l d_h}\right) \tag{2.43}$$

Chisholm et Laird (1958) ont formalisé l'étude de Lockhart et Martinelli (1949) et proposent de représenter Φ_l par l'expression :

$$\Phi_l = \left(1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}\right)^{1/2} \tag{2.44}$$

C est une variable dépendant des régimes d'écoulements développés (visqueux[33] ou turbulent) pour les phases liquide et vapeur de l'écoulement diphasique. Les valeurs prises par cette constante sont données dans la Table 2.10.

Liquide	Vapeur	Indice de désignation	C
Turbulent	Turbulent	tt	20
Visqueux	Turbulent	vt	12
Turbulent	Visqueux	tv	10
Visqueux	Visqueux	vv	5

Table 2.10 – Écoulements à phases séparées

χ est le paramètre de Martinelli défini par :

$$\chi = \left[\frac{(dP/dz)_l}{(dP/dz)_v}\right]^{1/2} \tag{2.45}$$

33. Nous garderons également la terminologie de Chisholm (1973), en retenant bien que pour le cas des écoulements laminaires, les forces d'inertie ne sont plus nécessairement négligeables

Les équations (2.42a) et (2.42b) permettent d'aboutir à :

$$\chi = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{1/2} \left(\frac{f_l}{f_v}\right)^{1/2} \left(\frac{1-x}{x}\right) \tag{2.46}$$

Les valeurs des coefficients f_l et f_v peuvent être retrouvées avec l'équation (2.34). À l'aide de l'ensemble de ces données, il est possible de déterminer la variation de pression causée par l'écoulement diphasique en fonction du régime développé dans la conduite. De nombreuses études récentes (Mishima et Hibiki (1996)[1], Lee et Lee (2001a)[2], Qu et Mudawar (2003)[3], Lee et Mudawar (2005b)[4], Lee et Mudawar (2008)[5], Megahed et Hassan (2009)[6]) se basent sur cette démonstration pour corréler leur résultats expérimentaux en modifiant la valeur de C (Table 2.11).

Aut.	**Fluide(s)**	**sect.**	d_h **(mm)**	**Orient.**	C
[1]	eau/air	circ.	1 - 4	Vert.	$C_{xx} = 21(1 - e^{-319d_h})$
[2]	eau/air	rect.	0,8 - 6,7	Horiz.	$C_{vt} = 0,062Re_{lo}^{0,73}$
[3]	eau	rect.	0,349	Horiz.	$C_{vv} = 21(1 - e^{-319d_h})(0,00418G + 0,0613)$
[5]	eau	rect.	0,16 - 0,54	Horiz.	$C_{vv} = 2566G^{0,5466}d_h^{0,8819}(1 - e^{-319d_h})$
[4]	$R134a$	rect.	0,349	Horiz.	$C_{vv} = 2,16Re_{lo}^{0,047}We_{lo}^{0,6}$ $C_{vt} = 1,45Re_{lo}^{0,25}We_{lo}^{0,23}$
[6]	$FC72$	rect.	0,25	Horiz.	$C_{vv} = \frac{0,0053Re_{lo}^{0,934}}{C_0^{0,73}(X^2)^{0,175}}$ $C_{vt} = \frac{0,0002Re_{lo}^{1,7}}{C_0^{0,7}(X^2)^{1,24}}$

Table 2.11 – Valeurs de la variable C pour différentes études de la littérature

Pour Mishima et Hibiki (1996), le paramètre C est une fonction du diamètre hydraulique, tandis que pour Lee et Lee (2001a), Qu et Mudawar (2003) et Lee et Mudawar (2008), il dépend du diamètre hydraulique et de la vitesse massique. On peut noter que pour Lee et Mudawar (2005b) et Megahed et Hassan (2009), C est une fonction plus complexe qui dépend du diamètre hydraulique, de la vitesse massique, de la tension superficielle et de l'accélération de la pesanteur.

Pour retrouver l'expression de la variation de pression lors d'un écoulement diphasique, il est ensuite nécessaire d'intégrer l'expression suivante :

$$\Delta P_{diph(fr)} = \frac{L_{diph}}{x} \int_0^x \Phi_l^2 \left(\frac{2f_l G^2(1-x)^2}{\rho_l d_h}\right) \tag{2.47}$$

L'utilisation de la corrélation de Lockhart et Martinelli (1949) est conseillée lorsque $\mu_l/\mu_v > 1000$ et $G < 100\, kg.m^{-2}.s^{-1}$.

☞ *Corrélation de Chisholm (1973)*

La corrélation proposée par Chisholm (1973) découle d'une méthode empirique extensive (méthode graphique de Baroczy (1966)) applicable dans des conditions expérimentales très souvent rencontrées. Le gradient de pression dû aux frottements est donné par :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} = \Phi_{ch}^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} \tag{2.48}$$

Chisholm (1973) définit un paramètre, Y, obtenu à partir du rapport entre les gradients de pression dus aux frottements qui permet d'obtenir le multiplicateur diphasique Φ_{ch} :

$$Y^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_{vo}}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_{lo}} \tag{2.49}$$

où les indices ($_{vo}$ et $_{lo}$) indiquent les phases vapeur et liquide comme s'écoulant seules dans la conduite.

Le multiplicateur diphasique est corrélé par ce paramètre selon :

$$\Phi_{ch}^2 = 1 + (Y^2 - 1)\left[(Bx(1-x))^{(2-b)/2} + x^{2-b}\right] \tag{2.50}$$

où b est l'exposant que l'on retrouve dans l'équation (2.34). La valeur de la constante B est donnée pour différentes valeurs de Y, reportées dans la Table 2.12.

$0 < Y < 9,5$	$G \geq 1900$	$\rightarrow B = 55/G^{1/2}$
	$500 < G < 1900$	$\rightarrow B = 2400/G$
	$G < 500$	$\rightarrow B = 4,8$
$9,5 < Y < 28$	$G \geq 600$	$\rightarrow B = 520/(YG^{1/2})$
	$G < 600$	$\rightarrow B = 21/Y$
$Y > 28$	$\forall\, G$	$\rightarrow B = 15000/(Y^2G^{1/2})$

TABLE 2.12 – Valeurs de la variable B selon Chisholm (1973)

Il est conseillé d'utiliser la corrélation de Chisholm (1973) lorsque $\mu_l/\mu_v > 1000$ et $G > 100\, kg.m^{-2}.s^{-1}$.

☞ *Corrélation de Tran* et al. *(2000)*

Plus récemment, Tran *et al.* (2000) sont partis de l'analyse de Chisholm (1973) pour caractériser la perte de pression par frottement, en considérant les effets de confinement et de tension de surface sur l'évolution de l'écoulement diphasique :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} = \Phi^2_{tran}\left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} \tag{2.51}$$

Les auteurs définissent l'expression de leur multiplicateur diphasique selon :

$$\Phi^2_{tran} = 1 + (4,3Y^2 - 1)(C_o(x(1-x))^{0,875} + x^{1,75}) \tag{2.52}$$

avec le nombre de confinement C_o qui s'exprime selon l'équation (2.20).

☞ *Corrélation de Friedel (1979)*

Friedel (1979) utilise le même concept de multiplicateurs diphasiques que Lockhart et Martinelli (1949) pour déterminer l'évolution de la perte de pression dans l'écoulement diphasique :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} = \Phi^2_{fried}\left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} \tag{2.53}$$

Son analyse se base sur l'étude de plus de 25000 points expérimentaux pour des tubes ayant une orientation horizontale ou verticale et des écoulements ascendants ou descendants. Ces écoulements se produisent dans des tubes de section circulaire ou des canaux rectangulaires. L'évolution du multiplicateur diphasique de Friedel (1979) n'est pas dépendante des mêmes paramètres que pour celui défini par Lockhart et Martinelli (1949) :

$$\Phi^2_{fried} = E + \frac{3,24FH}{Fr_l^{0,045}We_l^{0,035}} \tag{2.54}$$

L'auteur définit les nombres de Froude (Fr) et de Weber (We) [34] :

$$Fr_l = \frac{G^2}{gd_h\rho^2_{hom}} \quad ; \quad We_l = \frac{G^2 d_h}{\sigma\rho_{hom}} \tag{2.55}$$

L'expression de ρ_{hom} peut être retrouvée à l'aide de l'équation (2.31) et l'expression des constantes E, F, H est donnée selon :

$$E = (1-x)^2 + x^2\frac{\rho_l f_v}{\rho_v f_l} \quad ; \quad F = x^{0,78}(1-x)^{0,224} \quad ; \quad H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,91}\left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,19}\left(1-\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,7} \tag{2.56}$$

L'utilisation de la corrélation de Friedel (1979) est recommandée lorsque le rapport $(\mu_l/\mu_v) <$

34. Notons que ces nombres dépendent de la masse volumique du milieu considéré comme homogène.

1000 et $G < 2000\ kg\ m^{-2}\ s^{-1}$.

☞ *Corrélation de Grönnerud (1972)*

Grönnerud (1972) a développé cette corrélation spécifiquement pour l'utilisation des réfrigérants. L'originalité de cette corrélation réside dans la construction d'un multiplicateur diphasique dépendant d'une perte de pression corrélée par le nombre de Froude et le titre :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} = \Phi_{gd}^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} \tag{2.57}$$

Le multiplicateur diphasique défini par l'auteur suit la loi :

$$\Phi_{gd} = 1 + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{gd} \left[\frac{\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)}{\left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,25}} - 1\right] \tag{2.58}$$

De manière surprenante, le gradient de pression défini par Grönnerud (1972) est adimensionnel et dépend d'un coefficient de frottement, f_{gd} :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{gd} = f_{gd}\left[x + 4(x^{1,8} - x^{10} f_{gd}^{0,5})\right] \tag{2.59}$$

La valeur de ce coefficient de frottement peut dépendre de l'évolution du nombre de Froude :

$$\begin{cases} \text{Si} \quad Fr_l \geq 1 \quad \rightarrow \quad f_{gd} = 1 \\ \text{Si} \quad Fr_l < 1 \quad \rightarrow \quad f_{gd} = Fr_l^{0,3} + 0,0055\left[\ln\left(\frac{1}{Fr_l}\right)\right]^2 \end{cases} \tag{2.60}$$

où le nombre de Froude est égal à :

$$Fr_l = \frac{G^2}{g d_h \rho_l^2} \tag{2.61}$$

☞ *Corrélation de Müller-Steinhagen et Heck (1986)*

Müller-Steinhagen et Heck (1986) proposent une corrélation qui représente l'interpolation entre l'ensemble de l'écoulement considéré comme étant totalement liquide et celui étant totalement vapeur. Les auteurs ont déterminé cette corrélation pour une large base de données qui couvre les écoulements : vapeur d'eau/eau, air/eau, air/huiles lourdes et plusieurs réfrigérants pour un total de 9300 points expérimentaux et des diamètres hydrauliques allant de 4 à $392mm$. Il est très intéressant de noter que cette corrélation ne prend pas du tout en compte la notion de multiplicateur diphasique défini dans les paragraphes précédents.

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} = G_{msh}(1-x)^{1/3} + A_2 x^3 \tag{2.62}$$

G_{msh} est égal à :

$$G_{msh} = A_1 + 2(A_2 - A_1)x \tag{2.63}$$

A_1 et A_2 expriment respectivement les pertes de pression dans le cas d'un écoulement considéré comme étant totalement liquide [équation (2.42a)] ou totalement vapeur [équation (2.42b)].

✔ *Représentation des corrélations prédisant l'évolution des pertes de pression diphasiques*

L'ensemble des corrélations décrites dans ce paragraphe a été représenté sur la Figure 2.28 pour une conduite de $1,4\ mm$ de diamètre, une vitesse massique de $100\ kg\ m^{-2}\ s^{-1}$ avec le forane 365 HX ($\mu_l/\mu_v \approx 42$) comme fluide de travail à une pression de fonctionnement égale à $70\ kPa$ relativement à la pression atmosphérique. Cette figure sera considérée comme celle de référence lors de l'étude de l'influence des conditions opératoires sur l'évolution des pertes de pression présentée en Figure 2.29.

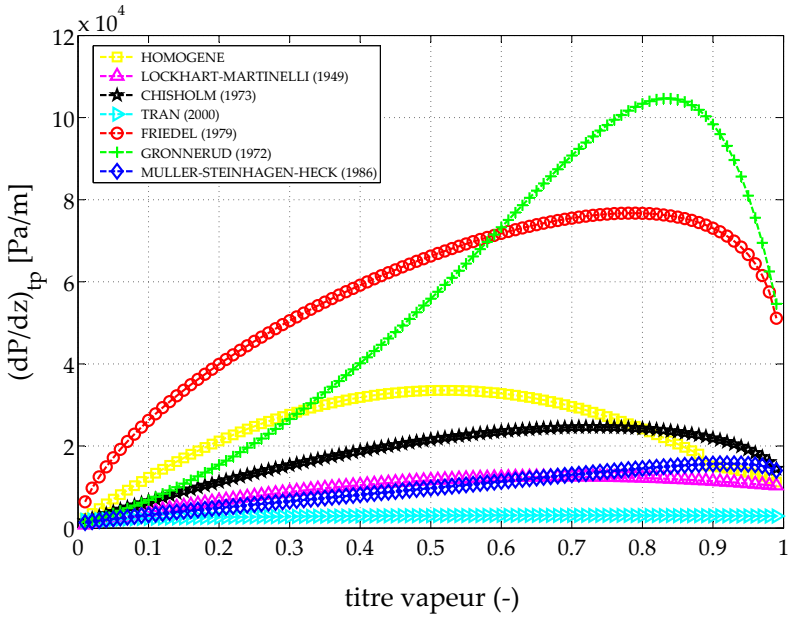


FIGURE 2.28 – Représentation des corrélations pour l'évolution de la perte de pression pour une conduite de diamètre hydraulique de $1,4\ mm$, une vitesse massique de $100\ kg\ m^{-2}\ s^{-1}$ et du forane 365 HX à $70\ kPa$ relativement à la pression atmosphérique

La Figure 2.28 montre qu'il existe des différences importantes entre les corrélations représentées pour décrire l'évolution de la perte de pression. Ainsi, nous pouvons en déduire qu'une compréhension claire des phénomènes physiques intervenant lors de la perte de pression en écoulement diphasique interne n'est pas encore obtenue. Les écarts peuvent atteindre un rapport de 1 à 10 (pour les cas les plus défavorables). L'ensemble de ces corrélations montre que la perte de pression causée par le frottement 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. Nous pouvons aussi remarquer 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 amène à une réduction du frottement en paroi.

La Figure 2.29 montre que malgré les écarts importants qu'il peut exister entre ces corrélations, celles-ci gardent le sens physique de l'évolution du terme de perte de pression expérimentale (selon les données de la revue bibliographique) avec les conditions opératoires. 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.

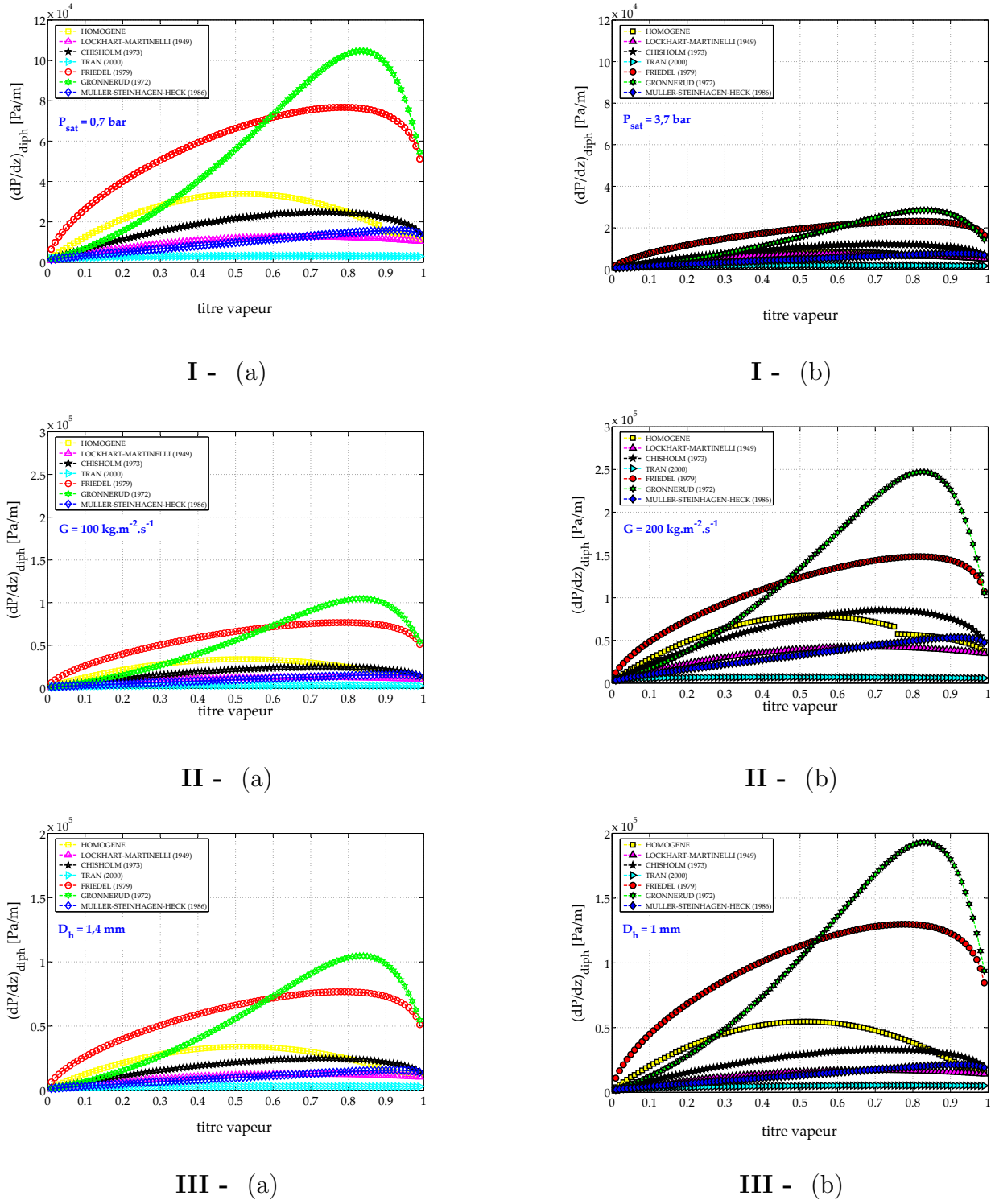


FIGURE 2.29 – Représentation des corrélations pour l'évolution de la perte de pression pour du Forane 365 HX : **I -** s'écoulant dans une conduite de $1,4\,mm$, une vitesse massique de $100\,kg\,m^{-2}\,s^{-1}$ et une pression de saturation à : (a) $70\,kPa$ (b) $370\,kPa$, **II -** s'écoulant dans une conduite de $1,4\,mm$, à une pression de saturation de $70\,kPa$ et une vitesse massique de : (a) $100\,kg\,m^{-2}\,s^{-1}$ (b) $200\,kg\,m^{-2}\,s^{-1}$, **III -** s'écoulant à une pression de saturation de $70\,kPa$, une vitesse massique de $100\,kg\,m^{-2}\,s^{-1}$ dans une conduite de : (a) $1,4\,mm$ (b) $1\,mm$

2.4.3 Évolution du taux de vide

Il est souvent difficile d'obtenir l'évolution du taux de vide par des mesures physiques directes [35] à petite échelle. Pourtant cette valeur est très importante pour caractériser l'évolution de la perte de pression par accélération (ou décélération) de l'écoulement diphasique [36]. Une solution, pour pallier cette difficulté, consiste à utiliser les corrélations établies pour la détermination de l'évolution du taux de vide en fonction du titre (qui est une valeur plus simplement accessible). Nous présenterons dans cette section, quelques modèles de référence qui permettent de trouver cette valeur de taux de vide.

a) Modèle homogène

En considérant que les phases liquide et vapeur se déplacent à la même vitesse, on aboutit à $u_l/u_v = 1$. Ainsi, l'équation (2.29) est simplifiée et peut s'écrire selon :

$$\alpha = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right)\frac{\rho_v}{\rho_l}} \tag{2.64}$$

b) Modèles à phases séparées

☞ *Corrélation de Zuber et Findlay (1965)*

Le modèle de Zuber et Findlay (1965) (ou modèle à flux de dérive) a été développé à partir de l'étude de nombreux écoulements dans des tubes verticaux. Pour résoudre l'équation de quantité de mouvement du mélange, les auteurs définissent une loi de dérive qui relie la vitesse de la vapeur, la vitesse du liquide et le taux de vide ($f(u_v, u_l, \alpha) = 0$). Selon eux, une vitesse de glissement entre la phase vapeur (qui se déplace plus vite au centre) et la phase liquide existe et son importance est contrôlée par la valeur du rapport entre la masse volumique du liquide et la masse volumique de la vapeur (ou les forces de flottabilité). Les auteurs définissent ainsi une loi de dérive qui suit l'équation :

$$u_{lv} = u_l - u_v = U_\infty (1-\alpha)^{n-1} \tag{2.65}$$

Avec U_∞ la vitesse dite terminale (ou de dérive) de l'écoulement et n un paramètre ajustable en fonction des régimes d'écoulement. De manière à déterminer l'expression du taux de vide, les auteurs expriment la vitesse du gaz, seule, et aboutissent à une autre écriture de (2.65) :

$$U_v = D_0 J + U_\infty \tag{2.66}$$

35. Une revue bibliographique sur les techniques de mesures du taux de vide peut être retrouvée dans Desrats (2006) (Annexe 2)

36. Ce terme peut devenir important dans le cas d'un changement de phase

J représente la somme des vitesses superficielles et peut s'écrire selon :

$$J = \frac{Gx}{\rho_v} + \frac{G(1-x)}{\rho_l} \tag{2.67}$$

D_o représente un paramètre de distribution des bulles dans l'écoulement ($\rightarrow D_o \geq 1$) . D_o et U_∞ sont des variables qu'il est nécessaire d'ajuster en fonction de la configuration de l'écoulement (Table 2.13). À l'aide de l'équation (2.41b), le taux de vide peut alors s'exprimer selon :

$$\alpha = \frac{1}{D_o\left(1 + \frac{(1-x)}{x}\frac{\rho_v}{\rho_l}\right) + \frac{\rho_v U_\infty}{Gx}} \tag{2.68}$$

Écoulement	D_o	U_∞
à Bulles	$1,4 - 0,4P_r$	$1,53\left[\sigma\frac{g(\rho_l-\rho_v)}{\rho_l^2}\right]^{1/4}$
à Bouchons	$1,2$	$0,35\sqrt{\frac{gd_h(\rho_l-\rho_v)}{\rho_l}}$
Annulaire	1	$\frac{23\mu_l G(1-x)}{\rho_v d_h}\left(\frac{\rho_l-\rho_v}{\rho_l^2}\right)$

TABLE 2.13 – Valeurs des paramètres D_o et U_∞ pour un canal rectangulaire selon Zuber et Findlay (1965) en fonction de la configuration de l'écoulement

avec P_r qui représente la pression réduite (voir définition au §2.1.3).

☞ *Corrélation de Premoli* et al. *(1971)*

Premoli *et al.* (1971) ont défini une corrélation qui est basée sur l'étude d'écoulements de réfrigérants. Ils définissent un paramètre (S) représentant le rapport entre les vitesses liquide et vapeur.

$$\alpha = \frac{\rho_l x}{S\rho_v(1-x) + \rho_l x} \tag{2.69}$$

S peut s'obtenir grâce à la relation suivante :

$$S = 1 + E_1\left(\frac{y}{1+yE_2} - yE_2\right)^{1/2} \tag{2.70}$$

avec :

$$\begin{cases} y = \dfrac{\beta}{1-\beta} & ; \quad \beta = \dfrac{\dot{m}_v}{\dot{m}_v + \dot{m}_l} \\ E_1 = 1,578 Re_{lo}^{-0,19} \left(\dfrac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,22} & ; \quad E_2 = 0,0273 We_{lo} Re_{lo}^{-0,51} \left(\dfrac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{-0,08} \end{cases} \tag{2.71}$$

☞ *Corrélation de Steiner (1993)*

Thome (2006) recommande l'utilisation de la corrélation de Steiner (1993) qui utilise le concept d'écoulement à flux de dérive. L'expression du taux de vide est dans le cas des écoulements horizontaux égal à :

$$\alpha = \frac{x}{\rho_v} \left[(1 + 0,12(1-x)) \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \frac{1,18(1-x)\left[g\sigma(\rho_l - \rho_v)\right]^{0,25}}{G^2 \rho_l^{0,5}} \right]^{-1} \tag{2.72}$$

☞ *Formulation générale pour l'écriture de l'évolution du taux de vide de Butterworth (1975)*

Butterworth (1975) a montré qu'il était possible d'établir une formulation générale pour plusieurs corrélations/modèle permettant de remonter à l'évolution du taux de vide :

$$\alpha = \left[1 + B_B \left(\frac{1-x}{x} \right)^{n_1} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{n_2} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{n_3} \right]^{-1} \tag{2.73}$$

Les valeurs des différentes constantes sont données à l'aide de la Table 2.14.

Corrélation ou modèle	B_B	n_1	n_2	n_3
Modèle de Zivi (1964)	1	1	0,67	0
Modèle de Wallis (1965)	1	0,72	0,40	0,08
Corrélation de Lockhart et Martinelli (1949)	0,28	0,64	0,36	0,07
Corrélation de Thom (1964)	1	1	0,89	0,18
Corrélation de Baroczy (1965)	1	0,74	0,65	0,13

TABLE 2.14 – Valeurs des constantes de (2.73) selon Butterworth (1975)

Cette formulation très originale permet de représenter très simplement la variation du taux de vide avec le titre.

✔ *Représentation des corrélations prédisant l'évolution du taux de vide*

Nous avons représenté l'évolution de toutes ces lois en fonction du titre à l'aide de la Figure 2.30. On peut noter que tous ces modèles prédisent une augmentation très rapide du taux de vide avec le titre. Ainsi, pour un titre de 0,2, l'ensemble des corrélations prédit un taux de vide supérieur à 60% pour une conduite de $1,4\,mm$, une vitesse massique de $100\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ pour du Forane 365 HX à $70\,kPa$ relativement à la pression atmosphérique.

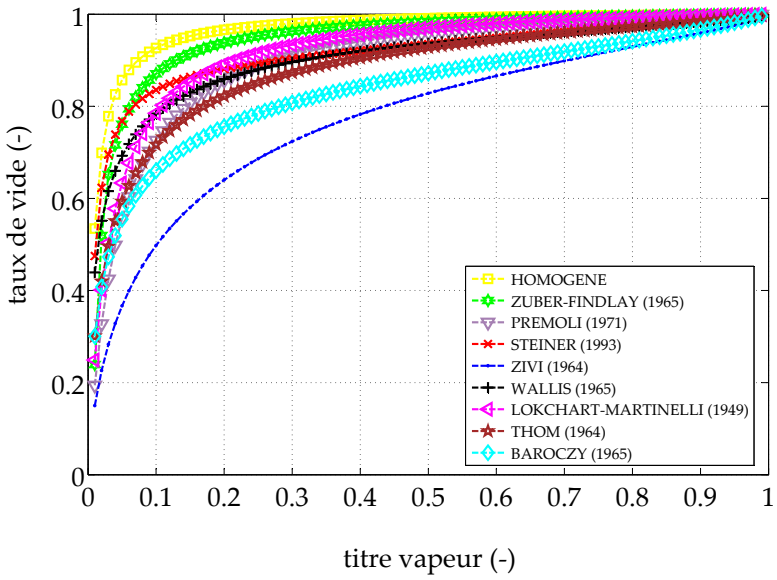


FIGURE 2.30 – Représentation de l'évolution du taux de vide en fonction du titre thermodynamique pour les précédentes corrélations pour une conduite de diamètre hydraulique de $1,4\,mm$, une vitesse massique de $100\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ pour du Forane 365 HX à $70\,kPa$ relativement à la pression atmosphérique

2.5 Prédiction de l'évolution des coefficients d'échange

2.5.1 Présentation d'éléments théoriques

L'évolution des transferts de chaleur en ébullition convective est liée à une chronologie de la répartition de la phase liquide et de la phase vapeur. À la suite de l'apparition de l'ONB, le régime d'écoulement à bulles prédomine. Il est suivi par la transition de l'écoulement à poches de vapeur et bouchons de liquide vers l'écoulement annulaire, puis de l'écoulement annulaire jusqu'à l'écoulement à phase dispersée (brouillard) (Figure 2.31).

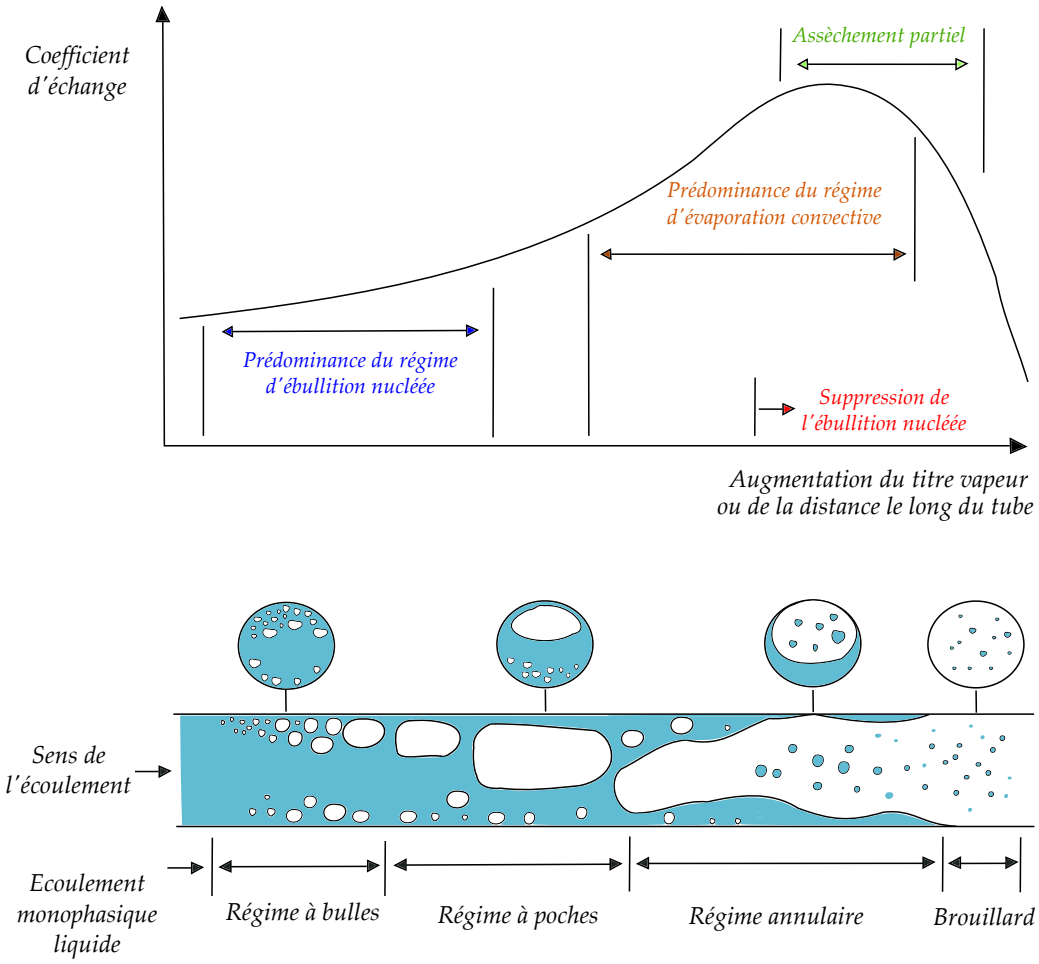


FIGURE 2.31 – Evolution du coefficient d'échange et des régimes d'écoulement le long d'un tube horizontal selon Carey (2008)

L'écoulement en ébullition convective est complexe parce qu'il est souvent nécessaire de considérer différents mécanismes de transferts de chaleur évoluant avec le titre thermodynamique de la vapeur (ou avec la position considérée le long de l'écoulement). La Figure 2.31 montre que le régime d'ébullition nucléée contrôle le transfert de chaleur pour les faibles valeurs de titre et amène à une augmentation très modérée du coefficient d'échange thermique.

Aux titres élevés, l'écoulement passe rapidement dans la configuration annulaire, et les mécanismes de transferts thermiques sont contrôlés par la vaporisation aux interfaces qui permet une amélioration sensible du coefficient d'échange de chaleur. Ceci est dû à la diminution de l'épaisseur de film liquide qui entraîne une réduction de la résistance thermique. Pour les titres intermédiaires, les deux mécanismes peuvent contrôler simultanément les transferts de chaleur. À partir d'une certaine valeur de titre (ou d'une certaine position), la vaporisation du liquide aux interfaces peut devenir si importante que le régime d'ébullition nucléée peut être complètement supprimé. À partir de cet instant, le mécanisme d'évaporation devient l'unique processus pilotant les transferts de chaleur. Durant les dernières étapes de l'écoulement annulaire, l'accélération du cœur de vapeur produit très souvent de l'entraînement de gouttelettes arrachées au film liquide et causées par l'apparition d'une instabilité de front de type Kelvin-Helmholtz (Revellin et Thome (2008)). Pour les titres plus élevés, cet arrachement peut conduire à une disparition localisée du film de liquide à la paroi appelée assèchement partiel. Il est aussi possible d'assécher complètement ce film pour les conditions les plus défavorables [37].

Après leur revue de la littérature Webb et Gupte (1992) répertorient trois modélisations pour définir l'importance des mécanismes de transferts de chaleur rencontrés en ébullition convective :

a) Le modèle de superposition :

$$h_{diph} = h_{nb} + h_{cv} \tag{2.74}$$

où h_{nb} représente le coefficient d'échange thermique dû à l'ébullition nucléée et h_{cv}, le coefficient d'échange de chaleur dû à la contribution convective de l'écoulement.

b) Le modèle asymptotique :

$$h_{diph}^n = h_{nb}^n + h_{cv}^n \tag{2.75}$$

c) Le modèle d'intensification :

$$h_{diph} = \Psi h_L \tag{2.76}$$

Nous en présenterons quelques-uns des plus connus dans les paragraphes suivants.

37. Une définition complémentaire de ces deux mécanismes est donnée au §2.2.4

2.5.2 Corrélations de la littérature

a) Modèle de superposition

☞ *Corrélation de Chen (1966) et adaptation aux mini-canaux par Zhang* et al. *(2004)*

Chen (1966) définit le modèle de superposition en considérant que le coefficient d'échange pour l'ébullition convective en condition saturée est la somme d'une contribution microscopique (ébullition nucléée) et d'une contribution macroscopique (l'échange convectif de chaleur). En fonction des conditions d'écoulement, l'une et l'autre de ces deux contributions peuvent être augmentées ou diminuées. À l'aide de la Figure 2.31, il est plus simple de comprendre l'analyse de Chen (1966) qui a pondéré le coefficient d'échange dû à l'ébullition nucléée (h_{nb}) par un facteur de suppression S et le coefficient d'échange dû à l'évaporation convective (h_{cv}) par un facteur d'intensification F :

$$h_{diph} = Sh_{nb} + Fh_{cv} \tag{2.77}$$

Les coefficients d'échange pour les phases d'ébullition nucléée et d'évaporation convective sont donnés respectivement par les analyses de Forster et Zuber (1955) (détermination lors d'expériences d'ébullition nucléée en vase) et de Dittus et Boelter (1930).

$$\begin{cases} h_{nb} = 0,00122 \left(\dfrac{\lambda_l^{0,79} c_{pl}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} h_{lv}^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) [T_p - T_{sat}(P_l)]^{0,24} [P_{sat}(T_p) - P_l]^{0,75} \\ h_{cv} = 0,023 Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4} \left(\dfrac{\lambda_l}{d_h} \right) \end{cases} \tag{2.78}$$

avec λ_l, c_{pl}, ρ_l, ρ_v, σ, μ_l, h_{lv}, T et P donnés en unités du système international (USI).

Les facteurs de suppression et d'intensification sont définis selon :

$$\begin{cases} S = (1 + 2,53 \times 10^{-6} Re_{hom}^{1,17})^{-1} \\ F(X_{tt}) = 2,35 \left(\dfrac{1}{X_{tt}} + 0,213 \right)^{0,736} & \text{si} \quad X_{tt}^{-1} > 0,1 \\ F(X_{tt}) = 1 & \text{si} \quad X_{tt}^{-1} \leq 0,1 \end{cases} \tag{2.79}$$

X_{tt} est le paramètre de Lockhart et Martinelli (1949), obtenu lorsque les phases liquide et vapeur sont considérées comment étant turbulentes. Ainsi, à l'aide de (2.46) et (2.34), on aboutit à :

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,1} \tag{2.80}$$

L'analyse de Chen (1966) est basée sur un ensemble de 395 points expérimentaux en écoulements verticaux pour des fluides variés (eau, méthanol, pentane, benzène, heptane, cyclohexane). Cette corrélation prend davantage en compte les mécanismes physiques intervenant lors de l'ébullition convective que les autres corrélations de superposition. Notons que cette corrélation ne donne pas de bons résultats lorsque des réfrigérants sont utilisés comme fluides de travail. Zhang *et al.* (2004) ont étudié 13 bases de données différentes et confronté les corrélations les plus utilisées pour la prédiction des coefficients d'échange pour les systèmes conventionnels. Selon ces auteurs, c'est le modèle de Chen (1966) qui permet d'obtenir les meilleurs résultats. Cependant pour les micro-systèmes, les auteurs remarquent que les nombres de Reynolds sont généralement inférieurs à 3000, ce qui correspond à un écoulement de transition ou un écoulement laminaire. Ils précisent que cette valeur est inconsistante avec le raisonnement initial de Chen (1966), en particulier pour la détermination du facteur de suppression de la composante convective. Ainsi, les auteurs définissent le paramètre F tel que :

$$F = 0,64\left(1 + \frac{20}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2}\right)^{0,5} \tag{2.81}$$

Zhang *et al.* (2004) font l'hypothèse que l'ébullition nucléée a bien lieu dans les canaux de faibles dimensions et disent que le facteur de suppression suit la même expression que celle définie à l'équation (2.79). Ils conservent aussi l'expression du coefficient d'échange [équation (2.78)] défini pour la contribution nucléée.

☞ *Corrélation de Gungor et Winterton (1986)*

Gungor et Winterton (1986) utilisent la même approche que celle de Chen (1966) pour définir leur corrélation. Les auteurs se réfèrent à 4202 points expérimentaux en ébullition saturée et 946 en ébullition sous-refroidie pour de nombreux fluides (HCFC22, CFC11, CFC12, CFC113, CFC114, eau, éthylène glycol, n-butanol et éthanol), en écoulements ascendants ou descendants dans des tubes horizontaux ou verticaux. Leur corrélation peut s'écrire simplement selon :

$$h_{diph} = \left(1 + 3000Bo^{0,86} + 1,12\left(\frac{x}{1-x}\right)^{0,75}\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,41}\right)h_{cv} \tag{2.82}$$

avec Bo qui représente le nombre d'ébullition.

b) Modèle asymptotique

☞ *Corrélation de Liu et Winterton (1990)*

Liu et Winterton (1990) utilisent le modèle asymptotique d'ordre 2 pour corréler l'évolution du coefficient d'échange. Leur corrélation est basée sur un ensemble de 5193 points expérimen-

taux (dont 991 pour des conditions sous-refroidies), provenant de 30 bases de données différentes et de nombreux fluides (eau, alcools, CFC11, CFC12, HCFC22, CFC113, CFC114). Elle peut s'écrire selon :

$$h_{diph} = \left[(Sh_{nb})^2 + (Fh_{cv})^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{2.83}$$

Les coefficients d'échange sont définis par :

$$\begin{cases} h_{nb} = 55P_r^{0,12-0,2log(R_p)}(-log(P_r))^{-0,55}M^{-0,5} \times \left(q''\right)^{2/3} \\ h_{cv} = 0,023Re_l^{0,8}Pr_l^{0,4}\left(\dfrac{\lambda_l}{d_h}\right) \end{cases} \tag{2.84}$$

P_r représente la pression réduite, R_p (exprimée en μm) est la hauteur moyenne des rugosités de paroi, M (exprimée en $g.mol^{-1}$) la masse molaire du fluide et q'' (exprimée en $W.m^{-2}$) la densité de flux de chaleur. Les facteurs de suppression et d'intensification sont définis selon :

$$\begin{cases} S = \left(1 + 0,055F^{0,1}Re_l^{0,16}\right)^{-1} \\ F = \left[1 + xPr_l(\dfrac{\rho_l}{\rho_v} - 1)\right]^{0,35} \end{cases} \tag{2.85}$$

c) Modèle d'intensification

☞ *Corrélation de Shah (1976)*

Pour les écoulements saturés verticaux ou horizontaux, Shah (1976) propose une corrélation pour la détermination du coefficient d'échange issue de l'analyse de 780 points provenant de 19 bases de données expérimentales différentes. Les fluides utilisés pour le développement de cette analyse comprennent le : CFC11, CFC12, HCFC22, CFC113, l'eau, et le cyclohexane. L'auteur propose une relation du type :

$$h_{diph} = h_l \times \max(\psi_{cv}, \psi_{nb}) \text{ ou } h_{diph} = h_l \times \max(\psi_{cv}, \psi_{bs}) \tag{2.86}$$

ψ_{nb}, ψ_{cv}, ψ_{bs}, représentent respectivement, les facteurs d'intensification pour les régimes d'ébullition purement nucléée, d'évaporation convective et d'ébullition avec suppression de la nucléa-

tion. Ces trois facteurs sont dépendants du nombre de convection (Co), du nombre d'ébullition (Bo) et du nombre de Froude liquide (Fr_l), définis selon :

$$\begin{cases} Co = \left(\dfrac{1-x}{x}\right)^{0,8} \left(\dfrac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \\ Bo = \dfrac{q''}{Gh_{lv}} \\ Fr_l = \dfrac{G^2}{\rho_l^2 g d_h} \end{cases} \tag{2.87}$$

Les valeurs des facteurs d'intensification sont données suivant :

$$\psi_{cv} = 1,8 N_s^{-0,8} \tag{2.88}$$

N_s est un paramètre défini par Shah (1976) qui dépend du nombre de Froude et est déterminé pour les écoulements horizontaux et verticaux selon :

$$N_s = Co \quad \text{pour } Fr_l \geq 0,04 \tag{2.89a}$$

$$N_s = 0,38 Fr_l^{-0,3} Co \quad \text{pour } Fr_l < 0,04 \tag{2.89b}$$

Pour $N_s > 1$:

$$\psi_{nb} = 1 + 46 Bo^{0,5} \quad \text{pour } Bo < 0,0003 \tag{2.90a}$$

$$\psi_{nb} = 230 Bo^{0,5} \quad \text{pour } Bo > 0,0003 \tag{2.90b}$$

Pour $N_s \leq 1$:

$$\psi_{bs} = F_s Bo^{0,5} \exp(2,74 Co^{-0,1}) \quad \text{pour } 0,1 < N_s \leq 1 \tag{2.91a}$$

$$\psi_{bs} = F_s Bo^{0,5} \exp(2,47 Co^{-0,15}) \quad \text{pour } N_s \leq 0,1 \tag{2.91b}$$

F_s est un paramètre qui dépend du nombre d'ébullition :

$$F_s = 14,7 \quad \text{pour } Bo \geq 11 \times 10^{-4} \tag{2.92a}$$

$$F_s = 15,4 \quad \text{pour } Bo < 11 \times 10^{-4} \tag{2.92b}$$

☞ *Corrélation de Kandlikar et Balasubramanian (2003) (adaptation aux mini-canaux)*

Kandlikar et Balasubramanian (2003) ont étendu la corrélation de Kandlikar (1990) aux cas des mini-canaux, où le coefficient d'échange de chaleur en écoulement en ébullition est déterminé en fonction du mécanisme dominant entre le régime d'ébullition nucléée et le régime

d'évaporation convective. Kandlikar (1990) se base sur 5246 points expérimentaux issus de 24 bases de données indépendantes. Une forme générale de cette corrélation peut s'écrire selon :

$$h_{diph} = \max(h_{nb}, h_{cv}) \tag{2.93}$$

Les termes h_{nb} et h_{cv} sont obtenus selon :

$$h_{nb} = 0,6683 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,1} x^{0,16}(1-x)^{0,64} f(Fr_l) h_l + 1058 Bo^{0,7} F_k (1-x)^{0,8} h_l \tag{2.94a}$$

$$h_{cv} = 1,1360 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,45} x^{0,72}(1-x)^{0,08} f(Fr_l) h_l + 667,2 Bo^{0,7} F_k (1-x)^{0,8} h_l \tag{2.94b}$$

$f(Fr_l)$ et Bo sont respectivement, une fonction dépendant du nombre de Froude et le nombre d'ébullition défini à l'équation (2.87). F_k est un paramètre dépendant du couple fluide/paroi qui estime les effets de surface sur l'échange de chaleur [38]. h_l est le coefficient d'échange déterminé par la condition d'écoulement monophasique dans toute la conduite.

Kandlikar et Balasubramanian (2003) modifient l'estimation de la valeur de h_l en précisant que pour les canaux de faibles dimensions, le régime d'écoulement turbulent est rarement atteint (Re < 3000). Cette situation rend l'utilisation des corrélations de Gnielinski (1976) ou de Petukhov et Popov (1963) peu judicieuses. Ils proposent de les remplacer par les corrélations thermiques laminaires. De plus, l'utilisation du nombre de Froude en canaux de petites dimensions n'est plus justifiée et les auteurs proposent de fixer $f(Fr_l) = 1$. Pour les écoulements dont les nombres de Reynolds sont inférieurs à 1600, h_l est déterminé à l'aide des équations (1.14) et (2.95) :

$$h_l = \frac{Nu \lambda_l}{d_h} \tag{2.95}$$

Pour les écoulements de transition ($1600 < Re < 3000$), il est nécessaire de réaliser une interpolation entre les corrélations en régime thermiquement développé et les corrélations de transition. Enfin, lorsque $Re < 100$, les auteurs recommandent d'utiliser uniquement l'équation (2.94a).

Kandlikar et Balasubramanian (2003) proposent en Table 2.15, quelques valeurs de F_k pour certains fluides :

Fluide	Eau	R11	R12	R22	R134a	Azote
F_k	1	1,3	1,5	2,2	1,63	4,7

Table 2.15 – Valeurs de quelques F_k données pour la corrélation de Kandlikar et Balasubramanian (2003)

38. Ce nombre peut être estimé par la corrélation de Forster et Zuber (1955) définie à l'équation (2.78) lors d'expériences d'ébullition en vase

Lorsque le paramètre F_k n'est pas connu les auteurs conseillent d'utiliser le pré-facteur défini dans la corrélation de Forster et Zuber (1955) pour l'ébullition en vase.

✔ *Représentation des corrélations prédisant l'évolution des transferts thermiques*

L'évolution de l'ensemble de ces corrélations a été représentée sur la Figure 2.32.

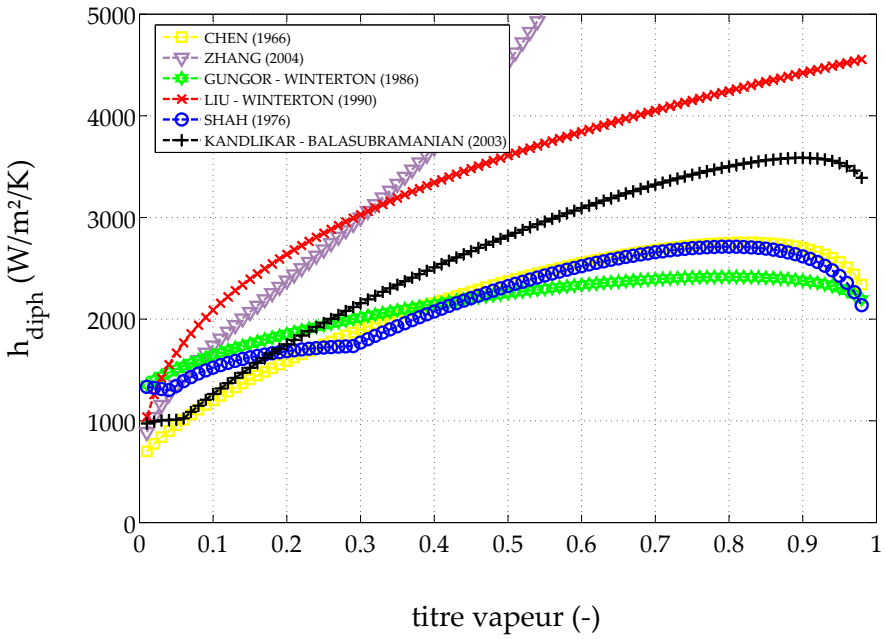


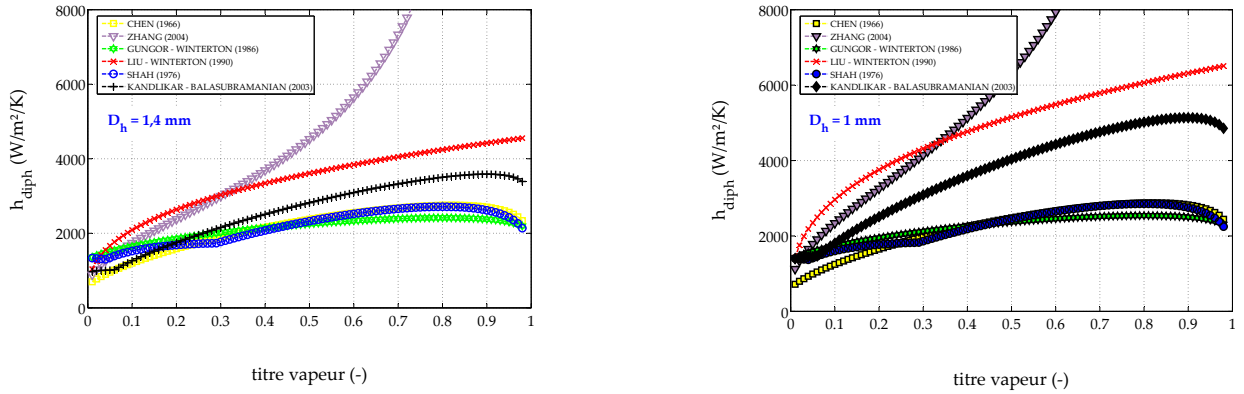
FIGURE 2.32 – Évolution du coefficient d'échange thermique en fonction du titre thermodynamique pour une conduite de diamètre hydraulique de $1,4\,mm$, une vitesse massique de $100\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ et un flux de chaleur de $4800\,W.m^{-2}$. Le fluide de travail est du Forane 365 HX à une pression de saturation de $70\,kPa$

D'un point de vue général, nous constatons que l'évolution de ces corrélations prédisent une augmentation globale des coefficients d'échange thermique par rapport à la loi de Dittus et Boelter (1930), obtenue pour un écoulement monophasique liquide. Les corrélations de Chen (1966) et de Gungor et Winterton (1986) ont des évolutions qualitativement similaires avec une augmentation progressive du coefficient d'échange de chaleur suivie d'une diminution de celui-ci pour les valeurs de titre proches de 1. Si l'on se réfère aux analyses réalisées pour les macro-écoulements, ce comportement est caractéristique de l'évaporation convective. La diminution du coefficient d'échange à fort titre est liée à de l'assèchement qui interviendrait au sein de l'écoulement. Contrairement à ces évolutions, la corrélation de Liu et Winterton (1990) prévoit une augmentation de ce coefficient sur toute la plage de titre comprise entre 0 et 1. Ce comportement est en accord avec la corrélation de Zhang *et al.* (2004) qui prévoit aussi une

augmentation de ce coefficient sur toute la gamme de titre. Ce résultat peut paraître surprenant du point de vue de la physique de l'écoulement et est lié aux constructions mathématiques de ces corrélations (terme d'amplification (F) des corrélations de Zhang *et al.* (2004) et de Liu et Winterton (1990)). Les corrélations de Shah et London (1978) et de Kandlikar et Balasubramanian (2003) font apparaître clairement, l'influence de l'ébullition nucléée et de l'évaporation convective sur le coefficient d'échange thermique [39]. Aux faibles valeurs de titre, le coefficient d'échange thermique évolue peu avec le titre, puis augmente pour les titres modérés à élevés et diminue enfin pour les titres proches de 1. Ces deux dernières corrélations semblent ainsi mieux prendre en compte les phénomènes physiques se déroulant lors de l'ébullition convective.

➢ Influence du diamètre hydraulique de la conduite

Comme nous le montre la Figure 2.33, l'ensemble des corrélations prédisent une augmentation des coefficients d'échange thermique lorsque le diamètre hydraulique de la conduite diminue.

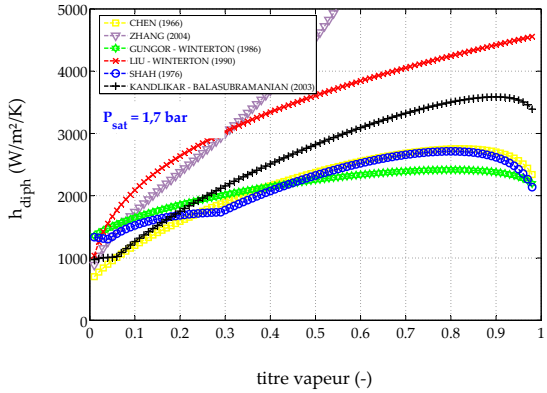


(a) (b)

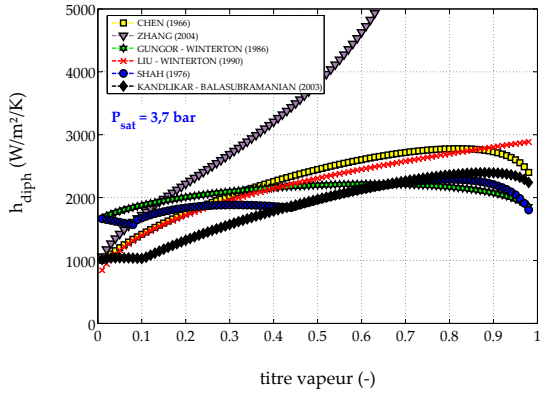
FIGURE 2.33 – Représentation des corrélations pour l'évolution du coefficient d'échange thermique pour du Forane 365 HX s'écoulant à une vitesse massique de $100\,kg\,m^{-2}\,s^{-1}$, une densité de flux de chaleur de $4800\,W.m^{-2}$, une pression de saturation de $70\,kPa$ dans une conduite de : (a) $1,4\,mm$ (b) $1\,mm$

Outre les paramètres géométriques, il est particulièrement intéressant d'étudier l'évolution de l'ensemble des corrélations thermiques pour des conditions opératoires variées. Ainsi, nous représentons à l'aide de la Figure 2.34, les influences de la pression de saturation, du débit massique et du flux de chaleur sur les coefficients d'échange thermique.

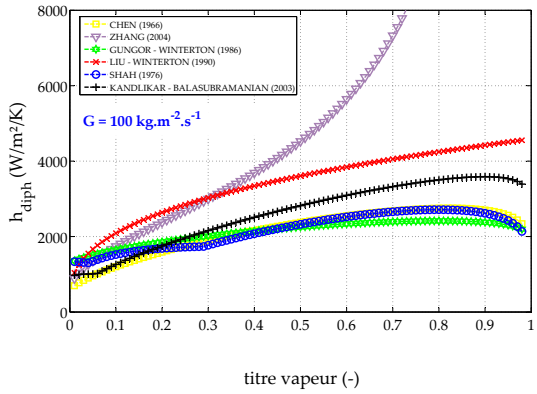
39. Notons que la corrélation de Shah et London (1978) prend aussi en considération un mécanisme intermittent qui tient compte de l'influence simultanée de l'ébullition nucléée et de l'évaporation convective



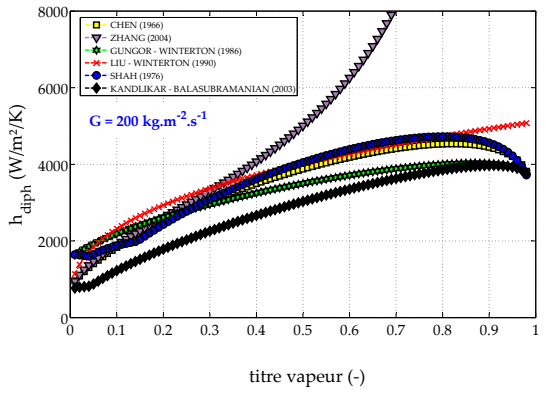
I - (a)



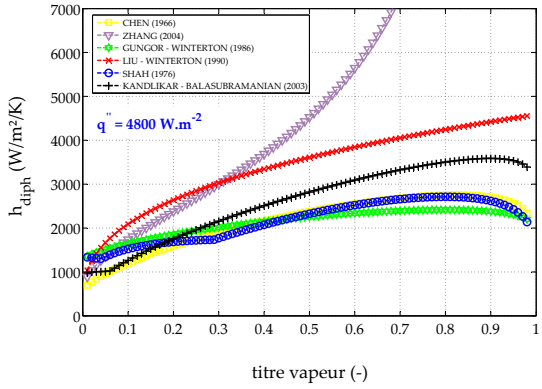
I - (b)



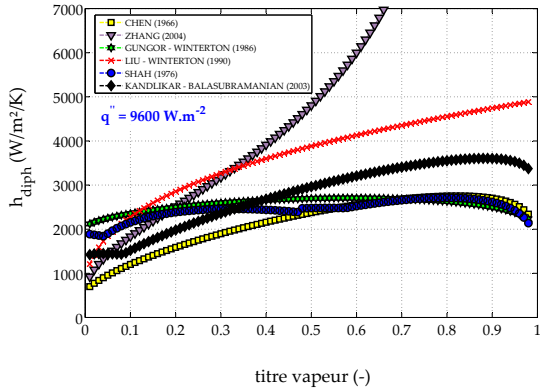
II - (a)



II - (b)



III - (a)



III - (b)

FIGURE 2.34 – Représentation des corrélations pour l'évolution du coefficient d'échange thermique pour du Forane 365 HX : **I -** s'écoulant dans une conduite de $1,4\,mm$, une vitesse massique de $100\,kg\,m^{-2}\,s^{-1}$, une densité de flux de chaleur de $4800\,W.m^{-2}$ et une pression de saturation à : (a) $70\,kPa$ (b) $370\,kPa$, **II -** s'écoulant dans une conduite de $1,4\,mm$, à une pression de saturation de $70\,kPa$, une densité de flux de chaleur de $4800\,W.m^{-2}$ et une vitesse massique de : (a) $100\,kg\,m^{-2}\,s^{-1}$ (b) $200\,kg\,m^{-2}\,s^{-1}$, **III -** s'écoulant dans une conduite de $1,4\,mm$, une vitesse massique de $100\,kg\,m^{-2}\,s^{-1}$, une pression de saturation de $70\,kPa$ et pour une densité de flux de chaleur de : (a) $4800\,W.m^{-2}$ (b) $9600\,W.m^{-2}$

➢ Influence de la pression de saturation

Les résultats représentés sur la Figure 2.34 montrent de manière surprenante que seules deux corrélations (Gungor et Winterton (1986) et Chen (1966)) prédisent une augmentation des échanges thermiques avec l'augmentation de la pression de saturation. Ce comportement d'intensification des échanges thermiques est en accord avec les données expérimentales présentées au § 2.3.3 où le coefficient d'échange augmente avec la pression de fonctionnement. Il est par ailleurs étonnant que de nombreuses corrélations prédisent une diminution de ces échanges thermiques.

➢ Influence du débit massique

L'ensemble des corrélations prédisent une augmentation du coefficient d'échange de chaleur lorsque le débit massique augmente, excepté pour la corrélation de Kandlikar et Balasubramanian (2003) qui prédit une diminution de ces échanges thermiques lorsque le titre est faible.

➢ Influence de la densité de flux de chaleur

L'augmentation de la densité de flux de chaleur échangée aux parois conduit généralement à une augmentation des échanges thermiques. Notons cependant que l'impact de cette condition opératoire est forte lorsque le titre est faible à modéré et faible lorsque le titre est plus élevé pour la prédiction de Kandlikar et Balasubramanian (2003) et de Shah et London (1978). Ce comportement suppose que le modèle considère que la densité de flux de chaleur n'influe que sur les écoulements intervenant aux faibles titres (→ régime d'ébullition nucléée). Notons que la corrélation de Chen (1966), n'évolue quasiment pas lorsque le flux de chaleur est modifié.

2.6 Conclusions sur le Chapitre 2

Les données qui ont été présentées dans ce chapitre montrent que l'évolution du phénomène d'ébullition convective interne dépend d'un nombre très important de paramètres. Pourtant, ce sont essentiellement les influences des conditions opératoires sur l'évolution des transferts thermiques ou des pertes de pression qui sont le plus souvent étudiées. En effet, toute modification de ces conditions opératoires peut permettre d'intensifier (ou de dégrader) ces transferts thermiques ou ces pertes de pression associées. L'exemple de la pression de saturation montre que lorsque celle-ci augmente, cela conduit généralement à l'intensification des échanges thermiques et à la diminution des pertes de pression en situation expérimentale. Ces conditions opératoires peuvent influencer l'ébullition convective, de la naissance de celle-ci jusqu'à son assèchement. La connaissance des conditions de flux de chaleur échangé aux parois permettant d'atteindre l'ébullition (ONB) est très importante pour des questions de dimensionnement d'un échangeur de chaleur. Il en va de même pour les conditions amenant à l'assèchement du liquide en paroi

(CHF) qui revêt une importance particulière du fait du risque de détérioration de cet échangeur thermique.

Nous avons relevé qu'en dehors des conditions opératoires, les propriétés de mouillabilité du fluide avec la paroi peuvent aussi impacter l'évolution des conditions menant à la naissance de l'ébullition et nous supposons que celles-ci peuvent aussi conditionner l'apparition de l'assèchement en paroi et devraient ainsi être considérées avec attention.

Aujourd'hui encore très peu d'études se sont concentrées sur l'influence de la géométrie (en particulier lorsque l'on s'éloigne des conduites de sections circulaires), sur l'évolution de la perte de pression ou des coefficients d'échange thermique. Yen *et al.* (2006) montrent dans leur étude que le seul fait de passer d'un écoulement en mini-conduite de section circulaire à un écoulement en mini-canaux pour des diamètres hydrauliques voisins ($\approx 210\mu m$) peut modifier sensiblement l'évolution des échanges thermiques en ébullition convective. Pour les mini-canaux, le couple de paramètres géométriques qui semble important est le rapport d'aspect / diamètre hydraulique. En effet, si le diamètre de détachement d'une bulle est plus grand que la largeur du mini-canal ou que sa hauteur, cette bulle se retrouverait confinée uniquement dans une direction, mais pourrait se déplacer plus ou moins librement dans l'autre ce qui atténuerait le confinement. Notons que Agostini (2002) affirme que le diamètre hydraulique ne permettrait pas de caractériser à lui seul l'influence du confinement pour les mini-canaux. L'auteur propose dans son étude d'utiliser la plus petite dimension du mini-canal pour caractériser l'éventuel confinement lors de l'ébullition.

Cette revue bibliographique nous permet d'affirmer que beaucoup d'efforts sont réalisés pour mieux comprendre les phénomènes d'ébullition convective en mini-canaux. Cependant, l'influence des paramètres géométriques, et en particulier pour le cas des mini-canaux rectangulaires, n'a été que très peu étudiée aujourd'hui. Ainsi, dans le cadre de cette étude expérimentale nous avons choisi de nous intéresser particulièrement à l'influence du rapport d'aspect et du diamètre hydraulique sur l'évolution des pertes de pression et des transferts thermiques lors de l'ébullition. Un système de visualisation, défini lors de ce travail de thèse nous a aussi permis d'étudier les transitions de régimes d'écoulement en fonction des conditions de débit et de flux de chaleur imposés à l'écoulement. L'ensemble des éléments qui ont permis de définir notre système d'étude ainsi que le choix du fluide de travail sera présenté au **Chapitre 3**.

Deuxième partie

Moyens expérimentaux

Chapitre 3

Détails de l'approche expérimentale

3.1 Objectifs de l'étude et approche expérimentale **105**
3.2 Éléments pour le choix du fluide de travail **106**
3.3 Précautions préliminaires pour une étude en ébullition **111**
3.4 Choix du fluide de travail **111**
3.4.1 Description générale du fluide 112
3.4.2 Propriétés thermophysiques du Forane 365 HX 112
3.5 Conclusions sur la Chapitre 3 . . . . . **115**

Résumé :

Les *données présentées lors de l'étude bibliographique ont démontré que les phénomènes physiques se produisant lors des écoulements internes en condition d'ébullition ne sont pas bien compris lorsque les dimensions géométriques sont réduites. L'influence des paramètres géométriques sur l'évolution des coefficients d'échange et des coefficients de frottement a été étudiée en* ***Partie III*** *de ce manuscrit et fait suite à une analyse préalable détaillée. L'objectif de ce chapitre est de présenter les étapes qui nous ont mené aux différentes modifications du banc d'essais, qui vont des choix préliminaires sur le fluide de travail, aux choix des dimensions géométriques des mini-canaux d'étude, jusqu'à l'instrumentation de la section d'essais.*

3.1 Objectifs de l'étude et approche expérimentale

La revue bibliographique (Chapitre 2) nous a montré que, lors de l'étude de l'ébullition en convection forcée, de nombreux paramètres peuvent permettre d'améliorer les performances d'un système thermique. Généralement, les réductions d'échelle conduiraient à l'augmentation de l'intensité du coefficient d'échange thermique et à une efficacité plus importante (meilleur mélange dû aux distances courtes de diffusion, rapidité du chauffage due à la diminution du rapport volume/surface) par rapport aux conditions monophasiques selon les données de la revue bibliographique. Cependant, pour des conditions d'ébullition interne en convection forcée, de nombreuses caractéristiques sont à préciser, dont les conditions amenant à l'ONB et au CHF. Ces deux dernières conditions permettent de définir toute la gamme effective de fonctionnement d'un échangeur de chaleur en condition d'ébullition. Aujourd'hui encore, et après notre synthèse bibliographique, il est particulièrement difficile d'évaluer l'influence des seuls paramètres géométriques [1] sur les comportements hydrodynamiques et thermiques, pour un écoulement en ébullition interne.

Les objectifs de cette étude expérimentale sont de répondre aux interrogations suivantes :

- ▷ Le flux de chaleur qui déclenche l'ONB, est-il de même intensité si les paramètres géométriques du mini-canal sont modifiés ?
- ▷ Les conditions amenant au CHF sont-elles influencées par les paramètres géométriques ?
- ▷ L'évolution de la perte de pression est-elle de même intensité pour des canaux de mêmes diamètres hydrauliques mais de sections de passage (ou de rapports d'aspect) différentes ?
- ▷ Les coefficients d'échange obtenus sont-ils les mêmes pour des canaux de mêmes diamètres hydrauliques mais de sections de passage (ou de rapports d'aspect) différentes ?
- ▷ Peut-on définir un paramètre géométrique de référence pour l'ébullition en mini-canaux ?

Pour pouvoir décrire complètement l'évolution des transferts de chaleur et des pertes de charge pour une condition d'écoulement en ébullition, il est nécessaire de déterminer l'évolution de certaines mesures physiques qui sont : le débit, la pression, les températures de paroi et celles du fluide, le taux de vide et la distribution du flux de chaleur de manière locale au sein du mini-canal. Ce résultat est bien entendu encore difficilement atteignable d'un point de vue expérimental aujourd'hui. Dans ce cadre, nous avons dû faire des choix (que nous détaillerons au **Chapitre 4**) pour pouvoir mener cette étude expérimentale de manière globale.

Notre démarche a donc consisté à obtenir certaines de ces valeurs expérimentalement et à en estimer [2] d'autres de manière à évaluer les pertes de pression et les coefficients d'échange de

1. En particulier lorsque l'on s'éloigne du cas des sections circulaires, où moins de données existent
2. Comme par exemple l'évolution du taux de vide avec le titre thermodynamique.

chaleur. Une originalité de cette étude réside dans le fait de pouvoir réaliser simultanément des mesures physiques de l'écoulement avec des visualisations des configurations d'écoulement. Cela permet de mieux comprendre l'évolution des mécanismes de pertes de pression et de transferts de chaleur liée à l'ébullition interne convective.

3.2 Éléments pour le choix du fluide de travail

Le choix du fluide de travail a été basé sur la possibilité de l'utiliser en condition d'ébullition et selon un cahier des charges spécifique pour l'application envisagée. En effet, les contraintes d'utilisation d'un fluide réfrigérant pour le refroidissement dans une pile à combustible ont été détaillées dans les paragraphes suivants :

① **Respect des réglementations environnementales**

Aujourd'hui, pour pouvoir sélectionner un fluide dans le cadre d'une application industrielle, des indicateurs ont été définis pour évaluer l'impact de ce fluide, dans le cas où il se trouverait libéré à l'atmosphère. Ainsi, en vertu des réglementations en cours et futures, il est nécessaire de vérifier que ce fluide ne participe pas à la destruction de la couche d'ozone [indicateur : Ozone Depletion Potential (ODP)] et qu'il contribue le plus faiblement possible (ou pas du tout) à l'effet de serre [indicateur : Global Warming Potential en anglais (GWP)].

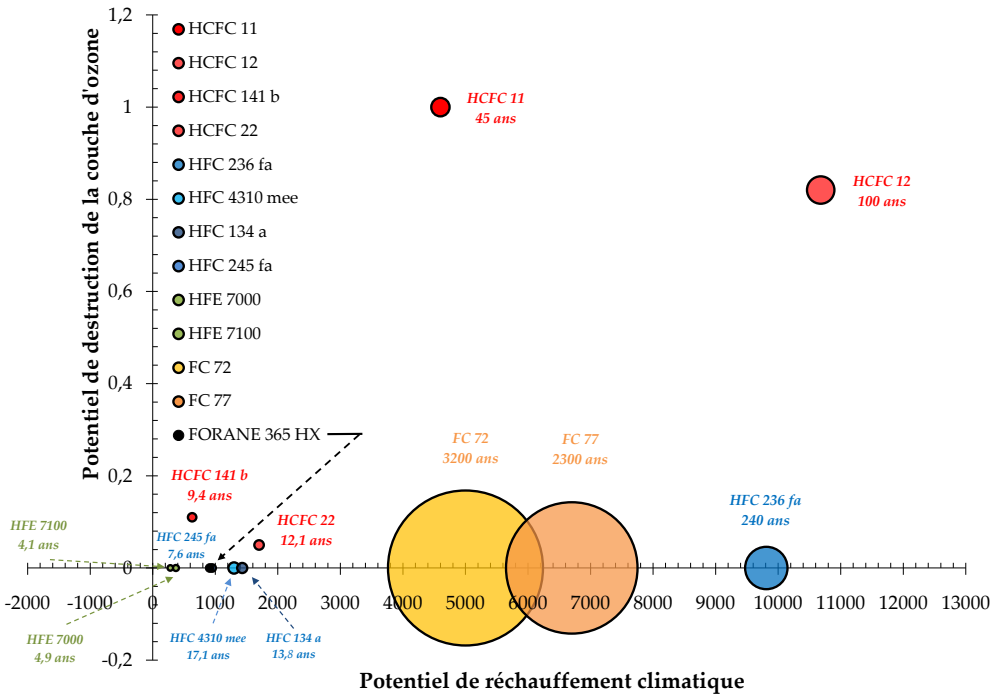


FIGURE 3.1 – ODP, GWP et durée de vie dans l'atmosphère de certains réfrigérants

Ces deux derniers indicateurs ont pris une plus grande importance depuis les protocoles de Montréal (1987) (**but** : arrêt de la destruction de la couche d'ozone) et de Kyoto (1997) (**but** : réduction des émissions des gaz à effet de serre). De plus, la durée de vie d'un composé chimique dans l'atmosphère est un paramètre important à considérer pour quantifier plus objectivement son impact sur l'atmosphère. Quelques ODP, GWP et durée de vie dans l'atmosphère de certains réfrigérants sont représentés sur la Figure 3.1 [3].

② **Sécurité et simplicité d'utilisation**

Pour l'application envisagée, il est nécessaire que le fluide puisse remplir des conditions pratiques d'utilisation. Ainsi, le fluide doit être ininflammable, non explosif [4], peu, voire non toxique pour l'homme et l'environnement et enfin, compatible avec une large gamme de matériaux.

③ **Fluide diélectrique**

Nous pouvons noter, que l'ensemble des fluides ont la capacité à être plus ou moins polarisés par l'application d'un champ électrique autour d'eux et cette polarisation peut générer des courants de fuite dans le réfrigérant lorsque ce dernier est utilisé dans une pile à combustible.

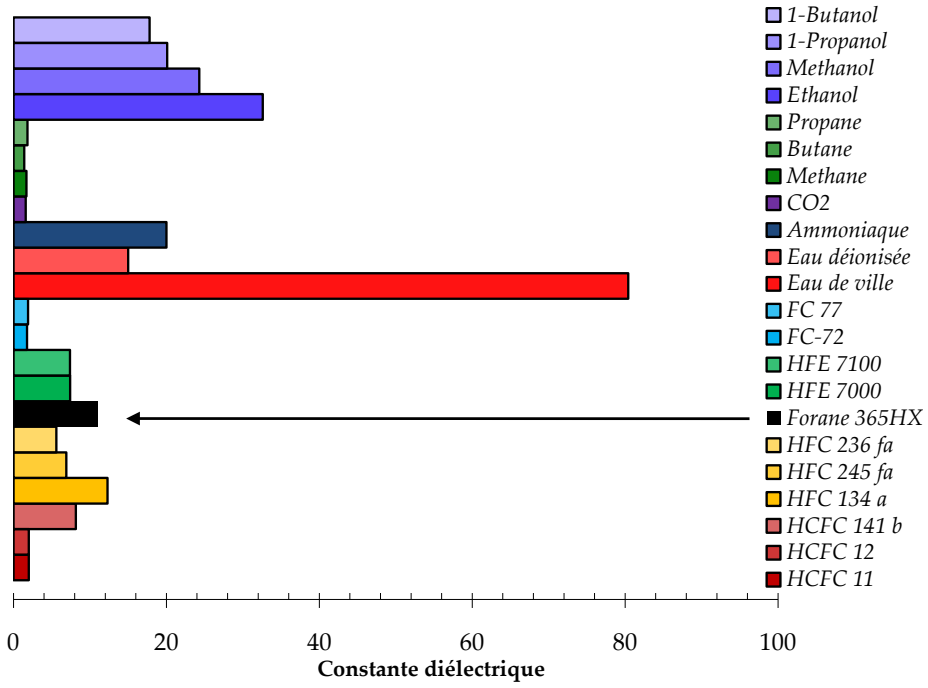


FIGURE 3.2 – Valeur de la constante diélectrique pour certains fluides

3. Notons que pour les fluides naturels (Hydrocarbones, Eau, Ammoniaque, CO_2) les ODP et GWP sont généralement très faibles. Ces caractéristiques tendent à rendre leur utilisation de plus en plus attractive, malgré les difficultés qui peuvent être engendrées par l'utilisation de certains d'entre eux.

4. Ce terme s'applique particulièrement aux fluides qui doivent fonctionner sous pression pour pouvoir être utilisé dans de bonnes conditions sous forme liquide

On exprime généralement l'aptitude d'un fluide à être polarisé, à l'aide de la constante diélectrique (κ). Elle représente le rapport entre la capacité du fluide à transporter un courant alternatif et la capacité du vide à transporter ce même courant. Cette constante s'exprime selon :

$$\kappa = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \tag{3.1}$$

Il faut noter que la conduction électrique augmente généralement avec la constante diélectrique. D'où la nécessité de trouver un fluide dont les propriétés diélectriques soient faibles pour éviter de transporter le courant à l'extérieur de la PAC. Quelques valeurs de constante diélectrique pour quelques fluides sont données sur la Figure 3.2.

④ **Propriétés d'antigel**

Les propriétés d'antigel d'un fluide de refroidissement sont particulièrement importantes dans le cadre de l'utilisation d'une pile à combustible. C'est d'ailleurs ce qui rend l'eau matériellement inutilisable à l'état brut en tant que fluide de refroidissement [5], malgré ses bonnes propriétés thermophysiques. En effet, l'utilisation de la pile à combustible dans des ambiances « extrêmes » (températures inférieures à 0^oC) conduit à chercher un fluide dont le point de fusion est bas.

⑤ **Point d'ébullition compris entre 60 - 90°C**

Lors de son montage, la pile à combustible est généralement serrée mécaniquement à une pression élevée (usuellement la pression maximale est de l'ordre de 4 bar) afin d'assurer les bonnes conditions de fonctionnement de l'assemblage membrane/électrodes (AME). De plus, de manière à augmenter le potentiel de Nerst de la réaction électrochimique, l'entrée des gaz (air, hydrogène) peut se faire sous pression. L'utilisation d'un fluide réfrigérant pourrait ainsi s'envisager sous des conditions de pression imposées tant que ces pressions ne dépassent pas la pression de serrage des éléments de l'assemblage [6]. Dans ce cadre, le fluide pourrait s'utiliser dans des cycles thermodynamiques à compression de vapeur pour augmenter l'efficacité des échanges thermiques. De ce fait, il est essentiel de connaître l'évolution de la température de fonctionnement en fonction de la pression imposée.

5. Généralement, le rajout d'additif en mélange avec de l'eau comme, l'éthylène glycol, le glycérol etc... permet d'abaisser la température de fusion du mélange. Cependant ces produits sont couramment critiqués pour leur nocivité vis-à-vis de l'environnement. De plus, les additifs sont habituellement composés d'un ou de plusieurs groupements hydroxyle qui amènent à une augmentation de la constante diélectrique (pour l'éthylène glycol et le glycol cette constante atteint une valeur supérieure à 35)

6. Un schéma illustrant le positionnement du dispositif de refroidissement est présenté au Chapitre 7

A titre d'illustration, nous avons représenté sur la Figure 3.3, les évolutions des températures de saturation en fonction des pressions de saturation pour quelques fluides couramment utilisés dans la revue bibliographique. Nous avons aussi relevé, que le fonctionnement de la pile génère de l'eau dont la gestion est aujourd'hui encore compliquée. En effet, pour assurer le bon fonctionnement de ces piles, il est nécessaire de les faire fonctionner à des températures comprise entre 60^oC et 90^oC pour, à la fois, assurer l'humidification de la membrane qui permet à cette dernière de fonctionner et empêcher son assèchement qui engendrerait la dégradation des performances de la réaction. Cette dernière remarque empêche les conditions de fonctionnement supérieures à 100^oC (si c'est le Nafion® qui est utilisé en tant que membrane échangeuse de protons).

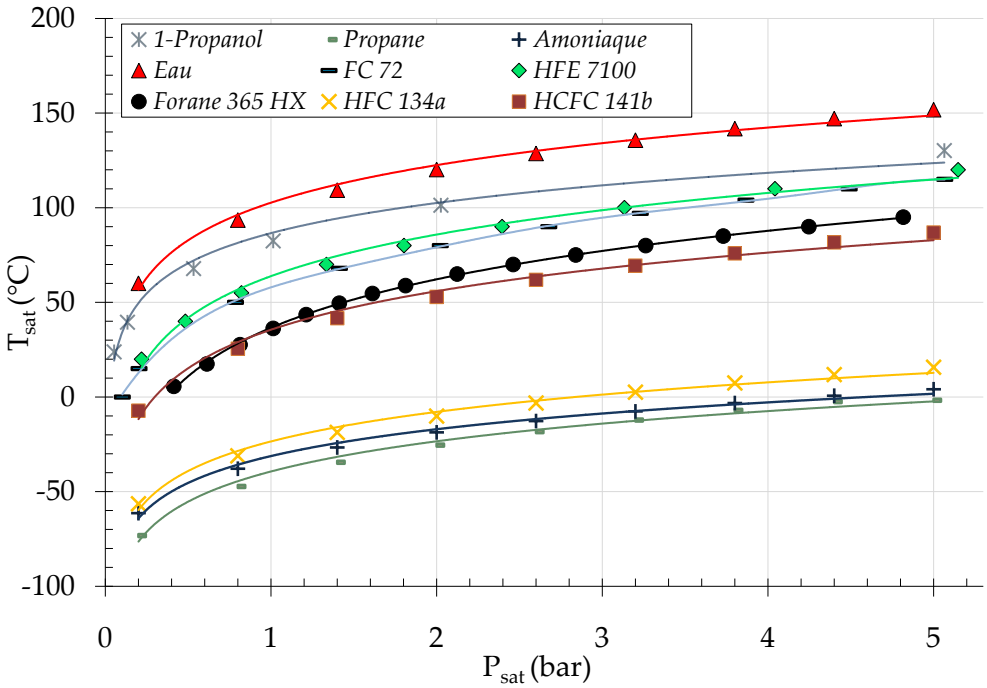


FIGURE 3.3 – Evolution de la température de saturation avec la pression de fonctionnement

⑥ Chaleur latente de vaporisation élevée

C'est une donnée importante lors du choix d'un fluide de travail. Cette propriété thermophysique exprime la quantité d'énergie qu'il faut apporter à un kilogramme de fluide pour qu'il puisse passer sous sa forme vapeur. Ainsi, plus la valeur de la chaleur latente sera élevée, meilleur sera le transfert de chaleur lors du changement de phase du liquide vers sa vapeur à débit d'évaporation donné.

⑦ Chaleur spécifique et conductivité thermique élevées

La chaleur spécifique exprime la capacité du fluide à accumuler l'énergie thermique et la conductivité sa capacité à la conduire. Il est important que les valeurs de ce couple soient élevées pour permettre un transfert de chaleur efficace, en particulier dans les zones sous-refroidies [7].

⑧ Adéquation des couples viscosités / masses volumiques

Ce jeu de propriétés thermophysiques est important pour la caractérisation de la perte de pression en écoulement diphasique. Dans le cadre monophasique, la diminution de la viscosité du liquide permet généralement de réduire la perte de pression pour un écoulement interne. Dans le cas diphasique, il serait utile d'étudier les couples viscosité vapeur / masse volumique vapeur et viscosité liquide / masse volumique liquide. En effet, la connaissance de ces termes est nécessaire pour l'évaluation des régimes d'écoulement développés dans la conduite qui contrôlent les pertes de pression. Les résultats de Revellin et Thome (2006) et de Jassim et Newell (2006) montrent que lorsque la vitesse superficielle de la vapeur est relativement faible, la perte de pression diphasique l'est aussi.

Nous reportons dans la Table 3.1 quelques valeurs de propriétés thermophysiques pour une température de saturation de 85^oC.

Fluide	P_{sat}	T_{fus}	ρ_l	ρ_v	h_{lv}	c_{pl}	c_{pv}	μ_l	μ_v	λ_l	λ_v
Unités	bar	^oC	kg/m^3	kg/m^3	kJ/kg	$kJ/kg.K$	$kJ/kg.K$	$\mu kg/m.s$	$\mu kg/m.s$	$mW/m.K$	$mW/m.K$
C3H7OH	$0,93$	-126.2	740	2	715	$3,2$	$1,6$	450	$9,5$	143	20
C3H8	$34,3$	$-187,7$	354	$98,7$	$133,4$	$5,4$	$5,7$	$44,2$	$12,9$	$68,3$	$38,6$
NH3	$46,1$	$-77,6$	495	$38,4$	$800,5$	6	$5,7$	$74,2$	$12,2$	$324,1$	40
H2O	$0,57$	0	969	$0,35$	2282	$4,2$	2	$333,3$	$11,7$	$672,8$	$23,5$
FC-72	$2,3$	-90	1518	N/A	$75,6$	$1,14$	N/A	210	N/A	$50,6$	N/A
HFE-7100	$2,1$	-135	1364	$19,4$	103	$1,3$	N/A	307	$12,2$	$56,5$	N/A
F365 HX	$3,7$	< -35	1084	$22,9$	$148,5$	$1,5$	$1,1$	245	$11,4$	86	$15,6$
HFC-134a	$29,3$	-101	838	217	$82,5$	$2,3$	$2,4$	$81,3$	$16,7$	$54,8$	$26,2$
HCFC-141b	$4,7$	$-103,5$	1109	21	$191,6$	$1,25$	$0,93$	$219,3$	$11,1$	$74,9$	$14,7$

Table 3.1 – Propriétés thermophysiques des quelques fluides pour une température de saturation de 85^oC

7. Notons qu'en ébullition saturée, la contribution de la chaleur latente l'emporte très largement sur la contribution due à la chaleur sensible lors des transferts de chaleur

3.3 Précautions préliminaires pour une étude en ébullition

Le travail effectué lors de la revue bibliographique nous a permis de relever que les conditions d'utilisation du fluide de travail, en particulier pour l'ébullition, sont à considérer avec précaution. En effet, selon la littérature, la reproductibilité d'un résultat en condition d'ébullition semble aussi être conditionnée par la capacité du fluide à rester stable chimiquement au cours du temps. C'est pour cette raison que les fluides purs ont la faveur des applications industrielles en comparaison avec les fluides de mélange, qui peuvent être zéotropiques. En effet, pour les mélanges zéotropiques, les composés constituant le mélange ont des propriétés d'évaporation différentes. Ainsi, le composé le plus volatil s'évapore plus rapidement et en cas de pertes, les propriétés du mélange évoluent vers les caractéristiques du fluide le moins volatil.

Par ailleurs, notons qu'une grande partie des liquides sont peu ou prou avides de gaz dissous. Dans ce cadre, Steinke et Kandlikar (2004) ont montré expérimentalement, que l'oxygène dissous dans de l'eau pouvait influencer notablement les conditions menant à l'apparition de l'ébullition. Les résultats de ces auteurs ont permis de démontrer qu'au-delà d'une certaine concentration de gaz dissous ($> 5,4\,ppm$ [8]), la naissance de l'ébullition avait lieu pour des températures pouvant être inférieures de près de 10^oC en comparaison aux conditions normales de saturation [9]. Du reste, Li *et al.* (2004) ont montré numériquement que l'influence des gaz dissous pouvaient faire diminuer la température d'apparition de l'ébullition de près de 35^oC. Cependant, nous avons relevé que You *et al.* (1995) qui ont utilisé du $FC-72$ comme fluide de travail, pour de l'ébullition en vase, ont obtenu des résultats moins alarmistes. En effet, les auteurs ont montré que la concentration en gaz dissous influençait les phénomènes d'ébullition, uniquement lorsqu'elle était relativement élevée ($> 427\,ppm$). Ainsi, il semblerait que le choix du fluide de travail et par corollaire, de sa capacité à piéger des gaz dissous soit notablement importante. En conséquence, en l'absence de données sur les concentrations en gaz dissous nous avons mis en place une technique expérimentale (§ 4.1.2) permettant de limiter l'influence de cette concentration sur les résultats obtenus en condition d'ébullition.

3.4 Choix du fluide de travail

Lors de notre étude expérimentale nous avons dans un premier temps travaillé avec de l'eau (dont les propriétés thermophysiques sont bien connues) comme fluide de travail de manière à valider notre dispositif dans des conditions d'écoulement monophasique. Par la suite, pour les configurations d'écoulement en ébullition convective, nous avons dû sélectionner un autre fluide de travail selon le cahier des charges défini au § 3.2. Nous détaillerons dans les paragraphes suivants quelques-uns des éléments qui nous ont permis d'effectuer ce choix.

8. Partie par million
9. Pour de l'eau $T_{sat} \approx 100^oC$ à P_{atm}

3.4.1 Description générale du fluide

Notre choix s'est porté sur le Forane 365 HX qui est un fluide produit par la société Arkema. C'est un fluide dont l'utilisation est conseillée en remplacement du R141b. Selon le fournisseur ses applications principales concernent le départiculage, le séchage, le rinçage et les transferts de chaleur. Le Forane 365 HX résulte du mélange de HFC 365mfc [10]($C_4H_5F_5 \geq 75\%$) et de HFC 4310mee ($C_5H_2F_{10} < 25\%$) qui forment une association azéotropique ($\rightarrow$ reste stable au cours du temps). L'un des principaux objectifs de cette association est de rendre le mélange ininflammable. De plus, le Forane 365 HX n'a pas de point éclair et n'est donc pas explosif et est très faiblement toxique pour l'homme. Les vapeurs dégagées par celui-ci ne sont ni irritantes pour les yeux ou la peau. Arkema recommande une valeur moyenne d'exposition de 500 ppm. Des éléments concernant la tenue des métaux, des élastomères et des matières plastiques au Forane 365 HX peuvent être retrouvés en Annexe A.

3.4.2 Propriétés thermophysiques du Forane 365 HX

Le travail effectué lors de la revue bibliographique, nous a permis de recenser une trentaine de fluides utilisés en condition d'ébullition dans des conduites de faibles dimensions. Nous avons ainsi, analysé avec attention l'évolution des propriétés thermophysiques de ces fluides avec l'évolution de la pression de fonctionnement pour motiver notre choix. Pour l'application envisagée, la pression de fonctionnement du système doit être comprise entre la pression atmosphérique et une pression maximale d'environ 4 bar (relativement à la pression atmosphérique) comme nous l'avons montré au § 3.2. Nous avons représenté dans la Table A.1, les propriétés thermophysiques du Forane 365 HX pour une pression de 0,7 bar relativement à la pression atmosphérique.

Fluide	T_{sat}	ρ_l	ρ_v	h_{lv}	c_{pl}	c_{pv}	μ_l	μ_v	λ_l	λ_v	Pr_l	Pr_v	σ
Unités	^oC	kg/m^3	kg/m^3	kJ/kg	$kJ/kg.K$	$kJ/kg.K$	$\mu kg/m.s$	$\mu kg/m.s$	$mW/m.K$	$mW/m.K$	S.U	S.U	mN/m
F365 HX	55	1160	10,2	160,8	1,42	1,01	416,5	10,1	94	13,1	6,3	0,78	11,5

Table 3.2 – Propriétés thermophysiques du Forane 365 HX à 170 kPa

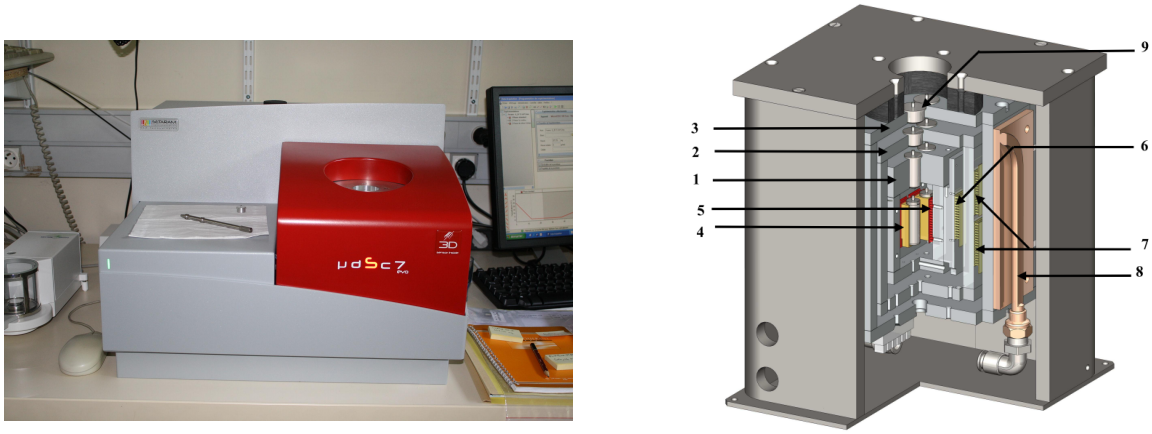
Notons que les valeurs de chaleur spécifique à pression constante, de viscosité ont été obtenues expérimentalement en fonction de la température du fluide pour des conditions monophasiques. Les techniques et les instruments de mesures utilisés dans ce but seront présentés aux paragraphes suivants. Notons que le fournisseur ne donne pas la valeur de la température de fusion de ce fluide. Cependant nous avons relevé que la température de fusion du HFC 4310mee est de -35^oC et celle du HFC 365mfc est de -80^oC. Ainsi, lors de ce travail nous avons fait l'hypothèse que la température de fusion du mélange est en dessous de -35^oC.

10. L'Agence de Protection de l'Environnement des États-Unis (USEPA) estime que ce composé pourrait être utilisé en tant que réfrigérant dans le futur - http ://www.epa.gov

☞ Mesure de la chaleur spécifique : présentation du $\mu DSC7$

L'ensemble de ces mesures a été réalisé au Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB) qui est localisé sur le campus universitaire de Saint-Martin d'Hères. Durant les campagnes de mesures expérimentales, j'ai pu être assisté par Hébert Sallée et Colas Hasse qui ont tous les deux contribué à la réussite de ces mesures. Pour obtenir les valeurs de chaleur spécifique, nous avons utilisé un calorimètre commercialisé par la société SETARAM.

Une photographie de cet appareil de mesure est reportée sur la Figure 3.4a.



(a) (b)

FIGURE 3.4 – (a) Micro-calorimètre localisé au CSTB pour la mesure de la chaleur spécifique du liquide (b) Capteur calorimétrique vue intérieure

Les parois intérieures du capteur calorimétrique sont réalisées en aluminium (1,2,3) et permettent l'isolement des cellules de mesure par rapport à l'environnement. La mesure de chaleur spécifique est réalisée selon une analyse différentielle. En effet, deux cellules (réalisées en Hastelloy C276 [11]) sont insérées dans le $\mu DSC7$. Chaque cellule est entourée de fluxmètres plan (5), dont le signal est régulièrement évalué par l'appareil de mesures. Le signal électrique émis par ces fluxmètres est proportionnel au transfert de chaleur entre la cellule contenant l'échantillon et le bloc calorimétrique. Dans un premier temps, une mesure du blanc est effectuée entre les deux cellules vides pour évaluer l'influence du corps de cellule sur la mesure de chaleur spécifique. Une fois cette mesure effectuée, nous avons rajouté notre échantillon de fluide (dont la masse a été mesurée préalablement) dans la cellule de mesure tandis que la cellule de référence reste vide. Le bloc calorimétrique est relié thermiquement à l'enceinte intérieure de régulation qui fixe la température intermédiaire du calorimètre. Des éléments (6,7) à effet Peltier sont

11. Matériau dont les propriétés principales sont de résister aux températures très élevées et d'être peu sujet à la corrosion

disposés entre le bloc et l'enceinte pour évacuer la chaleur. L'ensemble du système est régulé par une circulation d'eau (8) dont la température est contrôlée et cette circulation est située sur la paroi extérieure de l'ensemble constituant le capteur calorimétrique. La valeur de chaleur spécifique du liquide peut ensuite être évaluée à l'aide de l'équation :

$$C_p = \frac{Q_{\mu DSC}}{\beta_c m} \tag{3.2}$$

où $Q_{\mu DSC}$ représente la puissance thermique entrant ou sortant de l'échantillon (corrigée par la courbe à blanc), β_c la vitesse de chauffe dans l'échantillon et m la masse de cet échantillon. Chacune de nos séries de mesure a été effectuée pour des cas de chauffe et des cas de refroidissement, dans une plage de mesure comprise entre 5 et 40^oC, et ont montré une excellente reproductibilité.

☞ Mesure de la viscosité du liquide à l'aide d'un viscosimètre capillaire

Les mesures de viscosité effectuées ont été réalisées à l'aide d'un viscosimètre pour série de dilution de SCHOTT. Ces mesures ont été possibles grâce au concours de Yannick Molmeret (Laboratoire de Rhéologie) et de Denise Foscallo (Laboratoire d'Électrochimie et de Physicochimie des Matériaux et des Interfaces (LEPMI)). Nous avons illustré sur la Figure 3.5, le schéma du dispositif expérimental que nous avons utilisé.

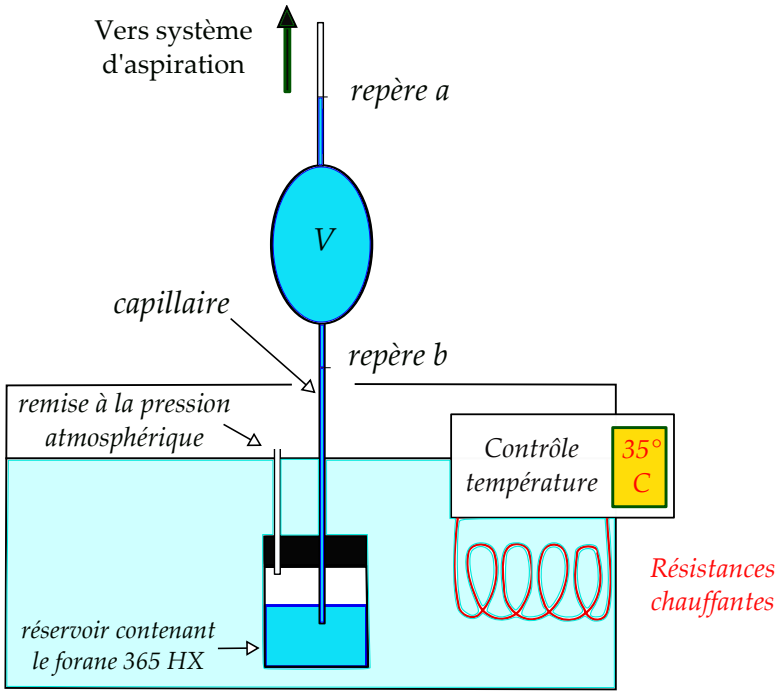


FIGURE 3.5 – Système permettant la mesure de la viscosité du forane 365 HX

Le principe de mesure est le suivant :

L'échantillon de mesure est placé dans un réservoir en verre qui contient deux ouvertures dont une peut être mise à la pression atmosphérique et l'autre reliée à un système d'aspiration du forane 365 HX. Ce réservoir a été placé dans un bain thermostaté de manière à contrôler la température de l'échantillon. Nous avons fait varier cette température entre 20^oC et 40^oC durant les expériences réalisées. Notons que le choix du diamètre du capillaire est important car il permet d'assurer la précision de la mesure qui est basée sur l'obtention d'un écoulement laminaire. En effet, pour tous les calculs de détermination de la viscosité dynamique ce sont les hypothèses de l'écoulement de Poiseuille qui ont été utilisées. Notons que nous avons supposé que pour l'ensemble des expériences réalisées, notre fluide de travail se comportait comme un fluide de type newtonien. Préalablement à chaque expérience et de manière à limiter l'impact de la présence de particules, nous avons filtré à $0,4\,mm$ l'échantillon de forane 365 HX utilisé.

Comme le montre la Figure 3.5, le capillaire est composé d'un réservoir de volume V. Une fois que le forane 365 HX remplit ce réservoir puis atteint un niveau un peu plus élevé que le repère a, le système d'aspiration du liquide est stoppé. Ce système relâche par la suite le fluide de travail et au moment où la surface libre du forane dépasse le repère a, un chronomètre est déclenché. En effet, la viscosité du fluide est liée au temps durant lequel celui-ci s'écoule jusqu'au repère b. Des diodes photoélectriques sont placées sur ces repères de manière à déterminer le passage de la surface libre du fluide. Ainsi, une fois que cette surface atteint le repère b, l'arrêt du chronomètre est effectué de manière automatique. La loi reliant la viscosité dynamique au temps durant lequel le fluide s'écoule du repère a au repère b peut s'écrire selon :

$$\mu = \frac{\pi R^4 g}{8V}\rho_l t = k\rho_l t \tag{3.3}$$

où R est le rayon du capillaire, g l'accélération de la pesanteur, V le volume du réservoir du capillaire, ρ_l la masse volumique du fluide, t le temps caractéristique de vidange du capillaire et k une constante d'étalonnage liée au capillaire utilisé et donnée par le constructeur. L'ensemble des tests réalisés a montré une très bonne reproductibilité et nous a permis de valider la mesure effectuée.

3.5 Conclusions sur la Chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons pu définir plus précisément, les objectifs de notre travail de thèse. Ainsi, après avoir effectué le choix de notre fluide de travail à partir du cahier des charges défini pour l'utilisation du forane 365 HX dans une pile à combustible de type PEMFC, nous pouvons présenter l'ensemble du banc d'essais sur lequel nous avons travaillé pour réaliser les mesures en ébullition convective interne. Cette description sera faite au Chapitre 4

Chapitre 4

Description de l'installation expérimentale

4.1 Présentation de la boucle hydraulique **119**
4.1.1 Description générale 119
4.1.2 Système de dégazage 121
4.1.3 Méthode de préchauffage 124
4.1.4 Description de la section d'essai 125
4.1.5 Dimensionnement des mini-canaux 126
4.2 Acquisition des mesures expérimentales **127**
4.3 Présentation du système d'imagerie **128**
4.4 Présentation des essais réalisés **131**

Résumé :

Une *boucle d'essais a été réalisée pour l'étude des phénomènes d'ébullition interne en condition de convection forcée dans des mini-canaux de dimensions caractéristiques différentes. L'originalité de ces travaux réside principalement dans le fait de pouvoir faire varier plusieurs paramètres géométriques pour un même dispositif expérimental. Les dimensions étudiées* ($0,727mm < D_h < 1,4mm$) *ont permis de couvrir une gamme d'échelle spécifique aux mini-canaux ainsi que d'étudier les effets de confinement sur l'écoulement dans les conditions d'ébullition convective. Nous avons ainsi pu collecter des données sur les phénomènes physiques intervenant pour cette dernière condition. Dans ce chapitre, nous présentons le banc d'essai et l'apport novateur apporté dans le cadre de cette thèse sur le plan expérimental. Une présentation détaillée de la section d'essai est ensuite faite ainsi que celle de la caractérisation des paramètres géométriques des mini-canaux étudiés. Une description du système d'acquisition des signaux de l'instrumentation de l'ensemble du banc est fournie. Les techniques de visualisation et la description des deux caméras utilisées feront l'objet d'une section détaillée.*

4.1 Présentation de la boucle hydraulique

4.1.1 Description générale

Pour réaliser les expériences en ébullition convective, nous avons adapté l'installation expérimentale monophasique existante au laboratoire. Ce dispositif expérimental a été mis en place lors du travail de Gao *et al.* (2002). Bavière (2005) l'a ensuite fait évoluer lors de ses travaux de thèse et a étudié de nombreuses conditions hydrodynamiques et thermiques pour des nombres de Reynolds variés, dans des « micro-canaux [1] » de diamètres hydrauliques différents. Enfin, Gamrat (2007) a mené des expériences complémentaires sur l'installation qui ont abouti à un travail numérique sur l'étude de l'influence des rugosités de paroi sur les comportements hydrodynamiques et thermiques de l'écoulement.

« Le lecteur pourra relever que toutes ces études, antérieures à la nôtre, ont été réalisées pour des conditions monophasiques. »

Un schéma global de la boucle hydraulique permettant l'étude en ébullition convective est présenté sur la Figure 4.1. Cette installation est constituée de deux boucles hydrauliques pouvant fonctionner de manière indépendante et en circuit fermé. La boucle EMC (Ébullition en Mini/Micro Conduites) permet l'étude de l'ébullition pour les canaux de faibles dimensions. L'autre circuit hydraulique permet le dégazage du Forane 365 HX avant les essais dans la boucle EMC [2]. Notons que le système de visualisation n'a pas été représenté sur ce schéma pour plus de clarté. La description de ce dispositif fera l'objet d'un paragraphe dédié (§ 4.3).

1. Au moment de son étude, l'auteur identifie les canaux dont le diamètre hydraulique est inférieur à $1\,mm$ à des micro-canaux. Néanmoins il faut noter que, pour les expériences réalisées, Bavière (2005) a montré qu'aucun micro-effet n'était observable à ces échelles

2. Notons que les longueurs des traits de la figure 4.1 ne correspondent pas à un éloignement réel entre les différents organes de la boucle générale

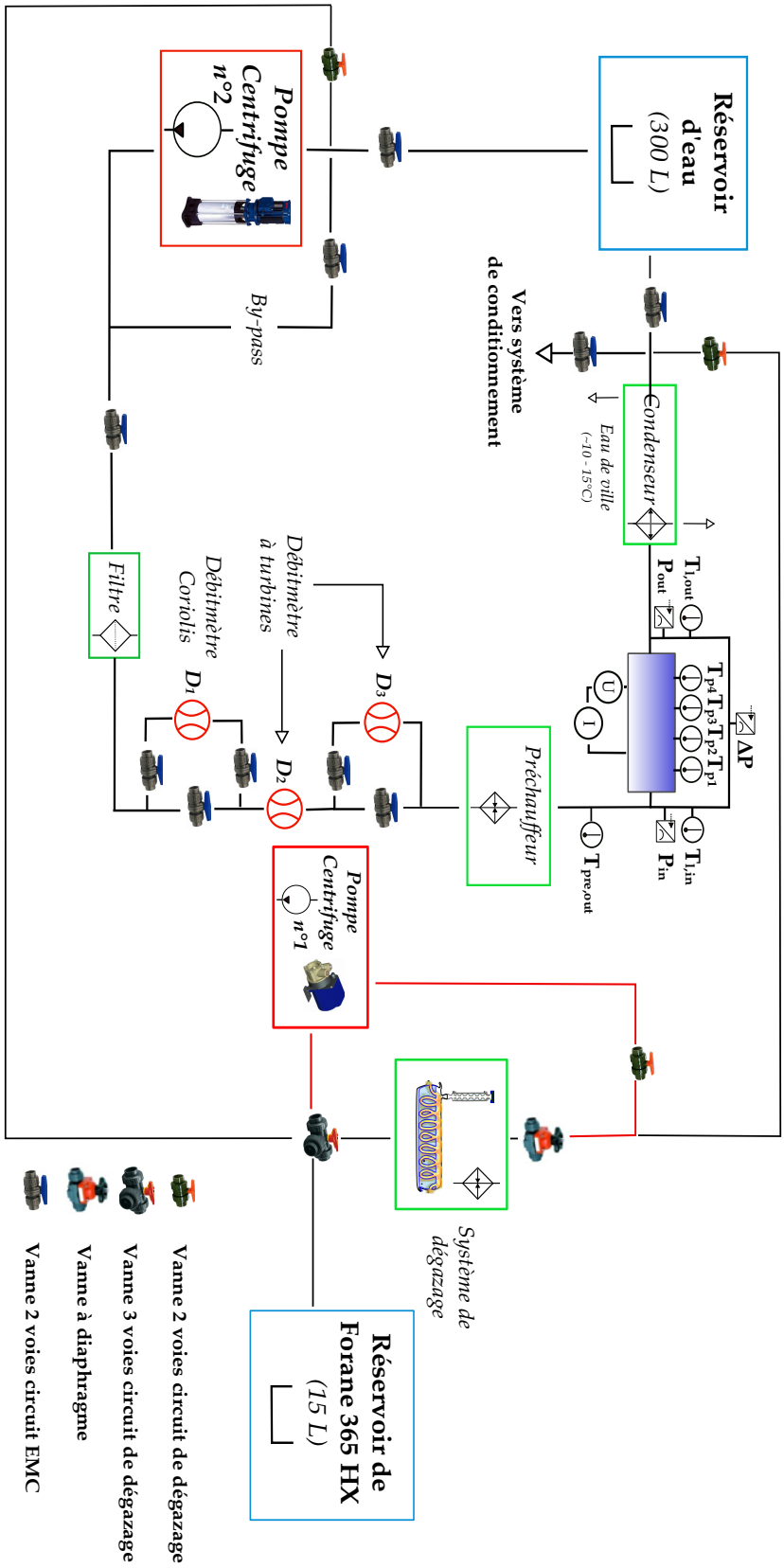


FIGURE 4.1 – Boucle hydraulique permettant l'étude en ébullition convective

La boucle EMC inclut :

➠ une pompe centrifuge (Movichrom N CN 3/12, 10 $bars$, 20 $l.min^{-1}$),

➠ un filtre de particules (Filtration SASU) avec un diamètre de pore de 5 μm, réalisé en acier inoxydable,

➠ trois débitmètres (Kobold PEL L45, Kobold PEL LO1 et Bronkhorst LFM L2, pleine échelle : 6 $l.m^{-1}$, $0,2\,l.m^{-1}$ et $0,017\,l.m^{-1}$ respectivement),

➠ trois capteurs de pression absolue (deux MBS 3000, 16 bar, et un Keller PR21S, 2 bar),

➠ deux capteurs de pression différentielle (capteur inductif HBDM PD1, $0,1\,bar$) et capteur piézo-électrique (LEGI, $0,7\,bar$),

➠ six thermocouples de type T dont deux pour la détermination de la température d'entrée et de sortie du fluide dans la section d'essais et quatre pour la mesure de la température de paroi à 1 mm de l'interface solide-liquide,

➠ dix vannes à deux voies en PVC-U (Georges Fisher, 16 $bars$) pour contrôler les conditions hydrodynamiques et la circulation du fluide dans la boucle EMC.

Nous avons ensuite défini un système de dégazage pour limiter les incertitudes liées à l'influence des gaz dissous. Ce système est lui-même inclus dans une nouvelle boucle hydraulique qui sera présentée au paragraphe suivant.

4.1.2 Système de dégazage

Notre revue de la bibliographie nous a permis d'établir que l'effet des gaz dissous peut ne pas être négligeable sur les phénomènes d'ébullition convective. Ainsi, dans le but de mieux contrôler ces phénomènes, nous avons défini un système de dégazage qui permet d'extraire les gaz emprisonnés dans le volume de Forane 365 HX. Notons que pour les mini-canaux, les gaz dissous ne semblent pas avoir d'influence pour les conditions d'écoulement monophasique (Steinke et Kandlikar (2004)). De manière à effectuer ce dégazage, nous avons défini une boucle spécifique composée des éléments suivants :

➠ une pompe centrifuge (Totton Pumps HPR6, 3 l/min),

➠ un réservoir de 15 L avec une vanne de fermeture en EPDM (Safi Vannes, 16 $bars$),

➠ un réservoir cylindrique en verre (réservoir de dégazage) composé d'un serpentin interne (Dumas SA, $\approx 11\,l$) et surmonté d'un réfrigérant à boules,

➠ un bain thermostaté (Julabo F25, -25^oC à 200^oC, $4,5\,l$),

➠ une vanne à diaphragme en PVC-U avec membrane en EPDM (Georges Fisher, 16 $bars$) pour contrôler la pression de fonctionnement du système lors de l'utilisation de la boucle EMC,

➠ une vanne trois voies en PVC-U (Georges Fisher, 16 $bars$) pour diriger le fluide vers le réservoir de dégazage ou vers la boucle EMC,

➠ deux vannes deux voies en PVC-U (Georges Fisher, 16$bars$) pour isoler la boucle de dégazage, de la boucle EMC.

L'ensemble du descriptif est présenté de manière synthétique à la Figure 4.2. La procédure expérimentale d'extraction des gaz dissous dans le volume de Forane 365 HX comprend les étapes suivantes :

(a) Le Forane 365 HX est stocké dans le réservoir de 15 L puis à l'aide de la pompe centrifuge n^o1 (Figure 4.1), est envoyé dans le réservoir cylindrique en verre de 560 mm de longueur, de 160 mm de diamètre et ayant une épaisseur de verre de 7 mm. Ce réservoir est surmonté d'un réfrigérant à boules dans lequel circule de l'eau de ville à courants croisés à une température comprise entre 10 et 15^oC.

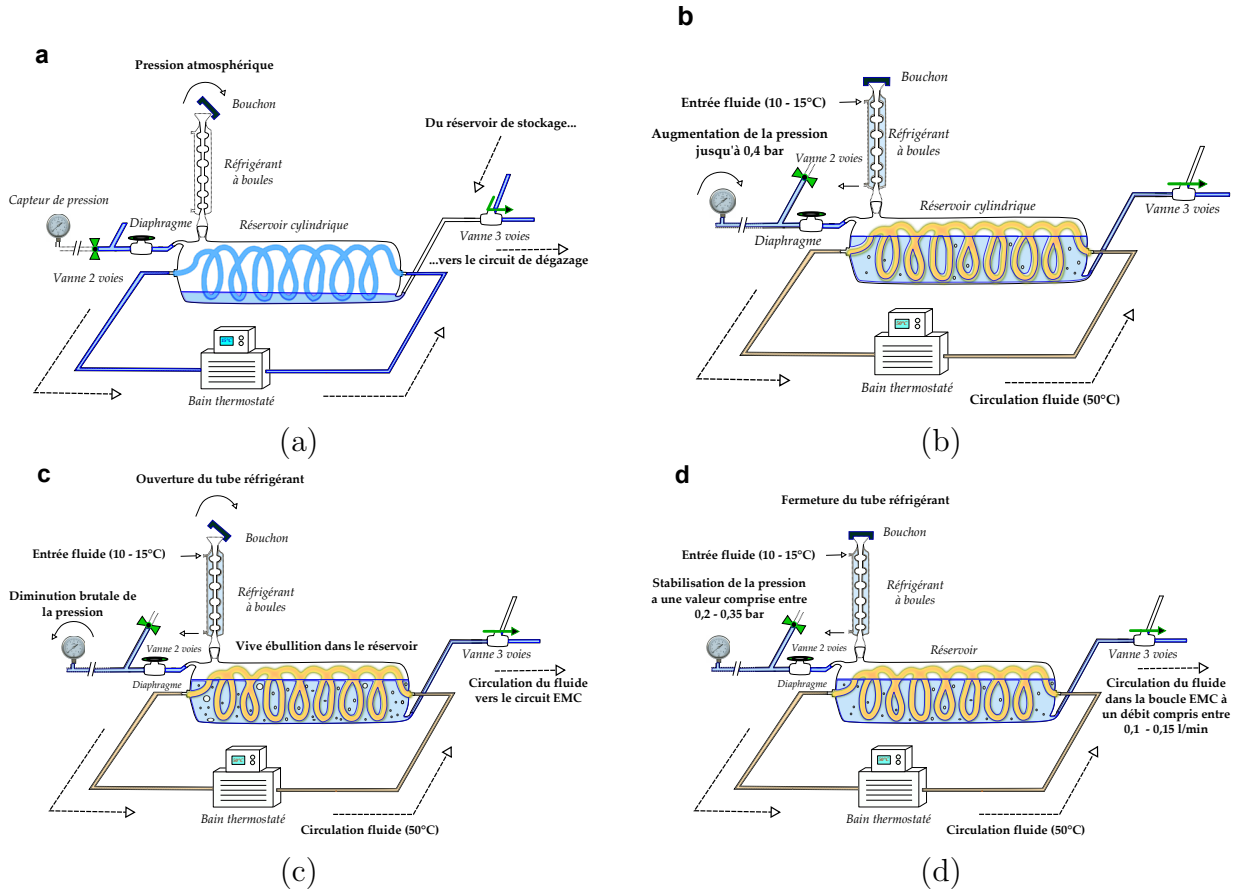


FIGURE 4.2 – Procédure de dégazage du Forane 365 HX (a) Remplissage du réservoir cylindrique. (b) Mise en ébullition du fluide et pressurisation . (c) Dépressurisation et évacuation des gaz dissous. (d) Mise en circulation du fluide dans le circuit EMC

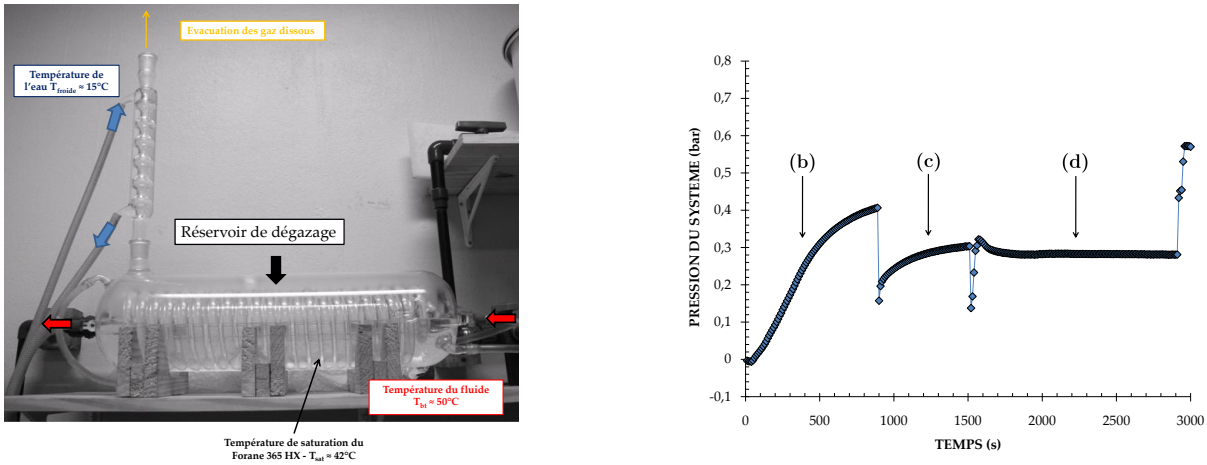
(b) Une fois le réservoir rempli de Forane 365 HX, de l'eau chauffée à une température de 50^oC à l'intérieur d'un bain thermostaté, est mise en circulation dans le serpentin se trouvant à l'intérieur de ce réservoir. Lorsque cette circulation d'eau est mise en route, le sommet du réfrigérant à boules est fermé à l'aide d'un bouchon défini à cet effet. Cette circulation d'eau permet au Forane 365 HX présent dans le réservoir en verre d'entrer progressivement en ébullition (à pression atmosphérique, le Forane 365 HX bout à une quarantaine de degrés environ). Le changement de phase généré par la circulation d'eau à 50^oC entraîne l'augmentation de la pression à l'intérieur du réservoir du fait de la fermeture du sommet du réfrigérant à boules.

(c) Lorsque cette pression atteint $0,4\,bar$, le bouchon au sommet du réfrigérant est enlevé et le volume de gaz sous pression en surface libre du Forane 365 HX présent dans le réservoir en verre est éjecté à l'atmosphère. Cette action entraîne l'apparition d'une vive ébullition dans le réservoir qui est de nouveau soumis à la pression atmosphérique. Le bouchon est immédiatement replacé au sommet du réfrigérant à boules et la procédure est répétée une seconde fois [3]. Le temps total de cette procédure est d'environ 30 minutes.

(d) Lorsque le bouchon est à nouveau repositionné, la pompe centrifuge n^o2 est démarrée et entraîne la circulation du fluide dégazé dans la boucle **EMC**. Cette circulation est maintenue pendant une durée de 20 minutes et permet le dégazage de l'ensemble du fluide ayant pu être en contact avec de l'air présent dans ce circuit. Une fois ce processus effectué, nous faisons l'hypothèse d'une influence peu significative des gaz dissous sur les phénomènes d'ébullition dans le mini-canal.

Nous avons présenté sur la Figure 4.3a la photographie de notre réservoir de dégazage. L'évolution de la pression lors de la procédure de dégazage suit l'allure des données présentées à la Figure 4.3b. L'augmentation que l'on peut observer pour un temps d'environ 3000 secondes correspond à la mise sous pression de la boucle hydraulique par fermeture de la vanne à diaphragme.

3. Notons que la montée en pression est plus lente et n'atteint pas toujours la valeur de $0,4\,bar$ lors du deuxième cas



(a) (b)

FIGURE 4.3 – (a) Photographie du réservoir de dégazage (b) Évolution de la pression du système lors du dégazage du Forane 365 HX

4.1.3 Méthode de préchauffage

De manière à contrôler la température d'entrée du fluide dans la section d'essais, nous avons défini une technique de chauffage qui permet d'élever cette température d'entrée à l'aide d'un système PID précédant la section d'essais.

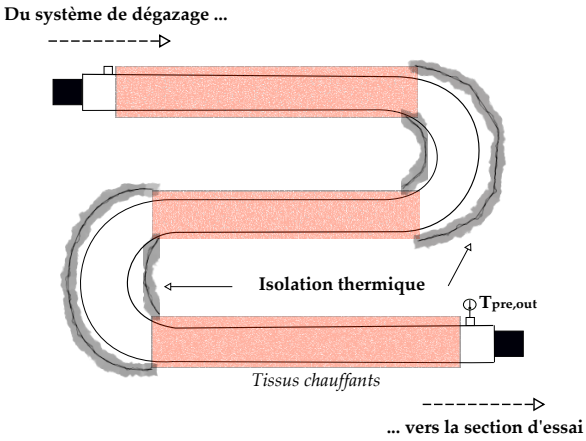


FIGURE 4.4 – Représentation du pré-chauffeur

Ce pré-chauffeur (Figure 4.4) est réalisé à l'aide de tubes en cuivre de 20 mm de diamètre, de parties droites de 250 mm de long et de deux tubes en U ayant un rayon de courbure de 50 mm. Des tissus chauffants sont collés sur ces tubes et permettent leur chauffe. Ces tissus sont reliés à un contrôleur PID (SA 200) qui permet d'ajuster le flux de chaleur pour atteindre la température de consigne ($T_{pre,out}$) désirée par l'utilisateur. Les paramètres PID ont été ajustés à l'aide de la méthode de Ziegler-Nichols.

4.1.4 Description de la section d'essai

La section d'essais que nous avons utilisée est issue de différentes adaptations de la section d'essais employée par Gao *et al.* (2002), Bavière (2005) et Gamrat (2007) (§1.4.1). Elle est composée de trois parties distinctes : deux blocs en laiton, séparés par une cale en Inox 301 évidée. Les blocs usinés forment les parois principales du canal et la cale a une épaisseur calibrée b, qui fixe la distance entre les deux blocs. Le chauffage du fluide est assuré par quatre cartouches chauffantes insérées dans le bloc inférieur. Ces cartouches sont placées dans des logements thermiquement isolés. Chacun de ces logements thermiques est équipé d'un thermocouple de type T de $0,5\,mm$ de diamètre. Ces thermocouples sont logés dans des trous de perçage de $4\,mm$ de diamètre, qui ont été préalablement remplis de graisse thermique et dont l'extrémité est située à $1\,mm$ de l'interface solide/liquide. Les quatre thermocouples sont ainsi placés à intervalle régulier de $20,5\,mm$ dans le bloc inférieur. Notons que le premier thermocouple est situé à $5,5\,mm$ par rapport à l'entrée du canal. Des sondes de même type ont été utilisées pour mesurer les températures de mélange d'entrée et de sortie de la section d'essai. L'ensemble de ces thermocouples a été calibré à de nombreuses reprises durant ce travail expérimental.

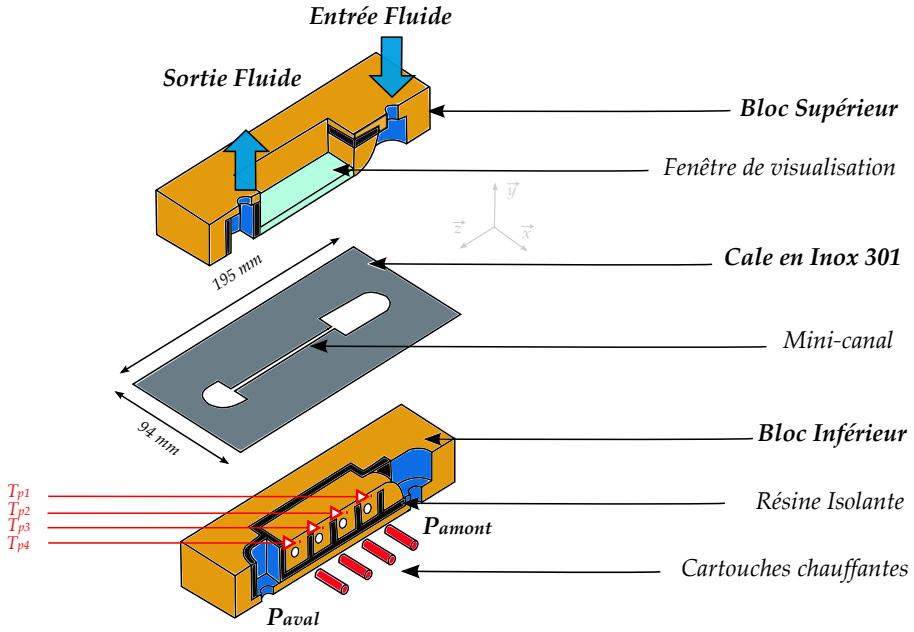


FIGURE 4.5 – Représentation simplifiée de la section d'essai

Des capteurs de pression ont été placés sur le bas de la section d'essai de manière à permettre l'évacuation rapide des bulles de vapeur formées dans la section d'essais. En effet, pour les conditions d'ébullition les bulles se formant dans le mini-canal sont transportées par l'écoulement dans le réservoir de sortie. Les forces de flottabilité entraînent la montée de ces bulles vers le haut de ce réservoir et celles-ci peuvent s'extraire plus facilement de la section d'essais. Ces capteurs ont eux aussi été étalonnés régulièrement durant ce travail de thèse.

Une fenêtre de visualisation [4] (Figure 4.5) a été insérée dans le bloc supérieur de cette section d'essai. Cette fenêtre a montré durant toute la phase d'essai une très bonne compatibilité chimique avec le Forane 365 HX. Elle est réalisée en sulfide de zinc (ZnS) qui est un matériau semi-transparent ($> 65\%$) à la lumière visible (longeurs d'onde comprises entre 380 et 780 nm) et semi-transparent ($> 70\%$) au rayonnement infrarouge (IR) (longueurs d'ondes comprises entre $0,78$ à $10\mu m$). L'utilisation de cette fenêtre conduit à des conditions de flux de chaleur imposées qui sont asymétriques entre les deux parois principales du mini-canal.

Les parois du bloc inférieur ont été texturées par voie électrolytique (dépôt d'un film de nickel de 2 μm , incrusté de particules de carbure de silicium SiC d'un diamètre compris entre 5 μm et 7 μm), sur une surface active spécifique. La réalisation de cette texturation lors des travaux de Bavière (2005) a permis d'évaluer l'influence de la rugosité sur les pertes de pression et les échanges thermiques. L'assemblage de la section d'essais est réalisé grâce au vissage de 14 goujons régulièrement espacés à la périphérie des blocs. Le serrage est assuré par l'emploi d'une clef dynamométrique qui favorise la reproductibilité des opérations de montage et de démontage. Un couple d'environ 20 $N.m$ est appliqué sur tous les goujons lors de ces opérations.

4.1.5 Dimensionnement des mini-canaux

Pour pouvoir analyser l'influence des paramètres géométriques sur la nature de l'ébullition convective interne, il est nécessaire de choisir judicieusement les dimensions des mini-canaux. En effet, l'impact de la géométrie sur les phénomènes d'ébullition convective n'a été que très peu étudié dans la revue bibliographique que nous avons parcourue. Ainsi, dans le cadre de cette étude nous avons défini différents mini-canaux selon des dimensions géométriques spécifiques, pour évaluer l'influence du rapport d'aspect et du diamètre hydraulique sur l'évolution des pertes de pression et des échanges thermiques. De plus, ces dimensions ont été choisies de sorte que les comparaisons entre les mini-canaux puissent être possibles. Selon la revue bibliographique, la succession entre les régimes d'écoulement est liée aux conditions opératoires, mais aussi aux dimensions géométriques des mini-canaux. Ainsi, en partant de l'installation expérimentale existante au laboratoire, nous avons choisi d'utiliser pour toutes les expériences, la section d'essais disponible qui a une longueur fixée (94 mm). Nous avons ainsi défini les largeurs (a) et les hauteurs (b) des différents mini-canaux permettant d'avoir un confinement de bulles assez important. Ceci, de manière à envisager des visualisations de l'ensemble des régimes d'écoulement, de la naissance de l'ébullition jusqu'à l'assèchement du fluide en paroi.

4. Les plans précis du bloc supérieur comprenant cette fenêtre peuvent être retrouvés en Annexe B.

Notre étude bibliographique nous a aussi permis de suggérer que le diamètre hydraulique était un paramètre nécessaire mais pas suffisant [5] pour caractériser les comportements hydrodynamiques et thermiques d'une étude réalisée en conditions d'ébullition interne dans les mini-canaux. En ce sens, les actions conjointes du diamètre hydraulique et du rapport d'aspect [6] devraient, selon notre analyse, jouer un rôle important pour ces écoulements. Ainsi, les dimensions géométriques des mini-canaux utilisés dans notre étude ont été définies pour permettre l'évaluation de l'influence du diamètre hydraulique et du rapport d'aspect sur la nature de l'écoulement en ébullition. Les dimensions géométriques des quatre mini-canaux sélectionnés dans le but de cette étude sont présentées en Table 4.1.

Nom de la cale	Hauteur (μm)	Largeur (μm)	D_h (μm)	γ
C_1	1006 ($\pm 4\,\mu m$)	2274 ($\pm 10\,\mu m$)	**1394**	0,442
C_2	816 ($\pm 6\,\mu m$)	5613 ($\pm 10\,\mu m$)	**1424**	0,145
C_3	814 ($\pm 6\,\mu m$)	7983 ($\pm 10\,\mu m$)	1476	**0,103**
C_4	421 ($\pm 2\,\mu m$)	4101 ($\pm 10\,\mu m$)	764	**0,101**

Table 4.1 – Dimensionnement des différentes cales

Cette table établit une nomenclature qui sera reprise à de nombreuses reprises dans ce mémoire de thèse pour les quatre mini-canaux utilisés. Les mesures d'épaisseur de cale ont été réalisées avec un palpeur micrométrique (Heidenhain, $\pm 1 \mu m$), sur un marbre plat. Les résultats présentés dans cette table ont été obtenus pour dix points de mesures le long des différents évidements. Notons que l'épaisseur de ces canaux n'est pas constante le long de cet évidement ce qui explique les différentes incertitudes de mesures reportées. Les valeurs moyennes des largeurs ont été obtenues à l'aide de la visualisation de ces cales au moyen d'une binoculaire.

4.2 Acquisition des mesures expérimentales

Durant l'étude réalisée lors de ce travail de thèse, l'ensemble de la technique d'acquisition des mesures a été transférée du logiciel TestPoint vers Labview 7.1. En effet, toute modification du code de traitement de l'acquisition sous TestPoint demandait une procédure lourde et peu intuitive. De plus, implémenter des mesures d'initialisation des données (capteur de pression), rajouter des voies de lecture pour des mesures de température, ou envisager de rajouter un système d'acquisition d'images sur ce même logiciel ne pouvait pas être réalisé simplement. Ainsi, nous avons décidé de transporter l'ensemble de ce traitement sur le logiciel Labview 7.1 qui a permis, non seulement d'acquérir les données, mais aussi de les traiter simultanément

5. Ceci est d'autant plus vrai que l'on s'écarte des conduites ayant un section de passage circulaire

6. Pour la gamme des mini-canaux dont soit la largeur ou soit la hauteur est supérieure au diamètre de détachement de la bulle, le rapport d'aspect a un impact sur la nature de l'écoulement

(grossièrement dans un premier temps). La base de ce travail peut être retrouvée dans Valdenaire (2008).

L'ensemble de l'acquisition est réalisé via le boîtier d'acquisition Keithley 2700, qui peut multiplexer 40 voies réparties sur deux cartes indépendantes. La communication entre le PC et le multimètre se fait grâce à un protocole RS232. Les fonctions du logiciel peuvent se résumer selon les sept points suivants :

① Détection du régime permanent après réglage de nouvelles conditions opératoires,

② Enregistrement de toutes les données instantanées de l'ensemble des mesures réalisées,

③ Moyenne par l'utilisateur de l'ensemble des paramètres mesurés sur les x derniers points de mesure à partir d'un instant choisi et stockage de ces données dans un tableau indexé,

④ Évaluation automatique et instantanée de l'ensemble des propriétés thermophysiques de l'eau ou du Forane 365 HX (en fonction de l'essai) en fonction de la température moyenne du fluide (monophasique) ou de la pression de saturation (ébullition),

⑤ Estimation de la puissance transférée au fluide (monophasique) en temps réel,

⑥ Affichage instantané des valeurs des coefficients de frottement ou des coefficients d'échange thermique (monophasique) et représentation automatique de ces points sur un graphique pour le cas du régime permanent,

⑦ Calcul instantané de la vitesse de l'écoulement dans le canal, de la pression du système et estimation du titre (ébullition).

4.3 Présentation du système d'imagerie

Lors de la réalisation du montage de la boucle hydraulique pour les conditions d'ébullition, nous avons défini un système d'acquisition des images qui est composé des éléments suivants :

➠ **une binoculaire (Nikon SMZ 1500), avec un objectif (Nikon APO HR $\times$ 0,5)**,

L'utilisation de la binoculaire répond au besoin d'une visualisation fine. Le champ de vision produit par cet instrument est carré et peut varier de $3,9\,mm$ à $58,7\,mm$ de côté. En fonction de l'objectif utilisé, il est possible d'agrandir ou de réduire ce champ visualisé. L'un des grands intérêts de l'emploi de cette binoculaire est de pouvoir passer d'une visualisation très locale à une observation plus globale de l'écoulement diphasique.

➠ **deux sources de lumière froide (Schott KL2500) avec deux guides lumineux en fibre optique souple de** $100\,cm$ **de long**,

Lors du développement de l'ébullition en écoulement en mini-conduite, les vitesses des phases

liquide ou vapeur peuvent devenir importantes. Ainsi de manière à visualiser ces phénomènes, il est nécessaire de pouvoir les illuminer de manière intense. De plus, pour éviter d'apporter un flux de chaleur supplémentaire à cause de ce flux lumineux, deux guides lumineux en fibres optiques reliés à deux sources froides de 250 W, permettent de guider ce flux sans apport supplémentaire de chaleur à la section d'essai.

➠ **une caméra CCD (Jai Pulnix 1327 TM, 1392 $\times$ 1040,** $30\,im/s$**) et une caméra CMOS (AOS MOTIONeer, 640 $\times$ 512,** $1000\,im/s$**),**

Lors de cette étude nous avons pu utiliser deux caméras. Le choix de celles-ci est principalement lié à des conditions de sensibilité du capteur par rapport à la lumière. Ainsi, lorsque les vitesses massiques sont de l'ordre de $400kg.m^{-2}.s^{-1}$ ou pour des titres importants il est particulièrement complexe d'observer la répartition des phases. Pour la première caméra (Pulnix 1327 TM) nous avons fixé le shutter à une valeur comprise entre $100\,\mu s$ et $160\,\mu s$ tandis que pour la seconde (AOS MOTIONeer) celui-ci à été fixé à une valeur comprise entre $400\,\mu s$ et $1000\,\mu s$.

➠ un rail de déplacement millimétrique sur lequel la section d'essais est posée.

Une photographie présentant le positionnement de la binoculaire, des fibres optiques et de la caméra est donnée sur la Figure 4.6.

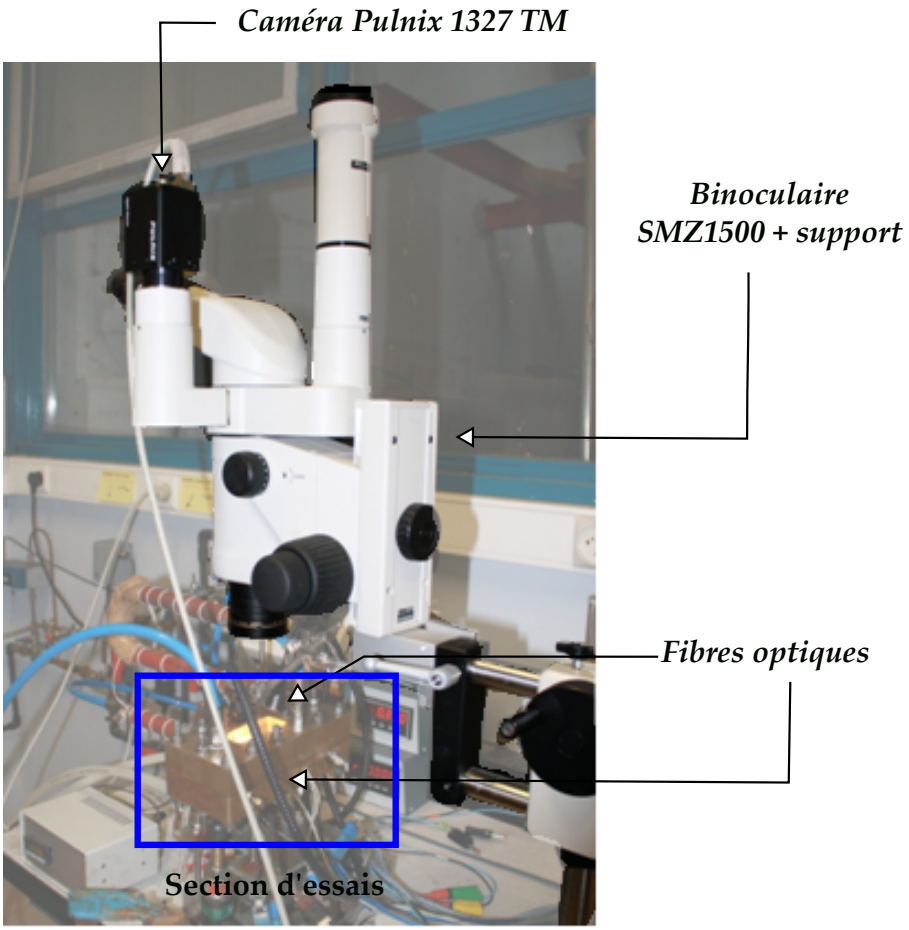
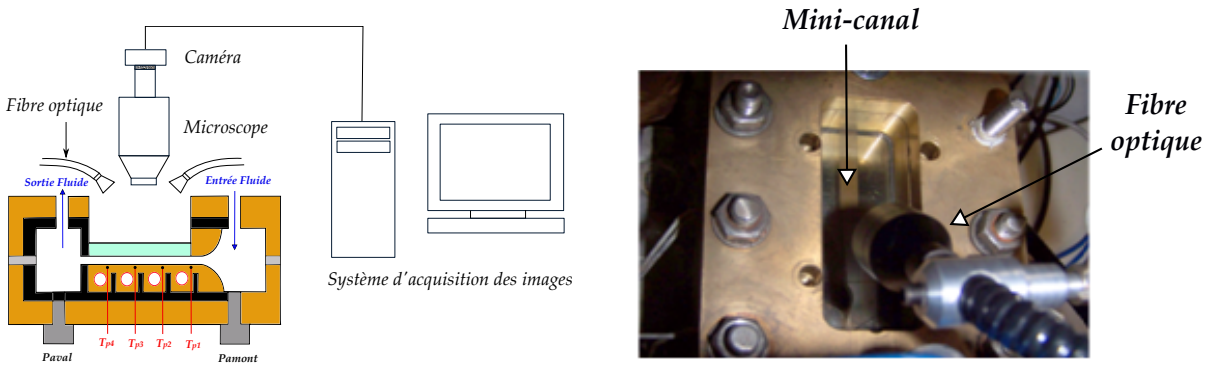


FIGURE 4.6 – Positionnement du système de visualisation au-dessus de la section d'essais

L'ensemble du montage du système de visualisation est présenté de manière synthétique sur la Figure 4.7.



(a) (b)

FIGURE 4.7 – (a) Illustration du montage expérimental du dispositif de visualisation (b) Photographie du dessus de la section d'essais

La zone visualisable de nos mini-canaux est comprise entre la position du thermocouple de paroi

n^o1 et le thermocouple de paroi n^o4. Notons cependant que lors de nos expériences nous n'avons pas pu positionner correctement la binoculaire au dessus du thermocouple de paroi n^o1 ou n^o4 pour cause d'apport lumineux insuffisant. La zone de visualisation effective est représentée sur la Figure 4.8. Nous avons aussi représenté sur cette Figure, les positions des prises de pression et de température d'entrée et de sortie de la section d'essais.

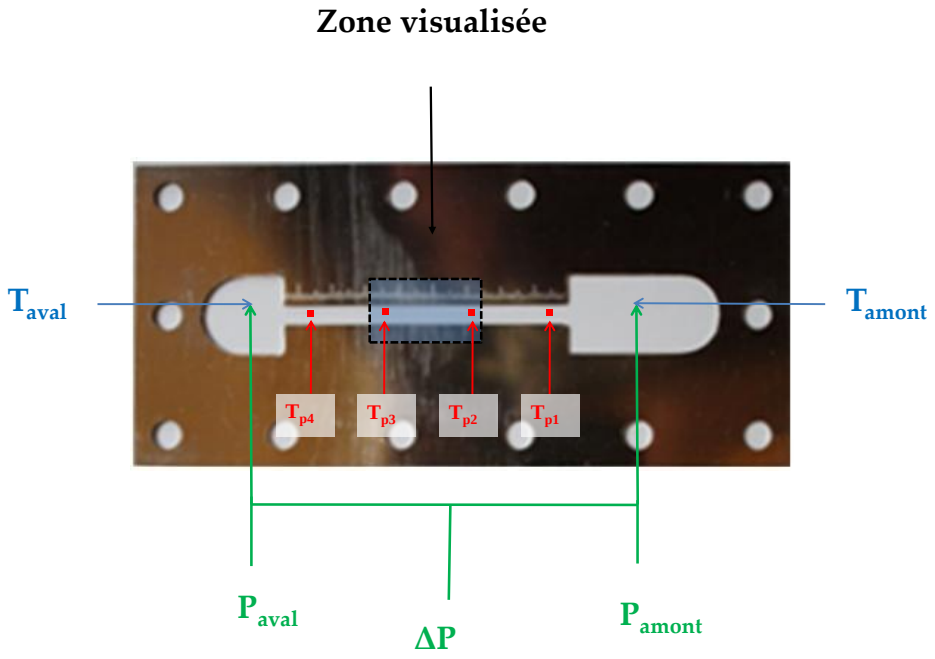


FIGURE 4.8 – Zone de visualisation

4.4 Présentation des essais réalisés

Lors de notre étude nous avons procédé à différentes expérimentations qui ont permis de caractériser notre section d'essais pour des conditions d'ébullition. Notons que cette étude a été très exploratoire et de nombreuses conditions opératoires ont été testées. Lors de ce travail, nous nous sommes particulièrement intéressés à l'évolution du déclenchement de l'ONB (lors d'expériences spécifiques) et à l'apparition du CHF (au travers des données obtenues avec les courbes d'ébullition) en fonction des conditions opératoires. Nous avons aussi étudié dans une moindre mesure l'influence du titre thermodynamique sur les transferts de chaleur pour des conditions de flux imposées « constantes » . Nous reporterons à la suite de ce paragraphe les grilles d'essais qui synthétisent le travail expérimental de cette thèse pour la configuration d'ébullition convective.

☞ *La naissance de l'ébullition (ONB)*

Cale C_1 $(1\,mm \times 2,3\,mm)$	**G** $(kg.m^{-2}.s^{-1})$				
	200	300	400	500	600
$P_{sat} = 0,7\,bar$ - $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✔	✔	✔

Cale C_2 $(0,816\,mm \times 5,6\,mm)$	**G** $(kg.m^{-2}.s^{-1})$				
	100	200	300	400	500
$P_{sat} = 0,7\,bar$ - $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✔	✔	✔

Cale C_3 $(0,814\,mm \times 8\,mm)$	**G** $(kg.m^{-2}.s^{-1})$				
	400	500	600	700	800
$P_{sat} = P_{atm}$ - $\Delta T_{sub} = 14^oC$	✔	✔	✔	✔	✔
$P_{sat} = P_{atm}$ - $\Delta T_{sub} = 10^oC$	✔	✔	✔	✔	✔
$P_{sat} = P_{atm}$ - $\Delta T_{sub} = 5^oC$	✔	✔	✔	✔	✔
	100	200	300	400	500
$P_{sat} = 0,7\,bar$ - $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✔	✔	✔

Cale C_4 $(0,421\,mm \times 4\,mm)$	**G** $(kg.m^{-2}.s^{-1})$				
	100	200	300	400	500
$P_{sat} = 0,35\,bar$- $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✔	✔	✔
$P_{sat} = 0,5\,bar$ - $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✔	✔	✔
$P_{sat} = 0,7\,bar$ - $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✔	✔	✔

☞ *Étude des courbes d'ébullition et apparition du CHF*

Cale C_1 $(1\,mm \times 2,3\,mm)$	**G** $(kg.m^{-2}.s^{-1})$				
	200	300	400	600	800
$P_{sat} = 0,7\,bar$- $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✔	✔	✔

Cale C_2 $(0,816\,mm \times 5,6\,mm)$	**G** $(kg.m^{-2}.s^{-1})$				
	200	300	400	600	800
$P_{sat} = 0,7\,bar$- $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✔	✔	✘

Cale C_3 $(0,814\,mm \times 8\,mm)$	**G** $(kg.m^{-2}.s^{-1})$				
	100	200	300	400	600
$P_{sat} = 0,7\,bar$- $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✘	✘	✘

Cale C_4 $(0,421\,mm \times 4\,mm)$	**G** $(kg.m^{-2}.s^{-1})$				
	200	300	400	600	800
$P_{sat} = 0,7\,bar$- $\Delta T_{sub} = 15^oC$	✔	✔	✔	✔	✔
$P_{sat} = 0,7\,bar$- $\Delta T_{sub} = 7^oC$	✘	✔	✘	✔	✘

Troisième partie

Résultats expérimentaux

Chapitre 5

Écoulements monophasiques en mini-canaux

5.1 Etude des coefficients de frottement en mini-canal **139**
5.1.1 Descriptif de l'étude et méthodologie 139
5.1.2 Détermination expérimentale du coefficient de frottement 139
5.1.3 Incertitudes expérimentales 140
5.1.4 Mesures et résultats 142
5.2 Étude des coefficients d'échange thermique en mini-canal **150**
5.2.1 Descriptif de l'étude et méthodologie 150
5.2.2 Détermination des coefficients d'échange de chaleur 150
5.2.3 Incertitudes expérimentales 152
5.2.4 Mesures et résultats 154
5.3 Résolution numérique conjuguée écoulements/transferts **167**
5.3.1 Résultats numériques 167
5.3.2 Correction des données expérimentales 173
5.4 Conclusions sur le Chapitre 5 . . . . . **176**

Résumé :

Ce chapitre présente l'ensemble de la méthodologie et les résultats obtenus pour l'évolution des pertes de charge[1] *et des coefficients d'échange de chaleur dans les mini-canaux. Nous avons limité cet exposé aux résultats obtenus avec les cales d'essais*[2] $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ *et* $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$*. Deux fluides de travail (eau déminéralisée et forane 365 HX) ont été utilisés pour toute la procédure en écoulement monophasique. Les résultats présentés ont ensuite été confrontés avec les corrélations définies dans la revue bibliographique. Les résultats*

1. Ces coefficients sont obtenus pour une condition d'écoulement adiabatique

2. Les résultats expérimentaux brutes pour les cales $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$ et $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$ ont été reportés en Annexe D

recueillis ont permis de montrer que les coefficients de frottement expérimentaux étaient en très bon accord avec les méthodes prédictives pour les deux fluides de travail. Les coefficients d'échange thermique expérimentaux ont présenté une déviation par rapport aux données de la littérature lorsque le régime d'écoulement laminaire était atteint. De manière à mieux comprendre ce comportement, nous avons modélisé l'écoulement se déroulant au sein de notre section d'essai avec pour objectif de formuler le moins d'hypothèses simplificatrices possible. Les résultats du modèle numérique suggèrent que cet écart serait causé par une répartition non homogène de la distribution de la densité de flux de chaleur à l'interface solide / liquide pour les faibles valeurs de débits. L'intensité de cette densité de flux de chaleur devient généralement plus forte proche de l'entrée de ces mini-canaux et dépend de leur géométrie ainsi que du fluide choisi. À l'issue de cette étude numérique nous avons formalisé, à l'aide d'une équation dépendant du nombre de Reynolds, l'évolution de la densité de flux moyenne sur l'interface solide / liquide et enfin nous avons proposé une méthode de correction de nos données expérimentales.

5.1 Etude des coefficients de frottement en mini-canal

5.1.1 Descriptif de l'étude et méthodologie

Le mini-canal est réalisé à l'aide de la réunion de trois éléments : le bloc inférieur, la cale en inox et le bloc supérieur. L'écoulement du fluide de travail est ainsi en contact avec trois surfaces de référence qui sont : un film de nickel déposé sur le bloc inférieur, la cale en inox pour les parois latérales, et la fenêtre de visualisation en sulfide de zinc (ZnS) pour la paroi supérieure. En fonction de chacune de ces surfaces, la hauteur de rugosité (ε) peut évoluer. Cette donnée peut être importante pour l'expérimentateur car elle peut influencer la nature de l'écoulement, et en particulier, la transition à la turbulence lorsque les échelles deviennent petites. En effet, lorsque les dimensions caractéristiques de la section de passage sont réduites, la valeur de la rugosité relative devient importante et il est nécessaire de pouvoir estimer correctement cette rugosité de paroi. Pour notre dispositif, la condition expérimentale sera dite semi-rugueuse car la fenêtre sera considérée comme lisse. De même que pour cette fenêtre, les côtés latéraux du mini-canal ont été considérés comme lisses pour l'ensemble des résultats traités. Pour l'étude des coefficients de frottement, nous nous sommes placés dans des conditions adiabatiques d'écoulement.

5.1.2 Détermination expérimentale du coefficient de frottement

L'évolution du coefficient de frottement (pour un écoulement interne) dépend de(s) :

▷ paramètres géométriques du canal (diamètre hydraulique (d_h), longueur (L) et rugosité aux parois)

▷ la vitesse débitante (u) de l'écoulement dans le canal

▷ la masse volumique du liquide (ρ_l) et la viscosité de celui-ci (ν_l).

Les propriétés thermophysiques d'un liquide sont, en écoulement monophasique, plus sensibles aux variations de température qu'aux variations de pression. Ainsi, ces propriétés ont été estimées à l'aide de la moyenne des températures du fluide présent en chambre amont (entrée) et en chambre aval (sortie) de la section d'essai, pour l'eau et pour le forane 365 HX .

Enfin, le coefficient de frottement peut être déterminé grâce à l'expression :

$$f = \frac{\Delta P d_h}{2\rho u^2 L} \tag{5.1}$$

Le lecteur pourra noter que la chambre d'entrée de la section d'essai est composée d'un convergent qui permet de limiter les phénomènes de décollement de fluide à l'entrée du canal. Le terme d'accélération de la vitesse, dû à ce convergent, entraîne une diminution de la pression qui intervient dans le calcul du coefficient de frottement défini dans l'équation (5.1).

Le nombre de Poiseuille est obtenu par le produit du coefficient de frottement et du nombre de Reynolds :

$$Po = fRe \tag{5.2a}$$

$$Re = \frac{ud_h}{\nu} \tag{5.2b}$$

Ce coefficient de frottement expérimental sera comparé aux lois théoriques de la littérature (équation (1.7)) et équation (1.9).

5.1.3 Incertitudes expérimentales

Dans ce paragraphe, nous avons détaillé la méthode de détermination des incertitudes expérimentales à titre d'illustration. Le calcul des incertitudes des autres mesures effectuées lors de ce travail de thèse a été détaillé dans les annexes. La connaissance de l'incertitude sur les valeurs d'une fonction $f(X_1,\ X_2,\ X_3,\ ...,\ X_i)$ passe par l'évaluation de l'incertitude sur les variables dont elle dépend. Kline et McClintok (1953) ont défini une règle nommée : « propagation des erreurs » , qui permet la détermination rigoureuse de l'erreur globale faite sur chaque valeur de cette fonction. Si les différentes variables de f sont indépendantes, l'incertitude de mesure $i_{(f)}$, peut alors se calculer selon :

$$i_{(f)} = \pm\sqrt{\sum_{n=1}^{n=i}\left(\frac{\partial f}{\partial X_n} i_{(X_n)}\right)^2} \tag{5.3}$$

où $i_{(X_n)}$ est l'incertitude de mesure sur X_n.

Nous illustrons ici le calcul de l'incertitude expérimentale sur le nombre de Poiseuille. L'équation (5.2a) devient, en combinant les équations (5.1) et (5.2b) :

$$Po = \frac{\Delta P d_h^2}{2\rho u \nu L} \tag{5.4}$$

En faisant apparaître l'expression du débit massique $\dot{m}$ et en exprimant le diamètre hydraulique en fonction de la largeur (a) et de l'épaisseur (b) de la cale, l'équation (5.4) devient :

$$Po = \frac{2\Delta P}{\dot{m}\nu L}\frac{(a \times b)^3}{(a+b)^2} \tag{5.5}$$

Nous pouvons alors déterminer les incertitudes de mesure sur le nombre de Poiseuille en calculant l'ensemble des dérivées partielles de cette fonction selon :

$$\left\{ i_{(Po)} = \pm\sqrt{\left(\frac{\partial Po}{\partial \Delta P}\right)^2 i^2_{(\Delta P)} + \left(\frac{\partial Po}{\partial a}\right)^2 i^2_{(a)} + \left(\frac{\partial Po}{\partial b}\right)^2 i^2_{(b)} + ... \atop ... \left(\frac{\partial Po}{\partial \dot{m}}\right)^2 i^2_{(\dot{m})} + \left(\frac{\partial Po}{\partial L}\right)^2 i^2_{(L)} + \left(\frac{\partial Po}{\partial \nu}\right)^2 i^2_{(\nu)}} \right. \tag{5.6}$$

Les incertitudes $i_{(X_n)}$, sur chacun des paramètres, sont obtenues soit par une donnée du constructeur (spécifications techniques sur les : débitmètres, capteurs de pression, dimensions géométriques des cales), soit grâce à un étalonnage ou une vérification réalisés au laboratoire (thermocouples, dimensions géométriques des cales, capteurs de pression). Ainsi, nous avons déterminé l'incertitude de mesure sur le nombre de Poiseuille pour l'ensemble des cales et nous présentons les résultats obtenus pour les cales $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$, sur l'ensemble de la plage de nombre de Reynolds compris entre 200 et 8000 [3].

Le lecteur pourra relever à l'aide des Tables (5.1) et (5.2) que les incertitudes expérimentales atteignent des valeurs plus importantes lors de l'utilisation du Forane 365 HX. Pour comprendre les raisons de l'augmentation de cette incertitude, nous avons représenté la contribution majoritaire à l'incertitude globale sur la détermination du nombre de Poiseuille. Notons que les plages de nombre de Reynolds ont été établies en fonction de cette contribution dominante.

Plage de nombre de Reynolds	dPo/Po moyen sur plage de Reynolds (%)	Contribution majoritaire	Contribution à l'incertitude totale (%)
C_1 - $a = 2,3\,mm - b = 1\,mm$			
233 - 2134	$\pm 15,5$ %	ΔP	76,7 %
2134 - 2717	$\pm 5,3$ %	b	39,6 %
2717 - 3361	$\pm 15,3$ %	$\dot{m}$	89 %
3361 - 4948	$\pm 17,8$ %	ΔP	56 %
4948 - 7157	$\pm 10,9$ %	$\dot{m}$	43,7 %
C_2 - $a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm$			
174 - 1528	$\pm 18,6$ %	ΔP	83,5 %
1528 - 2961	$\pm 10,9$ %	$\dot{m}$	68,1 %
2961 - 7123	$\pm 13,7$ %	ΔP	65 %

Table 5.1 – Contributions majoritaires sur l'incertitude globale (Eau)

Après analyse des données présentées sur les Tables (5.1) et (5.2), nous avons observé que les contributions qui influencent particulièrement le calcul du nombre de Poiseuille sont ΔP et

3. Nous n'avons pas reporté les données sur l'incertitude concernant la détermination du nombre de Reynolds qui est resté relativement faible sur l'ensemble de la plage de mesure.

$\dot{m}$. Ces deux grandeurs mesurées sont dépendantes des propriétés thermophysiques du fluide de travail utilisé. La principale différence entre ces deux fluides, pour une configuration de détermination des coefficients de frottement, vient de la viscosité. En effet, le forane 365 HX a une viscosité dynamique environ 1,75 fois plus faible que celle de l'eau. Ainsi, pour un nombre de Reynolds donné, son utilisation a entraîné une perte de pression ainsi qu'un débit plus faibles. Par conséquent, à faible débit, les incertitudes sur la mesure de la pression différentielle et sur la détermination de ce débit ont été plus grandes pour le forane 365 HX que pour l'eau.

Plage de nombre de Reynolds	dPo/Po moyen sur plage de Reynolds (%)	Contribution majoritaire	Contribution à l'incertitude totale (en %)
$\mathbf{C_1}$ - $a = 2,3\,mm - b = 1\,mm$			
495 - 3452	$\pm 27,8$ %	ΔP	86,3 %
3452 - 5701	$\pm 11,9$ %	b	62,7 %
5701 - 6867	$\pm 19,2$ %	$\dot{m}$	84,2 %
$\mathbf{C_2}$ - $a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm$			
363 - 2974	$\pm 30,7$ %	ΔP	88,7 %
2974 - 6999	$\pm 11,8$ %	$\dot{m}$	61,1 %
6999 - 8270	$\pm 14,3$ %	ΔP	82,5 %

Table 5.2 – Contributions majoritaires sur l'incertitude globale (forane 365 HX)

Pour les deux fluides utilisés, l'incertitude expérimentale sur le nombre de Poiseuille augmente sensiblement lorsque le débit diminue du fait des faibles valeurs de pression différentielle mesurées. Pour éviter les incertitudes trop importantes, nous nous sommes limités, après quelques essais, à la détermination du nombre de Poiseuille pour des nombres de Reynolds supérieurs à 150, pour l'utilisation de l'eau et supérieurs à 350 pour l'utilisation du forane 365 HX.

5.1.4 Mesures et résultats

Les premières séries d'expériences ont été menées avec de l'eau déminéralisée de manière à obtenir des points de référence avant l'étude conduite avec le forane 365 HX. Les données expérimentales obtenues ont ensuite été comparées aux lois théoriques de Shah et London (1978) et Blasius (1913) qui ont été définies au Chapitre 1. Nous avons pu observer que pour notre dispositif, l'écoulement étudié est majoritairement dans des conditions de développement des couches hydrodynamiques, lors du régime d'écoulement laminaire. En effet, les faibles longueurs de la section d'essais conduisent à ce résultat. À ce titre, nos données expérimentales ont été comparées aux corrélations établies pour le développement des couches hydrodynamiques pendant ce régime d'écoulement.

☞ *Fluide de travail : eau*

La Figure 5.1 représente les coefficients de frottement expérimentaux obtenus pour la cale $C_1(a = 2,3mm - b = 1mm)$ lors des trois essais réalisés avec de l'eau. Notons que sur l'ensemble de la plage de nombre de Reynolds étudiée, les points expérimentaux obtenus ont montré un niveau élevé de reproductibilité, excepté pour les plus faibles nombres de Reynolds (< 600). En effet, les écarts observés pour les faibles valeurs de débits sont liés à la faible variation de pression entre l'entrée et la sortie de la section d'essai (de l'ordre de 200 Pa pour les plus faibles valeurs de Reynolds alors que la précision du capteur est de 100 Pa selon le constructeur), comme nous l'avons montré au paragraphe précédent. Outre ces points, les mesures effectuées s'avèrent être très reproductibles pour la majeure partie de la plage de nombre de Reynolds étudiée et montrent que la technique de mesure employée est fiable.

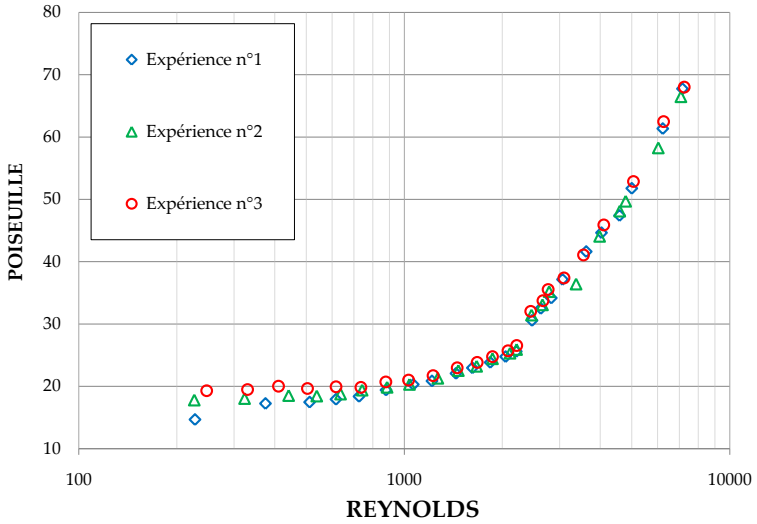


FIGURE 5.1 – Nombre de Poiseuille en fonction du nombre de Reynolds - Tests de reproductibilité pour C_1 $(a = 2,3\,mm,\ b = 1\,mm)$; fluide de travail : eau

Les données expérimentales obtenues montrent deux évolutions distinctes en fonction du régime développé dans le mini-canal. Pour le régime d'écoulement laminaire, le nombre de Poiseuille évolue peu avec le nombre de Reynolds. Lorsque le régime d'écoulement turbulent est atteint, le nombre de Poiseuille augmente brusquement avec ce nombre de Reynolds. Après ces essais de reproductibilité, nous avons comparé nos résultats obtenus expérimentalement avec les données de la revue bibliographique. Ces résultats seront présentés dans les paragraphes suivants.

Sur la Figure 5.2, nous avons reporté les résultats obtenus pour la cale d'essai $C_1(a = 2,3\ mm - b = 1\ mm)$. De manière à évaluer les écarts avec les données de la littérature, nous avons aussi représenté les corrélations de Shah et London (1978) et de Blasius (1913) sur ce même graphique. Pour le régime d'écoulement laminaire ($Re < 2400$), nos données expérimentales ont montré un accord excellent avec l'évolution prédite par Shah et London (1978) avec une erreur moyenne absolue [4] de moins de 3%.

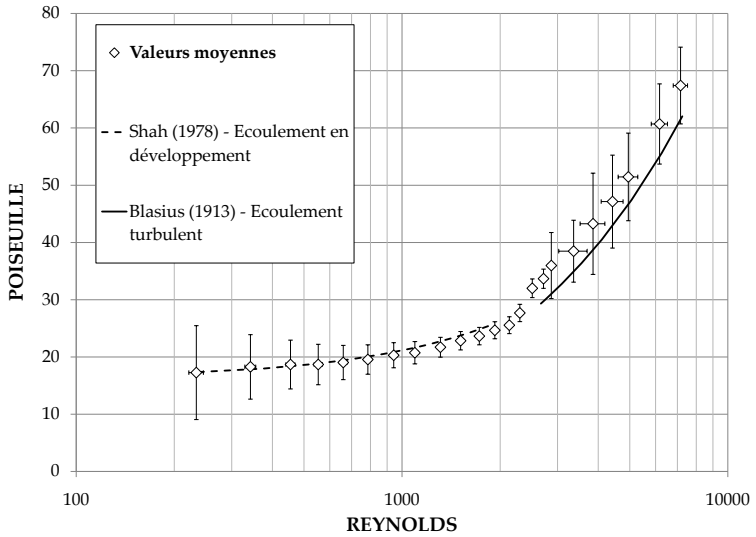


FIGURE 5.2 – Nombre de Poiseuille en fonction du nombre de Reynolds pour C_1 ($a = 2,3\,mm$, $b = 1\,mm$) ; fluide de travail : eau

Un écart plus important (MAE égale à $10,5\%$) avec la prédiction de Blasius (1913) a été observé pour les essais réalisés. Nous pensons que le décalage observé par rapport à cette corrélation est causé par l'incertitude de mesure qui devient plus forte sur la détermination de la pression différentielle lorsque les nombres de Reynolds sont plus élevés. En effet, lors de l'augmentation du débit, la pression différentielle est calculée, non plus à l'aide du capteur inductif de pression différentielle (pleine échelle (PE) égale à $0,1\,bar$ et précision de mesure est égale à 1% de cette PE), mais à l'aide des autres capteurs de pression (PE égale à $0,7\,bar$ ou $2\,bar$ en fonction du capteur utilisé). Par conséquent, l'utilisation de ces capteurs induit une incertitude de mesure plus grande aux fortes valeurs de nombre de Reynolds. Le lecteur pourra néanmoins relever que les barres d'incertitudes interceptent la corrélation établie par Blasius (1913).

4. Nous utiliserons l'acronyme MAE dans la suite de ce manuscrit pour signifier cette erreur

Nous avons reporté l'ensemble des points expérimentaux de cette campagne sur la Figure 5.3.

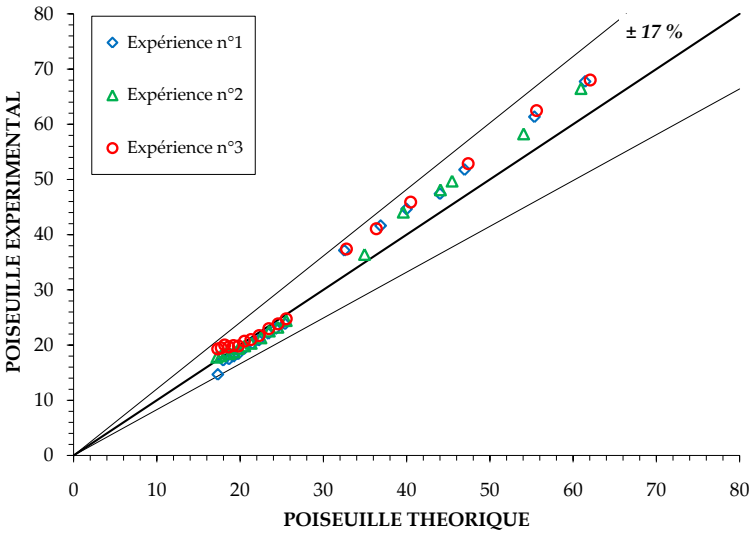


FIGURE 5.3 – Comparaison entre les nombres de Poiseuille expérimentaux / théoriques pour C_1 $(a = 2,3\,mm,\ b = 1\,mm)$; fluide de travail : eau

Les données obtenues dans cette configuration montrent que 100 % des points expérimentaux sont prédits à ±17% par l'ensemble de ces deux corrélations. Si l'on se refère à la seule corrélation de Shah et London (1978), nous avons noté que 90 % des points expérimentaux sont prédits à ±5% ce qui en fait, pour cette condition, un outil de prédiction très performant.

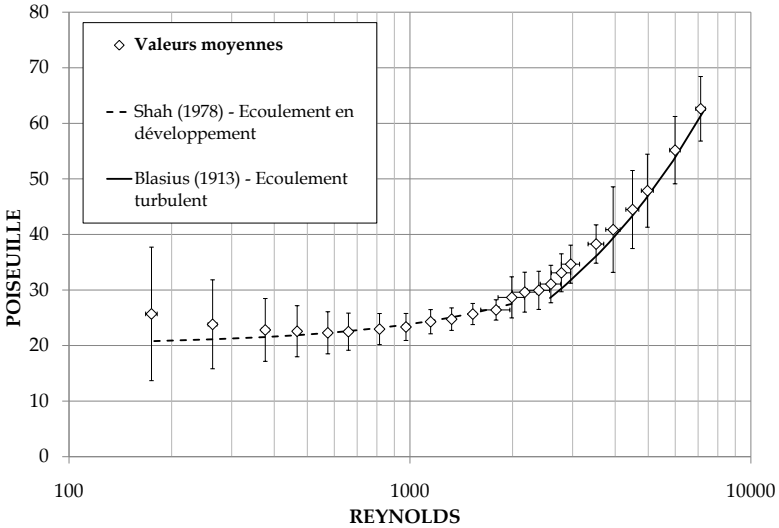


FIGURE 5.4 – Nombre de Poiseuille en fonction du nombre de Reynolds pour C_2 $(a = 5,6\,mm,$ $b = 0,816\,mm)$; fluide de travail : eau

Les résultats des essais réalisés pour la cale d'essais $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ ont été reportés sur la Figure 5.4. Les données obtenues ont été en très bon accord avec les deux méthodes prédictives. Des écarts moyens de $4,5$ % par rapport à la loi de Shah et London (1978) et de $5,2\%$ pour la comparaison avec celle de Blasius (1913) ont été observés. Le lecteur pourra relever que près de 92% des points expérimentaux sont prédits à $\pm 12\%$ à l'aide de ces deux corrélations (Figure 5.5).

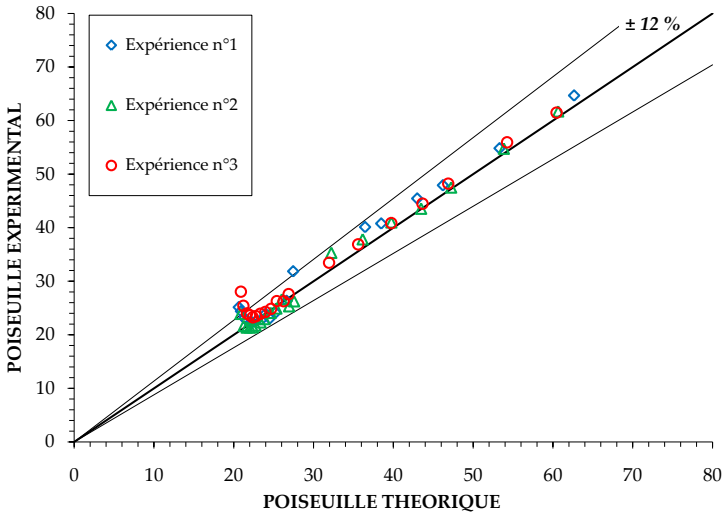


FIGURE 5.5 – Comparaison entre les nombres de Poiseuille expérimentaux / théoriques pour C_2 $(a = 5,6\,mm,\ b = 0,816\,mm)$; fluide de travail : eau

Après cette étude, nous pouvons conclure, à l'aide de l'ensemble des résultats obtenus pour l'emploi des cales $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$, $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$, que les corrélations de la littérature sont également applicables pour notre dispositif avec l'utilisation de l'eau en tant que fluide de travail. Ainsi, de manière à confronter les résultats pour un nouveau fluide de travail, nous avons étudié les coefficients de frottement pour le même dispositif expérimental avec le forane 365 HX aux paragraphes suivants.

☞ *Fluide de travail : forane 365 HX*

Les résultats expérimentaux présentés dans ce paragraphe ont été réalisés avec du forane 365 HX. Notons que la faible viscosité de ce fluide influe de manière importante sur les incertitudes expérimentales (variations de la pression entre l'entrée et la sortie de la section d'essais plus faibles). Ainsi, nous avons dû limiter la diminution du débit à des nombres de Reynolds plus élevés que pour le cas de l'eau comme nous l'avons précisé au § 5.1.3. Les résultats présentés sur la Figure 5.6 montrent que la MAE vaut $10,7\%$ par rapport à la loi définie par Shah et London (1978) et est égale à $6,6\%$ en comparaison avec la corrélation de Blasius (1913) pour la cale d'essais $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$.

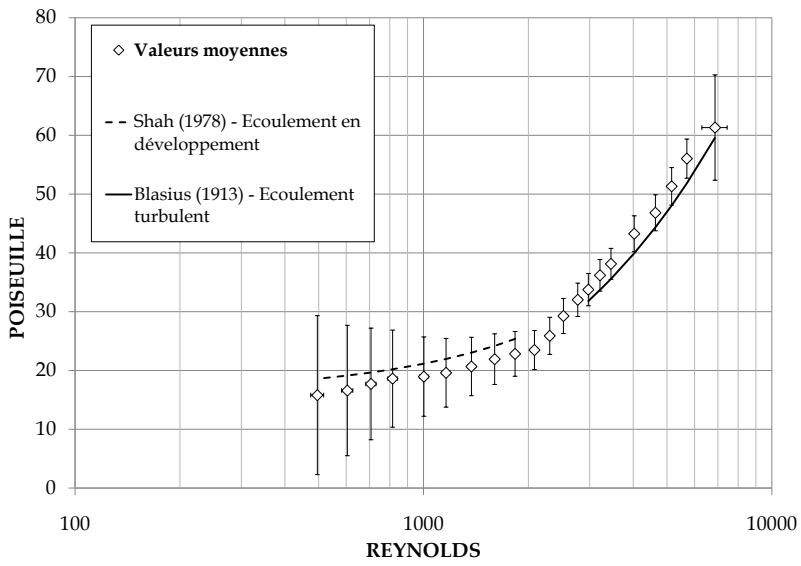


FIGURE 5.6 – Nombre de Poiseuille en fonction du nombre de Reynolds pour C_1 ($a = 2,3\,mm$, $b = 1\,mm$) ; fluide de travail : forane 365 HX

Les données présentées sur la Figure 5.7 indiquent que 100% des points obtenus de manière expérimentale sont prédits à $\pm 16\%$ par l'ensemble des deux corrélations pour $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$.

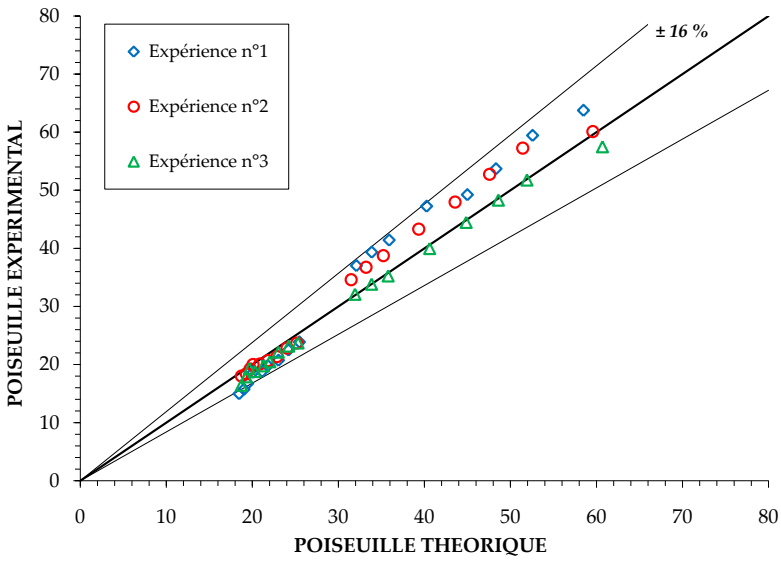


FIGURE 5.7 – Comparaison entre les nombres de Poiseuille expérimentaux / théoriques pour C_1 ($a = 2,3\,mm$, $b = 1\,mm$) ; fluide de travail : forane 365 HX

Les résultats de la cale d'essai $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ ont montré un très bon accord avec les données théoriques. Les calculs d'erreur donnent une MAE égale à $3,7\%$ avec

les données de Shah et London (1978) et égale à $5,8\%$ par rapport à la corrélation de Blasius (1913) (Figure 5.8).

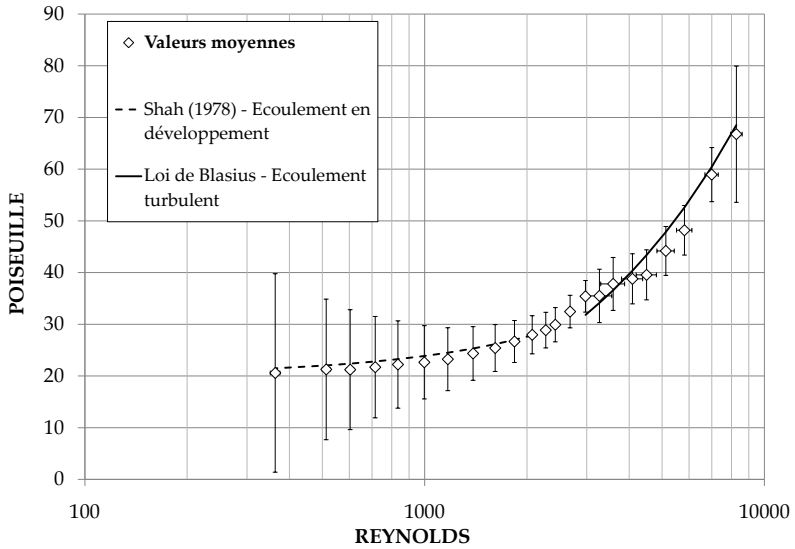


FIGURE 5.8 – Nombre de Poiseuille en fonction du nombre de Reynolds pour C_2 ($a = 5,6\,mm$, $b = 0,816\,mm$) ; fluide de travail : forane 365 HX

La Figure 5.9 indique que $95,5\%$ des points expérimentaux sont prédits à $\pm 10\%$ à l'aide de ces deux corrélations.

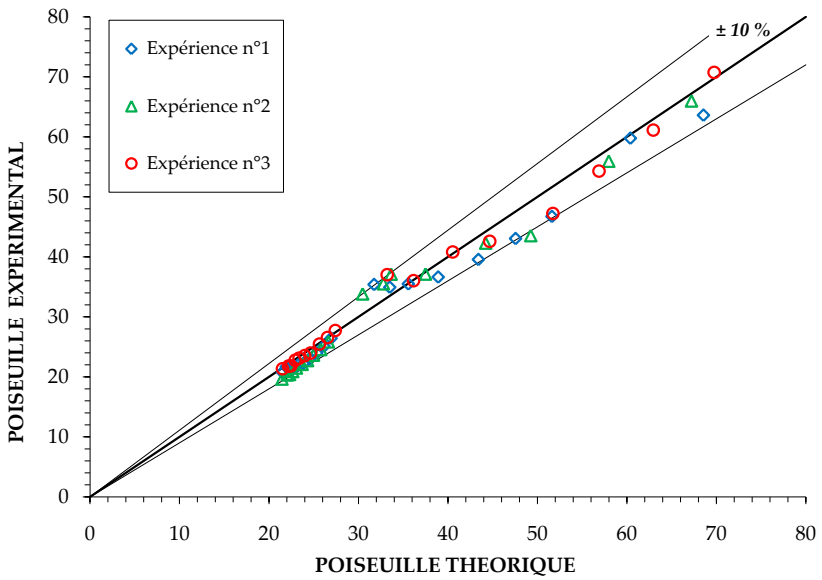


FIGURE 5.9 – Comparaison entre les nombres de Poiseuille expérimentaux / théoriques pour C_2 ($a = 5,6\,mm$, $b = 0,816\,mm$) ; fluide de travail : forane 365 HX

✍ Synthèse sur l'évolution des pertes de pression en écoulement monophasique

Lors de cette étude expérimentale, nous avons confirmé que les corrélations établies pour la détermination du coefficient de frottement pour les macro-écoulements sont aussi valables pour les mini-canaux étudiés. Ce résultat a été vérifié pour l'eau et pour le forane 365 HX en tant que fluide de travail. L'étude des nombres de Reynolds critiques permet de montrer que la transition de l'écoulement laminaire vers le régime turbulent n'est pas modifiée pour nos cas expérimentaux par rapport aux données classiques de la littérature.

Sur la Table 5.3 nous avons synthétisé les résultats obtenus lors de la détermination des coefficients de frottement expérimentaux.

Cale	Fluide	Shah et London (1978)	Blasius (1913)	Reynolds crit.
C_1	eau (démin.)	MAE = 3 %	MAE = 10,5 %	2134 - 2510
	forane 365 HX	MAE = 10,7 %	MAE = 6,6 %	2081 - 2521
C_2	eau (démin.)	MAE = 4,5 %	MAE = 5,2 %	2387 - 2780
	forane 365 HX	MAE = 3,7 %	MAE = 5,8 %	2072 - 2679

TABLE 5.3 – Synthèse des données présentées dans le § 5.1.4 et nombres de Reynolds critiques

Les résultats obtenus ont montré un bon accord avec les corrélations de prédiction de la revue bibliographique comme l'indiquent les données présentées sur cette table. Lors de ce travail, nous n'avons pas décelé d'influence de la rugosité de paroi, au regard des comparaisons entre les résultats expérimentaux et les données théoriques. De plus, ces outils de prédiction se sont montrés efficaces même pour les données obtenues lors des expériences réalisées à l'aide de la cale $C_4(a = 4mm - b = 0,421mm)$ [a]. Ainsi, nous pensons que l'influence des rugosités de paroi, relativement à la hauteur des cales étudiées, n'a qu'un faible impact sur l'évolution de ces coefficients de frottement pour notre configuration.

a. Annexe D

5.2 Étude des coefficients d'échange thermique en mini-canal

5.2.1 Descriptif de l'étude et méthodologie

Dans ce paragraphe, nous présentons l'étude expérimentale conduite pour caractériser les transferts thermiques par convection forcée dans des mini-canaux. Mon étude fait suite au travail de thèse expérimental de Bavière (2005).

Durant ce travail de recherche, Bavière *et al.* (2006) ont montré qu'il pouvait exister un biais de mesure sur la détermination expérimentale de la température de paroi du mini-canal. Cette température permet l'estimation des coefficients d'échange thermique, comme nous le présenterons au § 5.2.2. La difficulté de cette mesure de température est liée aux dimensions importantes des sondes de température par rapport à l'échelle caractéristique des écoulements étudiés. La taille de ces capteurs peut entraîner un biais expérimental qui dépend de leur orientation par rapport aux lignes de flux de chaleur, mais qui dépend aussi de l'intensité des échanges thermiques entre les parois du mini-canal et l'écoulement de fluide. Bavière *et al.* (2006) ont ainsi proposé une corrélation permettant de corriger la température de paroi mesurée :

$$T_{p,réelle} = T_{p,mesurée} - 0,24 \times 10^{-4} q'' \tag{5.7}$$

avec q'' $(W.m^{-2})$, la densité de flux de chaleur imposée sur les surfaces latérales du mini-canal et les températures en K.

Les résultats de notre travail de thèse ont été obtenus pour des mini-canaux présentant une largeur plus petite ($a = 2,3$ - 4 - $5,6$ et $8\,mm$) que celle des études réalisées antérieurement ($a = 25\,mm$). Les effets tridimensionnels ont ainsi une importance plus significative dans cette configuration. De plus, comme le montre le nombre reporté par Bigot (2005) (équation (1.24)), la différence entre les propriétés thermophysiques de l'eau et du forane 365 HX peut conduire à une modification de la répartition du flux de chaleur le long des parois des mini-canaux.

5.2.2 Détermination des coefficients d'échange de chaleur

L'évolution du coefficient d'échange thermique (pour un écoulement interne) dépend de différents paramètres qui sont :

▷ la densité de flux de chaleur imposé aux parois du mini-canal (q''),

▷ la température d'entrée du liquide dans la section d'essais (T_{amont}),

▷ la valeur du débit massique ($\dot{m}$) de l'écoulement,

▷ les lois constitutives qui caractérisent l'évolution des propriétés thermophysiques du fluide (chaleur spécifique (c_p) et conductivité thermique (λ_l) [5]),

▷ la position longitudinale où est mesurée la température de paroi (z_i).

Pour déterminer l'évolution de ce coefficient d'échange, nous avons mesuré la température de sortie (T_{aval}) ainsi que la différence entre la température de paroi et la température de mélange du fluide sur une section droite ($T_p(z) - T_l(z)$). De même que pour les cas de l'étude des coefficients de frottement, la chaleur spécifique et la conductivité thermique du fluide ont été estimées à l'aide de la moyenne des températures du fluide en chambre amont et en chambre aval de la section d'essai. En négligeant la puissance thermique due à la dissipation visqueuse, le flux convectif extrait des parois par l'écoulement peut être approximé suivant :

$$\Phi_{conv} \approx \dot{m} c_p (T_{aval} - T_{amont}) \tag{5.8}$$

En faisant l'hypothèse d'une répartition uniforme de la densité de flux de chaleur à l'interface solide/liquide sur une distance correspondant à la longueur chauffée (L) du canal, nous pouvons écrire que :

$$q^{''} = \frac{\Phi_{conv}}{2(a+b) \times L} \tag{5.9}$$

L'élévation de l'enthalpie du liquide sur une section droite peut alors s'exprimer suivant :

$$T_l(z) = T_{amont} + \frac{\Phi_{conv}}{\dot{m} c_p} \frac{z}{L} \tag{5.10}$$

A l'aide de cette valeur, nous pouvons déterminer le coefficient d'échange thermique selon :

$$h = \frac{q^{''}}{T_{p,réelle}(z) - T_l(z)} \tag{5.11}$$

où $T_{p,réelle}$ est obtenue à l'aide de l'équation (5.7).

Enfin, l'expression du nombre de Nusselt, qui caractérise le rapport entre l'échange de chaleur convectif et l'échange de chaleur conductif, est obtenue à l'aide de :

$$Nu = \frac{h d_h}{\lambda_{film}} \tag{5.12}$$

5. La conductivité thermique de l'eau (ou du forane 365 HX) qui a été utilisée pour la détermination du nombre de Nusselt, est estimée par rapport à la température locale du fluide (T_{film}) proche de la paroi. Cette température a été définie par la moyenne entre les températures locales de mélange et de paroi sur une section droite du canal.

où d_h est le diamètre hydraulique et λ_{film}, la conductivité thermique du film liquide proche de la paroi [6].

Notons que l'évolution du nombre de Nusselt peut changer en fonction de la position z_i et du développement des couches limites thermiques. Ainsi, pour pouvoir comparer les nombres de Nusselt obtenus pour les quatre thermocouples de paroi, il est pertinent de représenter ces nombres de Nusselt en fonction d'une longueur thermique adimensionnelle (z^* - définie au § 1.1.2). Cette longueur est une représentation de l'état de développement des couches limites thermiques. Ainsi, lorsque les couches limites thermiques sont pleinement développées, le nombre de Nusselt obtenu devrait être de même intensité sur chaque section droite de l'écoulement (en dehors des conditions d'entrée). Nous rappelons que cette longueur s'obtient suivant :

$$z_i^* = \frac{1}{RePr}\frac{z_i}{d_h} \tag{5.13}$$

où Pr est le nombre de Prandtl.

Notons que pour des conditions de flux de chaleur similaires, l'élévation de la température du liquide est plus rapide pour le forane 365 HX que pour l'eau du fait de la différence entre les chaleurs spécifiques.

5.2.3 Incertitudes expérimentales

L'incertitude de mesure sur le calcul du nombre de Nusselt peut être déterminée selon la méthode de propagation des erreurs de Kline et McClintok (1953) :

$$i_{(Nu)} = \pm\sqrt{\left(\frac{\partial Nu}{\partial d_h} i_{(d_h)}\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial \lambda_l} i_{(\lambda_l)}\right)^2 + \left(\frac{\partial Nu}{\partial h} i_{(h)}\right)^2} \tag{5.14}$$

Nous ne détaillerons pas dans ce paragraphe l'expression de chacun des termes mais avons présenté une synthèse des résultats obtenus à la suite. De plus, pour augmenter la lisibilité du document, nous avons choisi de représenter l'évolution des incertitudes expérimentales, pour l'ensemble des cas traités dans ce chapitre, sur la détermination des nombres de Nusselt, au moyen de la Figure 5.10.

6. Nous faisons l'hypothèse que la valeur de cette conductivité dépend de la moyenne entre la température de paroi et la température du mélange de liquide sur une section droite

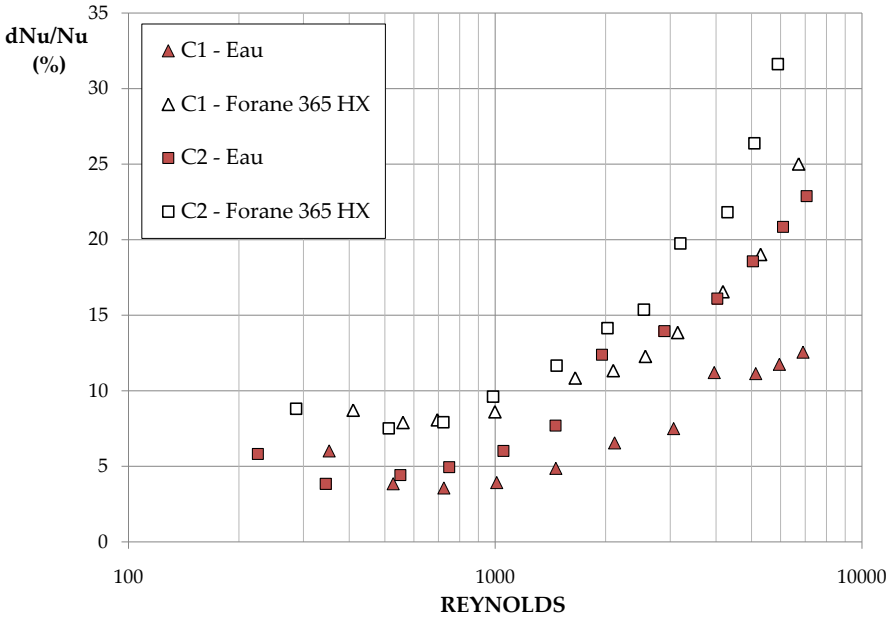


FIGURE 5.10 – Incertitudes expérimentales sur la détermination du nombre de Nusselt

Les données de la Figure 5.10 montrent que l'incertitude de mesure croît avec le nombre de Reynolds (augmentation sensible pour les nombres de Reynolds supérieurs à 1000). En effet, pour les débits plus importants, la différence entre la température de l'entrée du canal et la température de sortie devient faible. L'incertitude associée à la détermination de la puissance de convection devient plus importante et conduit à une incertitude plus conséquente sur la détermination du nombre de Nusselt [7]. Par ailleurs, quel que soit le fluide employé, cette incertitude est plus conséquente pour $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$.

Les Tables 5.4 et 5.5 présentent les contributions majoritaires à l'incertitude totale sur chacune des plages de nombre de Reynolds.

7. Notons que nous ne pouvons effectuer de comparaisons directes entre les deux fluides à l'aide de la Figure 5.10. Ceci est lié au fait que la puissance électrique imposée à la section d'essai est différente en fonction du fluide étudié. Pour cette représentation, la puissance imposée à la section d'essai pour de l'eau est de $55\,W$, tandis qu'elle est de $20\,W$ lorsque le forane 365 HX est utilisé

Plage de nombre de Reynolds	dNu/Nu moyen sur plage de Reynolds (%)	Contribution majoritaire	Contribution à l'incertitude totale (%)
C_1 - *hauteur* $= 1\,mm$ - *largeur* $= 2,3\,mm$			
352 - 526	$\pm 5,3$ %	$\dot{m}$	62,2 %
526 - 6903	$\pm 8,1$ %	$T_{aval} - T_{amont}$	70,5 %
C_2 - *hauteur* $= 0,816\,mm$ - *largeur* $= 5,6\,mm$			
225 - 345	$\pm 5,7$ %	$\dot{m}$	64,4 %
345 - 7064	$\pm 11,8$ %	$T_{aval} - T_{amont}$	69,5 %

Table 5.4 – Contributions majoritaires sur l'incertitude globale (Eau)

Pour l'étude des deux fluides et des deux cales d'essais, les paramètres les plus importants dans la détermination du nombre de Nusselt sont l'estimation du débit (aux faibles valeurs de débits) et surtout la différence de température entre l'aval et l'amont de la section d'essai. En effet, ces deux valeurs sont essentielles parce qu'elles interviennent dans le calcul de nombreux paramètres qui ont été définis précédemment.

Plage de nombre de Reynolds	dNu/Nu moyen sur plage de Reynolds (%)	Contribution majoritaire	Contribution à l'incertitude totale (%)
C_1 - *hauteur* $= 1\,mm$ - *largeur* $= 2,3\,mm$			
409 - 6717	$\pm 12,9$ %	$T_{aval} - T_{amont}$	73,8 %
C_2 - *hauteur* $= 0,816\,mm$ - *largeur* $= 5,6\,mm$			
286 - 5896	$\pm 15,9$ %	$T_{aval} - T_{amont}$	82,9 %

Table 5.5 – Contributions majoritaires sur l'incertitude globale (forane 365 HX)

5.2.4 Mesures et résultats

D'une manière similaire à la détermination du coefficient de frottement, nous avons présenté dans un premier temps, les résultats obtenus avec l'eau déminéralisée, puis étudié les données obtenues avec le forane 365 HX. Notons que les différences entre les propriétés thermophysiques de ces deux fluides nous ont conduit à imposer des puissances électriques différentes. En effet, la plus faible chaleur spécifique du forane 365 HX entraîne une augmentation d'enthalpie sensible plus rapide que pour l'eau pour des puissances de convection similaires. Ainsi, de manière à éviter l'apparition de l'ébullition pour les conditions monophasiques, nous avons dû limiter

la puissance de chauffe à 20 W pour les expériences conduites avec le forane 365 HX. Les expériences menées avec l'eau ont été réalisées pour une puissance électrique de 55 W [8].

☞ *Fluide de travail : eau*

En régime d'écoulement laminaire, la relation de Lee et Garimella (2006) (§ 1.1.2) qui prédit l'évolution du nombre de Nusselt en fonction de z^*, peut être réadaptée pour être dépendante du nombre de Reynolds. Cependant, le lecteur devra noter que pour ce cas, un même nombre de Reynolds peut correspondre à un état de développement des couches limites différent et donc à des nombres de Nusselt distincts en fonction de la position où l'on se situe dans le mini-canal. Ainsi, pour tracer cette loi en fonction du nombre de Reynolds, il a été nécessaire de définir une position z_i de référence. Nous avons choisi, de manière arbitraire, de représenter l'évolution de la corrélation définie par Lee et Garimella (2006) pour le thermocouple de paroi n° 3, lorsque nous représentons l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds.

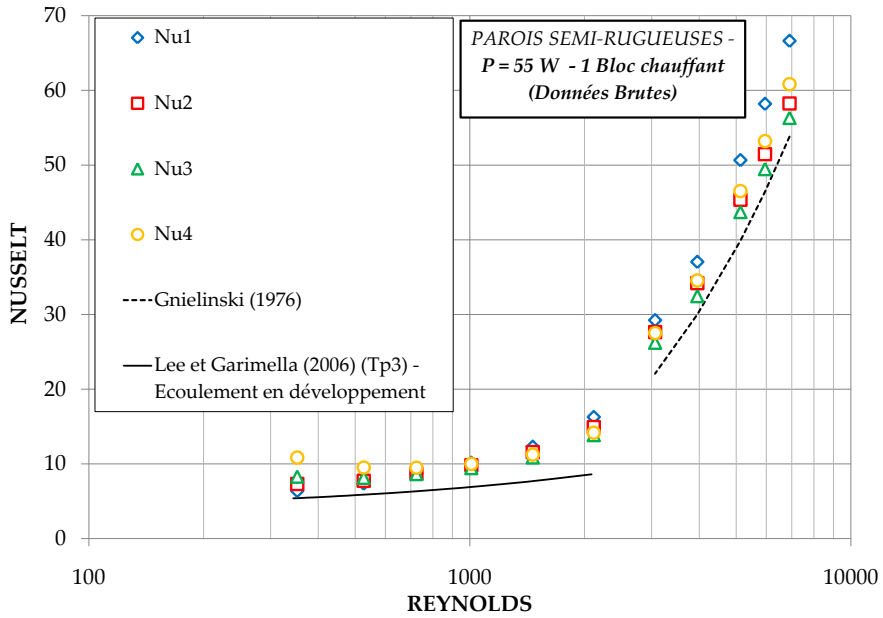


FIGURE 5.11 – Évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour C_1 $(a = 2,3\,mm,\ b = 1\,mm)$; fluide de travail : eau

La Figure 5.11 représente l'évolution du nombre de Nusselt pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1mm)$ avec l'utilisation de l'eau comme fluide de travail. Nous avons déterminé une MAE égale à

8. Nous n'avons pas gardé une puissance d'environ 20 W pour l'eau, à cause de la faible différence entre les températures d'entrée et de sortie du mini-canal. Notons que lors d'un cas test réalisé avec de l'eau et une puissance électrique imposée de 36 W, nous avons obtenu une incertitude de mesure maximale de l'ordre de 56% pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$, pour un nombre de Reynolds d'environ 7000.

$41,8\%$ en comparant nos données expérimentales à la méthode de prédiction de Lee et Garimella (2006). Comme le montre cette figure, les valeurs théoriques ont tendance à sous-estimer nos points expérimentaux. Lors de ces campagnes d'essais, le seul paramètre que nous ne pouvons pas contrôler de manière précise a été la distribution de flux de chaleur à l'interface solide / liquide. Ainsi, nous avons pensé qu'une piste sérieuse d'étude qui permettrait d'élucider cette évolution serait d'estimer cette distribution de densité de flux de chaleur pour mieux prendre en compte l'évolution du nombre de Nusselt expérimental (§ 5.3).

Les écarts par rapport à la corrélation de Gnielinski (1976), qui a été définie pour les écoulements turbulents (§ 1.2.2), ont été de $14,7\%$. Cette différence, comprise dans les barres d'erreur définies sur la Figure 5.10, ne nous a pas permis de justifier d'un réel désaccord entre cet outil de prédiction et nos données d'expérience. Nous avons noté que pour toutes les cales d'essais, les nombres de Nusselt obtenus à la position du thermocouple n^o1 ont toujours été plus élevés que les trois autres pour le régime d'écoulement turbulent. Nous pensons que ces résultats sont dus à la position de ce thermocouple ($\approx 8\,mm$ de l'entrée du mini-canal), où les effets d'entrée se font plus intenses et tendent à améliorer les transferts de chaleur. Au bilan, nous avons observé que ces corrélations sont capables de prédire près de 71% des points expérimentaux à $\pm 21\%$ comme le montre la Figure 5.12.

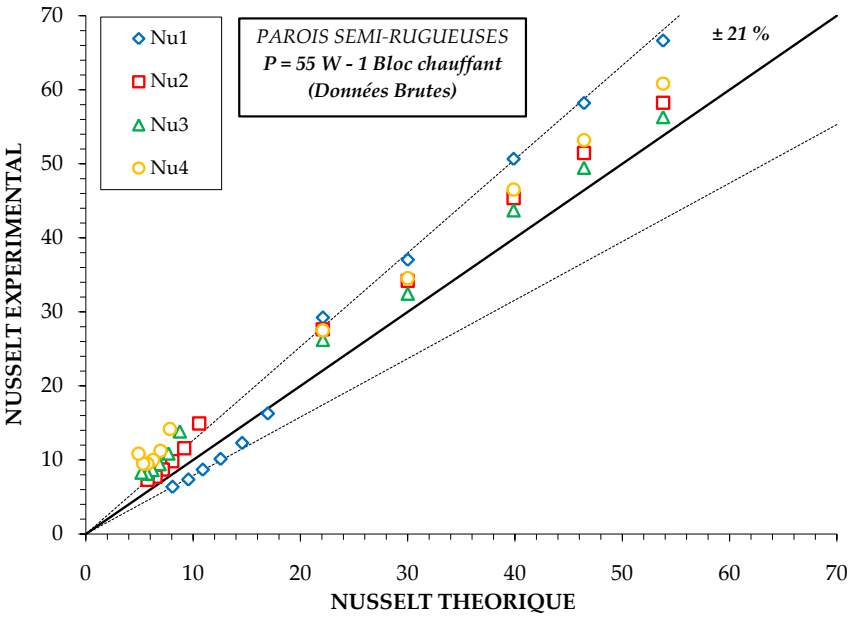


FIGURE 5.12 – Comparaison entre les nombres de Nusselt expérimentaux / théoriques pour C_1 ($a = 2,3\,mm$, $b = 1\,mm$) ; fluide de travail : eau

Après avoir analysé les données obtenues avec la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$, nous avons étudié l'évolution des échanges thermiques pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$.

La Figure 5.13 représente l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour C_2.

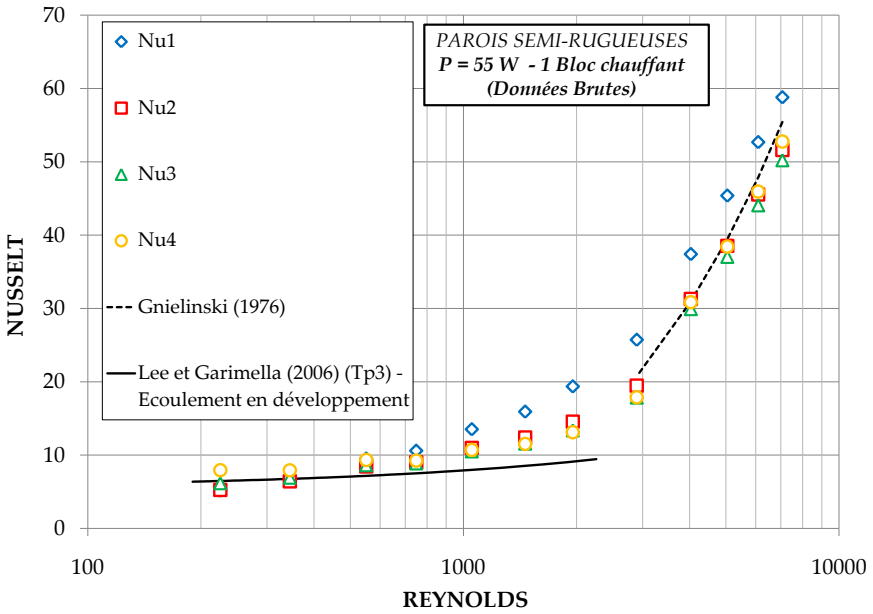


FIGURE 5.13 – Évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour C_2 ($a = 5,6\,mm$, $b = 0,816\,mm$) ; fluide de travail : eau

En comparant nos données expérimentales à la corrélation de Lee et Garimella (2006), nous avons obtenu une MAE égale à $19,2\%$. Ce résultat suggère ainsi, que l'augmentation de la largeur du mini-canal tend à réduire la différence entre la méthode prédictive de Lee et Garimella (2006) et nos données. Ce comportement reste conforme avec le nombre défini par Bigot (2005). Nous pensons que la différence entre les données de l'approche de Lee et Garimella (2006) et nos résultats expérimentaux est due à la distribution de la densité de flux de chaleur, à l'interface solide / liquide, que nous ne pouvons déterminer expérimentalement dans le cadre de notre étude. Cependant, une analyse numérique permettant d'estimer cette distribution a été discutée au § 5.3.

Les écarts entre nos données expérimentales et la corrélation de Gnielinski (1976) sont restés acceptables (au regard des incertitudes de mesures présentées sur la Figure 5.10) et ont été égaux à $7,9\%$. Ces corrélations prédisent $68,8\%$ des points expérimentaux à $\pm 15\%$ comme le montre la Figure 5.14.

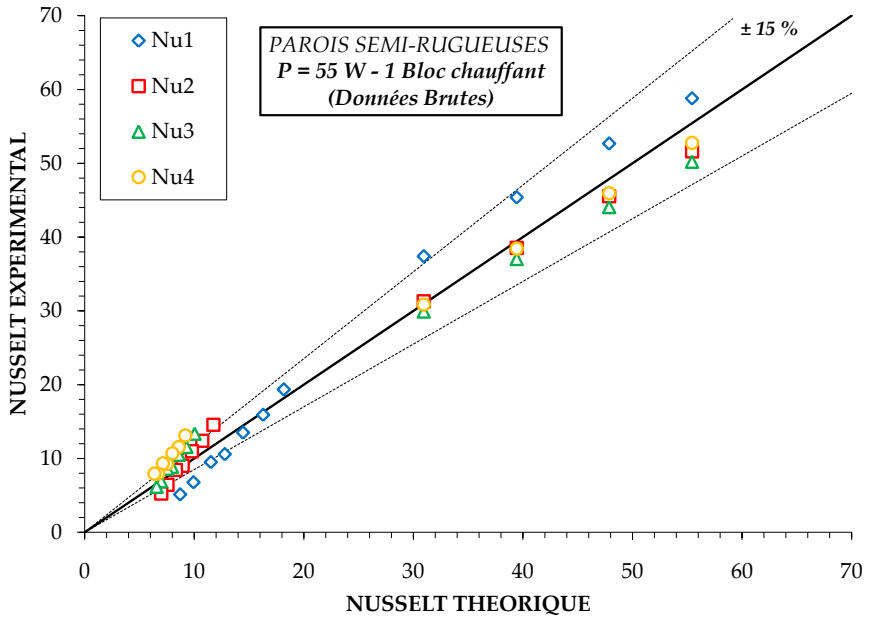
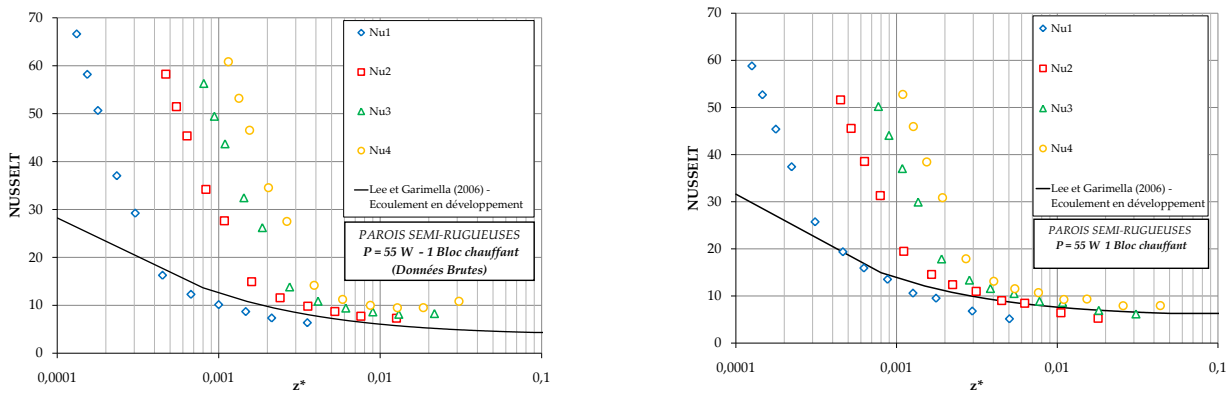


FIGURE 5.14 – Comparaison entre les nombres de Nusselt expérimentaux / théoriques pour C_2 ($a = 5,6\,mm$, $b = 0,816\,mm$) ; fluide de travail : eau

Lors de cette étude réalisée avec ces deux cales d'essais nous avons noté que lorsque le régime d'écoulement est turbulent ($Re > 3000$), la corrélation de Gnielinski (1976) prédit relativement bien les points obtenus expérimentalement (au regard de nos incertitudes de mesures expérimentales - Figure 5.10). Cependant, lorsque le régime d'écoulement devient laminaire, un décalage a pu être noté entre nos données expérimentales et la corrélation definie par Lee et Garimella (2006). Pour étudier plus finement l'évolution du nombre de Nusselt en régime laminaire, ou étudier les nombres de Reynolds de transition à la turbulence, il est plus aisé de représenter l'évolution du nombre de Nusselt en fonction de z^* (équation 5.13), qui exprime l'état du développement des couches limites thermiques. La Figure 5.15 représente l'évolution du nombre de Nusselt pour chacun des thermocouples.



(a) (b)

FIGURE 5.15 – Évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de z^* avec de l'eau pour : (a) $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et, (b) $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$

Le régime laminaire (z^* élevés et nombre de Nusselt évoluant peu) et le régime turbulent (z^* faibles et nombre de Nusselt variant rapidement) peuvent être assez facilement détectés à l'aide de cette figure. La transition à la turbulence peut également être retrouvée par le changement de pente intervenant lors de l'évolution du nombre de Nusselt expérimental sur la Figure 5.15. Ainsi, nous avons calculé que le nombre de Reynolds critique est compris entre 2115 et 3063 pour C_1 et entre 1954 et 2893 pour C_2. Nous remarquons aussi, que le nombre de Nusselt expérimental est généralement surestimé, puis sous-estimé, dans la direction T_{p1} vers T_{p4}.

Le lecteur pourra noter que la corrélation de Lee et Garimella (2006) prédit un développement complet des couches limites thermiques pour un z^* égal à $0,05$ pour $C_1(a = 2,3mm - b = 1mm)$ et équivalent à $0,023$ pour $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$. Cela signifie qu'au-delà de ces valeurs, un même z^* correspondrait à un nombre de Nusselt commun, ce que nous n'observons pas de manière expérimentale. Nous avons pensé que ce phénomène pouvait être causé par la répartition du flux de chaleur à l'interface solide / liquide. Cette piste étant la plus sérieuse pouur expliquer ces évolutions. Aussi, nous avons discuté de cette distribution à l'aide de l'étude numérique réalisée au § 5.3.

De plus, en regardant de plus près la variation du nombre défini par Maranzana *et al.* (2004) et modifié par Bigot (2005), nous avons conclu que l'effet de la conduction du flux de chaleur dans les parois peut devenir significatif pour les valeurs de débits faibles, ce qui viendrait corroborer nos données expérimentales. Nous rappelons l'expression de ce nombre :

$$M' = \frac{\lambda_p}{\rho_l c_{pl} u L} \frac{e_p \times l_p}{a \times b} \tag{5.15}$$

où ρ_l est la masse volumique du liquide, c_{pl} la chaleur spécifique du liquide, u la vitesse débitante

de l'écoulement dans la conduite et l_p, la largeur de la plaque chauffée. L'ensemble de ces dimensions géométriques a été représenté sur la Figure 1.5. L'évolution de ce nombre M', lors de notre étude expérimentale, a été présentée sur la Figure 5.16.

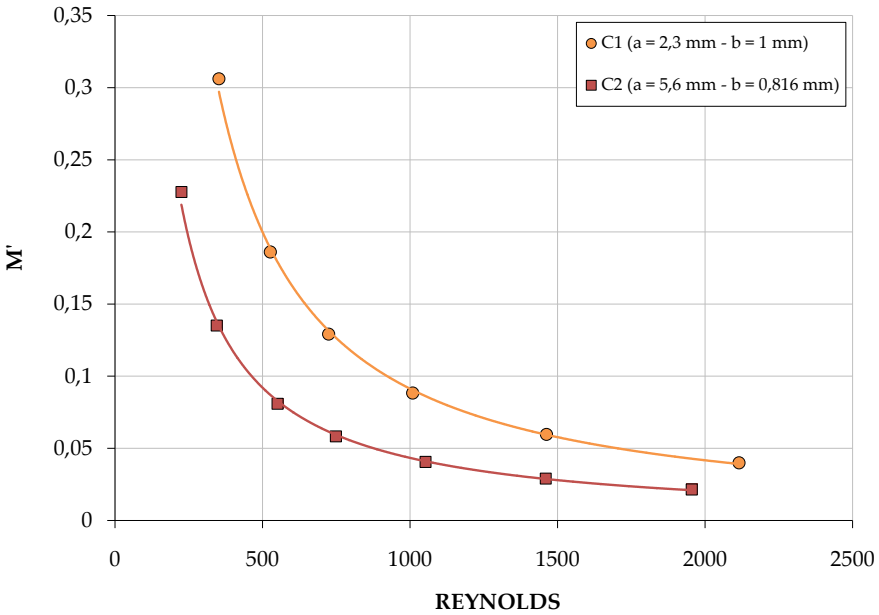


FIGURE 5.16 – Évolution du nombre de Maranzana *et al.* (2004) modifié par Bigot (2005) pour les cales C_1 et C_2 avec l'eau comme fluide de travail

Nous rappelons que l'étude numérique des auteurs a été réalisée initialement pour un canal plan bidimensionnel. Les résultats obtenus ont suggéré, que lorsque le nombre M' (équation (1.23)) était plus grand que $0,05$, le flux de conduction axial n'était plus négligeable devant le flux longitudinal. Pour ces cas, le profil de température peut devenir distordu par rapport à une évolution linéaire. Ainsi, selon cette approche, une analyse particulière doit être portée sur les données obtenues pour les nombres de Reynolds inférieurs à 1500. Cette analyse sera réalisée à l'aide de l'approche numérique qui sera abordée dans le § 5.3.

☞ *Fluide de travail : forane 365 HX*

De manière à comparer l'impact du fluide de travail sur les échanges thermiques dans les mini-canaux, nous avons employé le forane 365 HX au sein du même dispositif expérimental. La Figure 5.17 représente l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$.

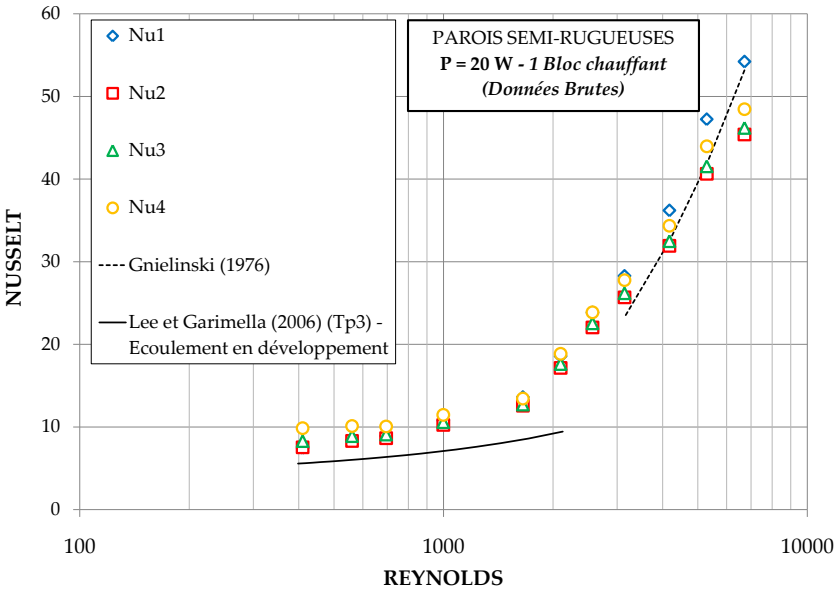


FIGURE 5.17 – Évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour C_1 $(a = 2,3\,mm,\ b = 1\,mm)$; fluide de travail : forane 365 HX

Au même titre que les résultats obtenus pour l'eau, nous avons obtenu une MAE élevée pour le forane 365 HX lors de l'écoulement en régime laminaire ($46,6\%$ en comparaison avec la prédiction de Lee et Garimella (2006)). Pour le régime d'écoulement turbulent, nous obtenons un écart moyen de $13,1\%$ avec la corrélation de Gnielinski (1976).

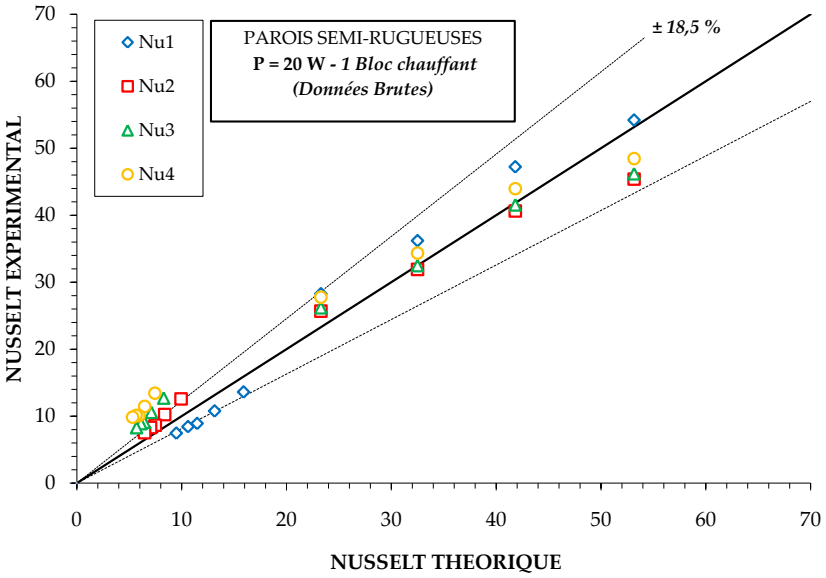


FIGURE 5.18 – Comparaison entre les nombres de Nusselt expérimentaux / théoriques pour C_1 $(a = 2,3\,mm,\ b = 1\,mm)$; fluide de travail : forane 365 HX

L'ensemble de ces deux corrélations prédit $68,2\%$ des points expérimentaux à $\pm 18,5\%$ comme le montre la Figure 5.18.

Après avoir étudié les résultats obtenus sur la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$, nous avons analysé l'influence de la géométrie sur les échanges thermiques en utilisant la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$. Les données reportées sur la Figure 5.19 représentent l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour C_2.

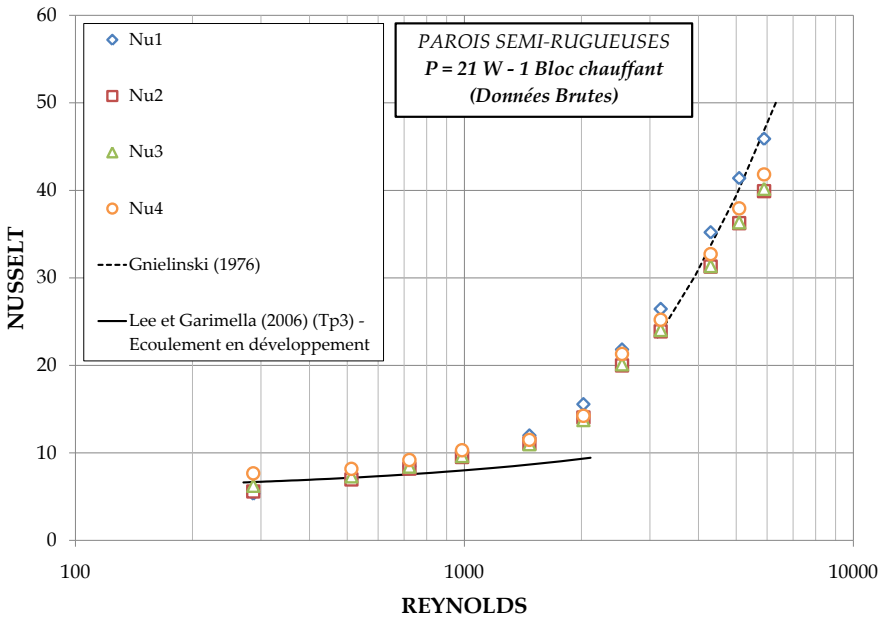


FIGURE 5.19 – Évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour C_2 $(a = 5,6\,mm,\ b = 0,816\,mm)$; fluide de travail : forane 365 HX

Ici encore et de la même façon que pour l'utilisation de l'eau, nous observons que l'augmentation de la largeur du mini-canal permet de réduire les écarts entre nos points expérimentaux et la méthode prédictive de Lee et Garimella (2006), établie pour le régime d'écoulement laminaire. Aussi, nous avons calculé une MAE égale à $21,4\%$ lors de ce régime d'écoulement. Lorsque l'écoulement devient turbulent, nos obtenons un écart moyen de $8,3\%$ par rapport aux données de Gnielinski (1976).

Ces corrélations prédisent $69,4\%$ des points expérimentaux à $\pm 15\%$ comme le montre la Figure 5.20.

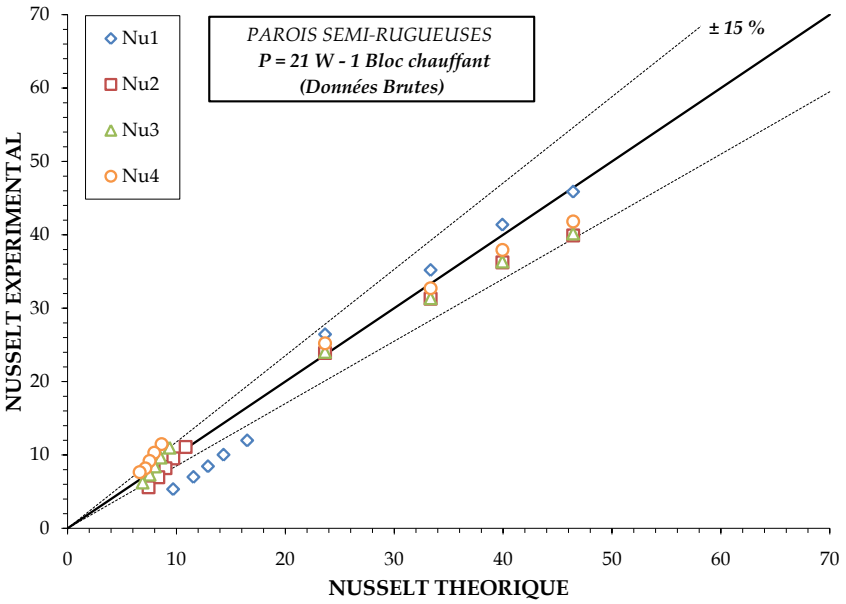
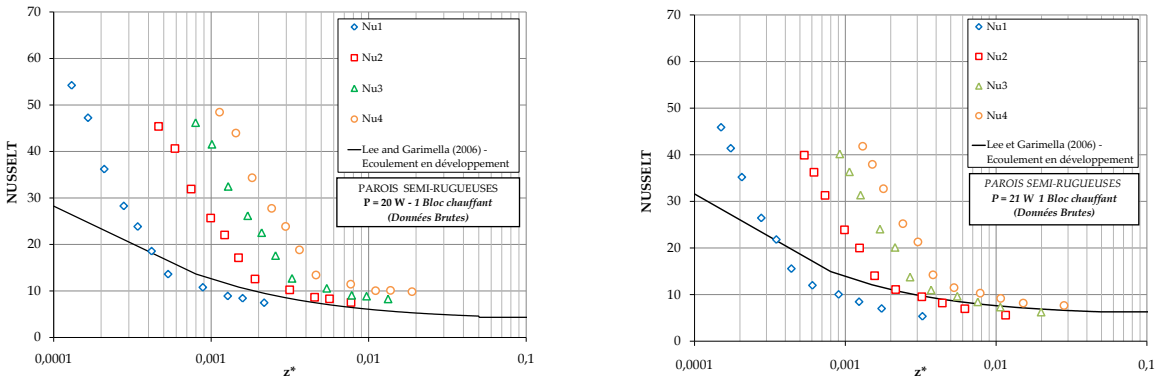


FIGURE 5.20 – Comparaison entre les nombres de Nusselt expérimentaux / théoriques pour C_2 $(a = 5,6\,mm,\ b = 0,816\,mm)$; fluide de travail : forane 365 HX

La Figure 5.21 permet de considérer l'évolution du développement des couches limites thermiques en représentant l'évolution du nombre de Nusselt en fonction de la longueur thermique adimensionnelle, z^*. Les conditions théoriques conduisant au développement complet des couches limites thermiques ne dépendent que de l'évolution du rapport d'aspect selon l'approche de Lee et Garimella (2006). Ainsi, les longueurs thermiques adimensionnelles correspondant à ce développement complet seront inchangées par rapport au cas de l'eau.



(a) (b)

FIGURE 5.21 – Évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de z^* avec du forane 365 HX pour : (a) $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ (b) $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$

Pour ces essais, le nombre de Reynolds critique est compris entre 1651 et 2097 pour C_1 et entre 2023 et 2542 pour C_2. Notons que selon l'évolution du nombre M' (équation 5.15), l'effet de la conduction du flux de chaleur dans les parois de la section d'essais semble devenir plus significatif et plus important pour l'étude de l'écoulement du forane 365 HX . Nous avons reporté l'évolution de ce nombre en fonction du nombre de Reynolds expérimental à la Figure 5.22.

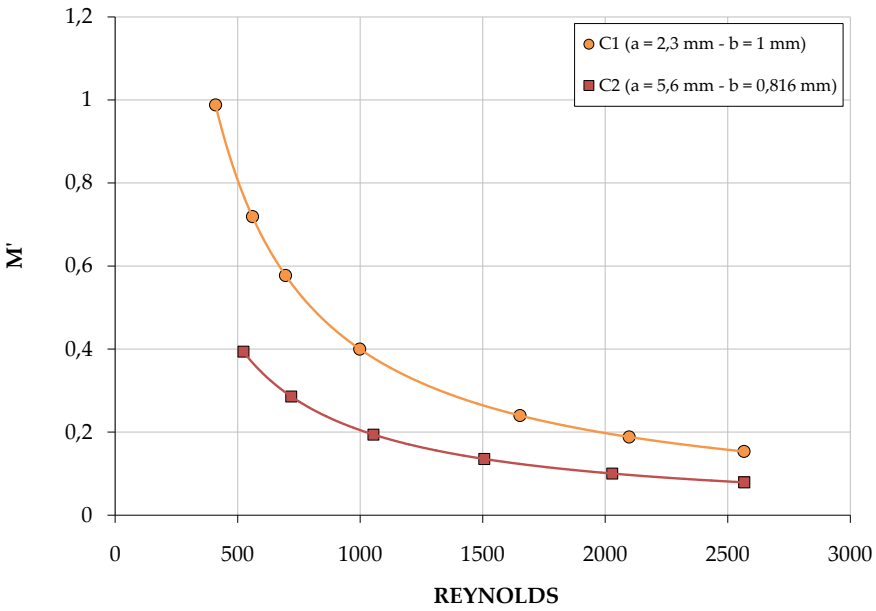


FIGURE 5.22 – Évolution du nombre de Maranzana *et al.* (2004) modifié par Bigot (2005) pour les cales C_1 et C_2 avec le forane 365 HX comme fluide de travail

Les données des Figures 5.16 et 5.22, indiquent que l'influence du flux de conduction de la chaleur serait plus marquée pour le forane 365 HX que pour l'eau en tant que fluide de travail. Ainsi, pour l'utilisation du forane 365 HX, l'évolution de la distribution du flux de chaleur à l'interface solide / liquide du mini-canal serait plus éloignée de la répartition homogène.

Au regard de ces résultats expérimentaux, nous avons estimé judicieux de définir un modèle numérique (§ 5.3) permettant de représenter l'évolution du flux de chaleur le long de la paroi des mini-canaux, dans le cas du régime d'écoulement laminaire. Cette étude a fait suite au travail numérique préliminaire réalisé par Lancereau (2008). Ces premiers résultats numériques ont été obtenus à l'aide de Fluent 6 (2001) sur un modèle simplifié [9] de la section d'essais, dans le but de fournir des informations sur la répartition des profils de température de paroi. Lors de ce travail, Lancereau (2008) a pu évaluer l'évolution du profil de flux de chaleur à l'interface solide / liquide. Les résultats numériques ont permis de conforter l'idée que la densité de flux

9. Seul le mini-canal avait été représenté dans cette modélisation

de chaleur expérimentale pouvait s'éloigner d'une distribution homogène du fait de l'effet de la conduction axiale du flux de chaleur dans les parois de la section d'essais. Cependant, du fait de la représentation partielle de la section d'essai, de nombreuses hypothèses ont dû être effectuées et en particulier sur les conditions aux limites à l'entrée. De fait, un effet singulier amenant à une valeur très intense de flux de chaleur à l'entrée du mini-canal apparaissait pour ces données numériques et nous n'avons pas pu obtenir de valeurs qualitatives « réelles » concernant cette distorsion de la densité de flux de chaleur par rapport à notre dispositif expérimental. Ainsi, nous avons décidé, en partant de ce modèle de représenter de manière plus complète la section d'essai utilisée, en limitant au maximum les hypothèses simplificatrices.

✍ Synthèse sur les coefficients d'échange thermique en écoulement monophasique

Les coefficients d'échange thermique expérimentaux obtenus dans les conditions monophasiques ont été en accord avec la corrélation de Gnielinski (1976), qui est définie pour les conditions turbulentes. Cependant, ces coefficients ont été moins bien prédits pour le régime d'écoulement laminaire. À l'issue de ce travail, nous avons présumé que ce comportement était causé par l'influence de la distribution de la densité de flux de chaleur qui pourrait s'éloigner d'une répartition homogène lorsque le débit diminue. De plus, nous avons relevé que les coefficients d'échange thermique théoriques prédisent relativement mieux les données obtenues avec la cale C_2 ($a = 5,6\,mm$, $b = 0,816\,mm$) que celles obtenues pour la cale C_1 ($a = 2,3mm$, $b = 1mm$) lors du régime laminaire. Ainsi, nous pensons que l'influence de la géométrie du canal peut permettre de modifier cette distribution de densité de chaleur.

L'ensemble des résultats obtenus dans ce paragraphe peut être résumé selon la Table 5.6.

Cale	Fluide	Lee et Garimella (2006)	Gnielinski (1976)	Reynolds crit.
C_1	eau (démin.)	MAE = 41,8 %	MAE = 14,7 %	2115 - 3063
	forane 365 HX	MAE = 46,6 %	MAE = 13,1 %	2023 - 2542
C_2	eau (démin.)	MAE = 19,2 %	MAE = 7,9 %	1954 - 2893
	forane 365 HX	MAE = 21,4 %	MAE = 8,3 %	1651 - 2097

Table 5.6 – MAE sur la comparaison avec les corrélations d'échange thermique et nombre de Reynolds critique

Les résultats présentés dans cette table montrent explicitement que les écarts par rapport aux corrélations de référence restent sensiblement les mêmes (en moyenne) quel que soit le fluide utilisé ou le régime d'écoulement développé dans chacun des mini-canaux. Nous avons noté que ces écarts ont été plus importants lorsque le régime d'écoulement laminaire a été atteint.

Enfin, nous avons aussi pu montrer que les nombres de Nusselt expérimentaux peuvent évoluer, en fonction de la longueur thermique adimensionnelle (z^*), lorsque le développement des couches limites thermiques est complet d'un point de vue théorique. Ainsi, de manière à mieux comprendre ces résultats expérimentaux et à valider ou non cette hypothèse concernant la modification de la répartition de la densité de flux de chaleur, nous avons défini un modèle numérique permettant de représenter l'évolution des échanges thermiques dans les différents mini-canaux. Les résultats numériques issus de cette étude ont été présentés dans le § 5.3.

5.3 Résolution numérique conjuguée écoulements/transferts

Dans ce paragraphe nous présenterons les résultats numériques issus de la modélisation de l'écoulement se produisant dans la section d'essais [10] pour des conditions de flux de chaleur imposées. L'objectif de cette étude a été d'estimer numériquement la distribution du flux de chaleur moyen sur la surface d'échange des différents mini-canaux. Ce travail a abouti à la proposition d'une correction de l'estimation de l'augmentation de l'enthalpie du fluide et des températures de paroi au sein de ces mini-canaux. Le descriptif du modèle numérique ainsi que les calculs de sensibilité au maillage sont présentés en Annexe E.

5.3.1 Résultats numériques

Après avoir modélisé la section d'essais, ainsi que l'écoulement se déroulant au sein des différents mini-canaux, nous avons étudié la répartition de la densité de flux de chaleur à l'interface solide / liquide pour des cas similaires à nos configurations expérimentales. La principale difficulté de l'étude vient du fait qu'il existe trois surfaces d'échange différentes qui sont en contact avec le fluide de travail. Cette différence induit une modification dans les densités de flux de chaleur échangées aux parois sur chacune de ces surfaces. La densité de flux échangée est toujours la plus importante pour la surface du bloc inférieur en laiton dans lequel les cartouches chauffantes ont été insérées. Dans ce paragraphe, nous avons essentiellement présenté les données obtenues à l'aide de la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$. En effet, pour cette cale nous avons évalué l'impact de nombreuses conditions opératoires, tandis que pour les autres cales seules les influences du débit et du fluide de travail ont pu être analysées.

☞ *Influence du débit sur la répartition de la densité de flux de chaleur*

Dans un premier temps, nous avons présenté sur la Figure 5.23, l'impact du débit sur l'évolution de la répartition de la densité de flux de chaleur [11], avec de l'eau comme fluide de travail et pour une puissance imposée de $55\,W$.

Sur cette figure, $\bar{q''}$ représente le rapport entre la densité de flux de chaleur à la position z et le flux de chaleur moyen et $\bar{z}$ le rapport entre une position z située dans le mini-canal et la longueur totale chauffée :

$$\begin{cases} \bar{q''} &= q''/q_{moy} \\ \bar{z} &= z/L \end{cases} \tag{5.16}$$

10. Cette modélisation, réalisée sous certaines hypothèses, est présentée en Annexe E

11. Cette distribution est la résultante de la densité de flux intégrée sur toute la surface latérale du mini-canal

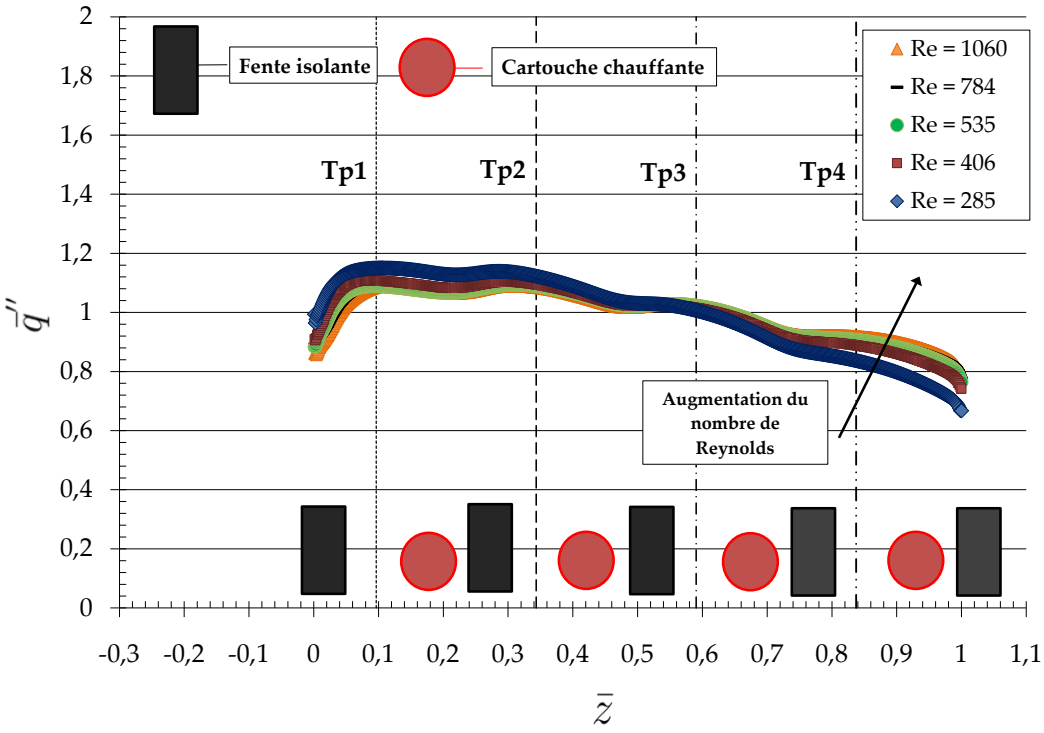
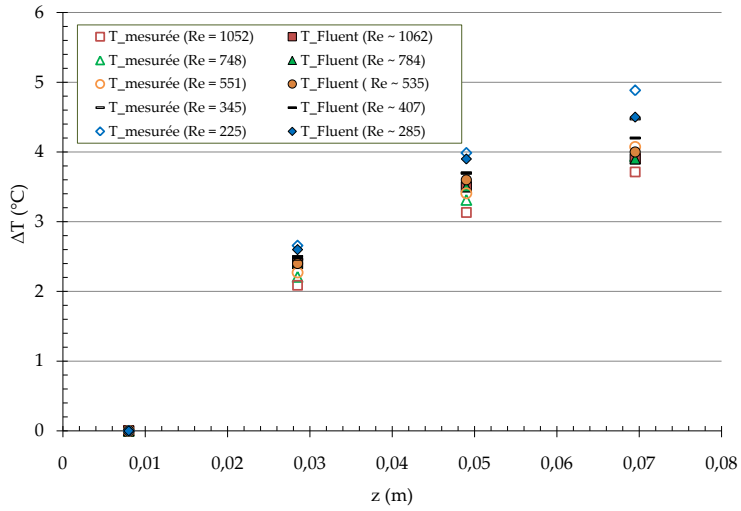


FIGURE 5.23 – Distribution de la densité de flux de chaleur à l'interface solide / liquide en fonction du nombre de Reynolds pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ et avec l'eau comme fluide de travail pour une puissance chauffante de $55\,W$

Les données de la Figure 5.23, indiquent que la distribution de la densité de flux de chaleur moyenne évolue avec le nombre de Reynolds imposé. Les ondulations visibles sur cette distribution sont dues à l'atténuation du flux de chaleur échangé qui est causée par la présence des fentes en époxy formant les logements des cartouches chauffantes. La position et la largeur de ces fentes isolantes ont été représentées à l'échelle sur cette figure. Les positions des cartouches chauffantes ainsi que celles des thermocouples de paroi ont aussi été représentées sur cette illustration. Les résultats numériques suggèrent que la densité de flux de chaleur s'intensifierait légèrement à l'entrée du mini-canal (et par compensation diminuerait en la sortie) lorsque le débit diminue. En effet, nous pensons comme d'autres auteurs (Maranzana *et al.* (2004), Bigot (2005) parmi d'autres) que ce comportement est dû au flux de conduction axiale qui deviendrait plus important vers l'entrée du mini-canal lorsque le débit décroît. Toutefois, nous remarquons que lorsque le débit augmente (nombres de Reynolds supérieurs ou égaux à 406 pour cette cale), l'influence du débit devient relativement faible sur cette distribution de densité de flux de chaleur.

Lors de notre étude, nous avons relevé que la puissance de convection du liquide dans le mini-canal, évaluée par le modèle, a généralement été sous-estimée par rapport à nos données expérimentales (15% en moyenne). Nous pensons que ce résultat est causé par la non-représentation,

dans le modèle numérique, d'une isolation thermique supplémentaire recouvrant le bloc inférieur. Ainsi, nous avons supposé que d'un point de vue expérimental, cette isolation permettrait de limiter les pertes thermiques avec l'environnement. Pour autant, pour nous assurer du réalisme de nos comparaisons et en particulier de celles concernant l'estimation de notre densité de flux de chaleur, nous avons estimé que la comparaison entre les évolutions des températures de paroi obtenues expérimentalement avec celles calculées numériquement, pouvait être pertinente. En effet, ces variations de températures de parois sont intrinsèquement liées à la distribution de la densité de flux de chaleur à l'interface solide / liquide. Aussi, nous représentons sur la Figure 5.24, l'évolution de la différence entre les températures de paroi Tp_i et la température de paroi localisée en $z = 0,008$ (Tp_1) pour la cale C_2 avec de l'eau en tant que fluide de travail.



	T_mesurée (Re = 1052)	T_Fluent (Re = 1062)
dT1	0,0	0
dT2	2,1	2,4
dT3	3,1	3,5
dT4	3,7	3,9

	T_mesurée (Re = 748)	T_Fluent (Re = 784)
dT1	0,0	0
dT2	2,2	2,4
dT3	3,3	3,5
dT4	3,9	3,9

	T_mesurée (Re = 551)	T_Fluent (Re = 535)
dT1	0,0	0
dT2	2,3	2,4
dT3	3,4	3,6
dT4	4,1	4

	T_mesurée (Re = 345)	T_Fluent (Re = 407)
dT1	0,0	0
dT2	2,5	2,5
dT3	3,7	3,7
dT4	4,5	4,2

	T_mesurée (Re = 225)	T_Fluent (Re = 285)
dT1	0,0	0
dT2	2,7	2,6
dT3	4,0	3,9
dT4	4,9	4,5

FIGURE 5.24 – Evolution des différences entre la température de paroi et la température mesurée par le thermocouple n^o1 le long de la paroi du mini-canal $C_2(a = 5,6\ mm - b = 0,816\ mm)$ pour de l'eau en tant que fluide de travail

Comme nous pouvons le remarquer, les comparaisons entre les évolutions obtenues avec le modèle numérique et celles mesurées lors de notre travail expérimental sont relativement proches sur toute la plage de débit traitée. Ainsi, ces résultats peuvent nous conduire à supposer que la distribution de densité de flux de chaleur est comparable entre les données numériques et les résultats expérimentaux. Aussi, pour représenter cette densité de flux de chaleur, nous avons défini une loi d'évolution qui permet de l'estimer et qui dépend du nombre de Reynolds. Cette loi est de type exponentielle et peut s'écrire de manière généralisée selon :

$$\bar{q}'' = \exp\left(f_1(Re)\bar{z} + f_2(Re)\right) \tag{5.17}$$

À titre d'illustration, nous présentons l'allure de cette loi d'approximation sur la Figure 5.25 pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$, de l'eau en tant que fluide de travail et pour un nombre de Reynolds égal à 1060. Nous précisons que l'écart entre cette loi et le profil numérique est inférieur à 5% en moyenne pour l'ensemble des cas testés sur la plage de $\bar{z}$ correspondant à la distance comprise entre les thermocouples de paroi n^o1 et n^o4 pour cette cale d'essais.

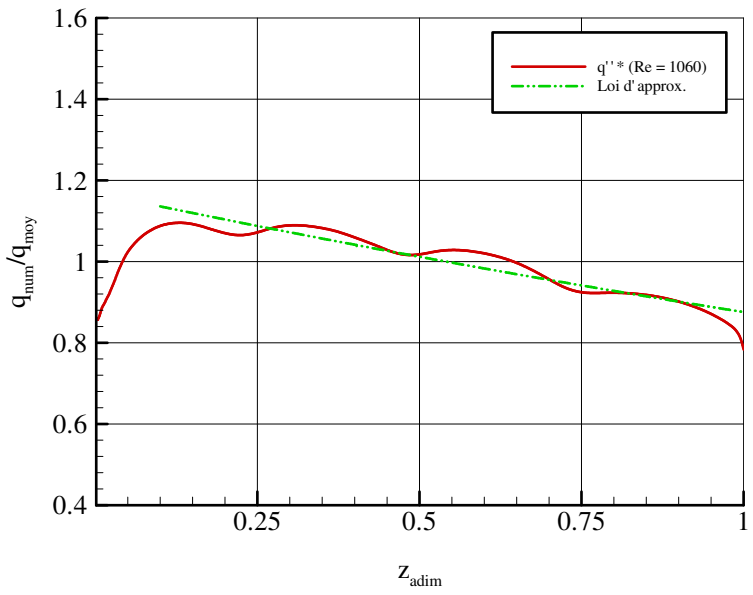


FIGURE 5.25 – Approximation de la distribution du profil de chaleur à l'interface solide / liquide par une loi de type exponentielle pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$, de l'eau comme fluide de travail et pour un nombre de Reynolds de 1060

Pour l'exemple des résultats présentés pour cette cale d'essais, les fonctions $f_1(Re)$ et $f_2(Re)$ qui expriment l'évolution de la densité de flux de chaleur en fonction du débit de l'écoulement peuvent s'écrire selon [12] :

$$f_1(Re) = -1,82 \times 10^7 \times Re^{-16/5} - 0,2842 \tag{5.18a}$$

$$f_2(Re) = 8,64 \times 10^6 \times Re^{-16/5} + 0,1518 \tag{5.18b}$$

Une fois cette corrélation déterminée, nous avons pu calculer l'élévation d'enthalpie du fluide de l'entrée du mini-canal jusqu'à la position désirée dans celui-ci. Cette augmentation peut

12. Ces équations sont valides uniquement pour la plage de $\bar{z}$ compris entre les positions des thermocouples de paroi (Tp_1) et (Tp_4).

se déterminer à l'aide d'un bilan thermique effectué sur le mini-canal (légère modification de l'équation (2.24)) selon :

$$T_l(z) = T_{l,in} + \frac{q''_{moy} S}{c_p \dot{m}} \times \int_0^z \exp\left(f_1(Re)\frac{z}{L} + f_2(Re)\right) dz \tag{5.19}$$

Nous avons employé exactement le même raisonnement lorsque nous avons traité du cas des autres géométries ou utilisé le forane 365 HX en tant que fluide de travail. Ainsi, ces études ne seront pas détaillées dans ce paragraphe. Par ailleurs, après avoir obtenu cette nouvelle loi d'évolution de l'élévation de l'enthalpie du fluide, nous avons étudié son influence sur la détermination des coefficients d'échange thermique. Cette démarche qui permet de corriger nos données expérimentales sera présentée au § 5.3.2.

☞ *Influence du fluide de travail sur la répartition de la densité de flux de chaleur*

Après avoir présenté l'influence du débit sur la modification de la répartition de la densité de flux de chaleur à l'interface solide / liquide, nous avons étudié l'impact du fluide de travail utilisé sur cette répartition. Pour effectuer cette comparaison, nous avons fixé la puissance électrique [13] à $22\,W$ et la vitesse de l'écoulement à une valeur d'environ $0,45\,m.s^{-1}$ pour les deux fluides de travail.

Ces données ont été représentées sur la Figure 5.26.
Les données présentées sur cette figure permettent de montrer toute l'importance du choix du fluide de travail lors d'une étude des transferts thermiques en convection forcée en mini-canaux. En effet, l'évolution de la distribution de densité de flux de chaleur à l'interface solide / liquide est modifiée lorsque le fluide de travail change. L'écart que nous avons reporté pour cette cale peut atteindre une valeur maximale d'environ 25% entre l'eau et le forane 365 HX à l'entrée du mini-canal. Nous avons relevé que la principale différence entre les termes de convection de la chaleur vient de la chaleur spécifique. Ainsi, au même titre que Maranzana *et al.* (2004), ce résultat montre que l'augmentation de cette chaleur spécifique conduirait à une homogénéisation de cette répartition de la densité de flux thermique. Les fonctions $f_1(Re)$ et $f_2(Re)$ pour le forane 365 HX et dans le mini-canal C_2 s'expriment suivant :

$$f_1(Re) = -0,154 \times Re^{1/5} - 1,33 \tag{5.20a}$$

$$f_2(Re) = 0,935 \times Re^{-17/10} + 0,187 \tag{5.20b}$$

☞ *Influence de la géométrie du canal sur la répartition de la densité de flux de chaleur*

13. Cette puissance électrique a été diminuée pour faire des comparaisons réalistes avec le forane 365 HX.

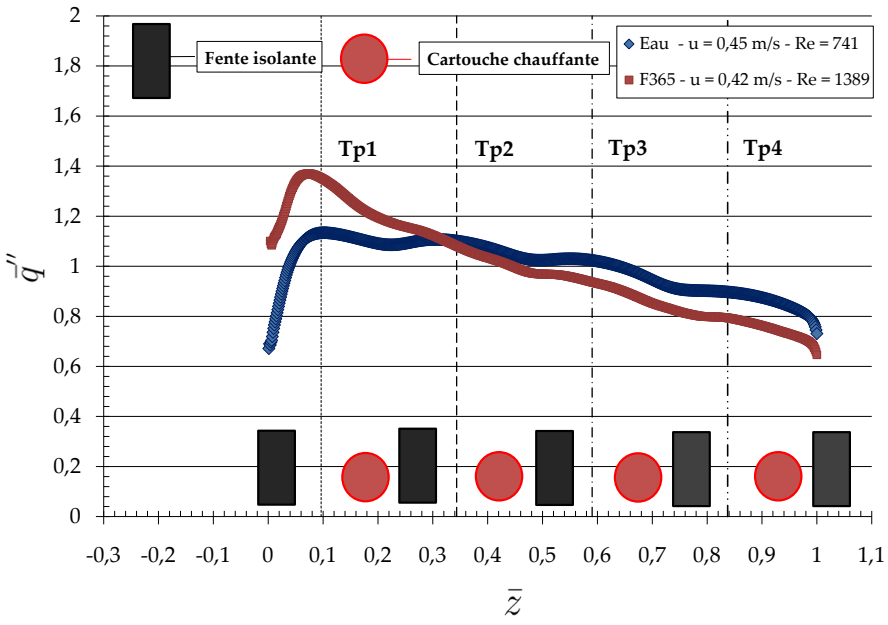


FIGURE 5.26 – Influence du fluide sur la distribution de la densité de flux à l'interface solide / liquide des parois du mini-canal C_2

Nous avons illustré à l'aide de la Figure 5.27 l'influence de la géométrie sur la distribution de la densité de flux de chaleur à l'interface solide / liquide pour de l'eau.

Les données représentées sur cette figure montrent que l'influence conjointe de la largeur (a) et de la hauteur (b) du mini-canal peut conduire à une répartition plus homogène de la densité de flux thermique. Nous pensons que cette homogénéisation s'explique par la diminution de l'influence des effets d'entrée. En effet, ces effets tendent à diminuer lorsque la largeur du canal augmente (cas de la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ par rapport à la cale $C_1(a = 2,3mm - b = 1mm)$) et amène, par conséquent, à une diminution de la densité de flux thermique échangée à l'entrée de ces mini-canaux. L'expression des fonctions $f_1(Re)$ et $f_2(Re)$ pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ avec de l'eau comme fluide de travail peuvent s'exprimer selon :

$$f_1(Re) = 0,955 \times Re^{1/10} - 2,31 \tag{5.21a}$$

$$f_2(Re) = 1,6 \times Re^{-1/10} - 0,6 \tag{5.21b}$$

De la même manière que pour l'eau en tant que fluide d'essais, nous avons proposé à l'aide de ce modèle numérique une expression des fonctions $f_1(Re)$ et $f_2(Re)$ pour l'évolution de la distribution de la densité de flux de chaleur pour le forane 365 HX s'écoulant dans la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$. Ces fonctions peuvent s'exprimer selon :

$$f_1(Re) = -3,96 \times 10^{-7} \times Re^{3/2} - 0,738 \tag{5.22a}$$

$$f_2(Re) = 4,41 \times 10^{-4} \times Re^{3/5} - 0,298 \tag{5.22b}$$

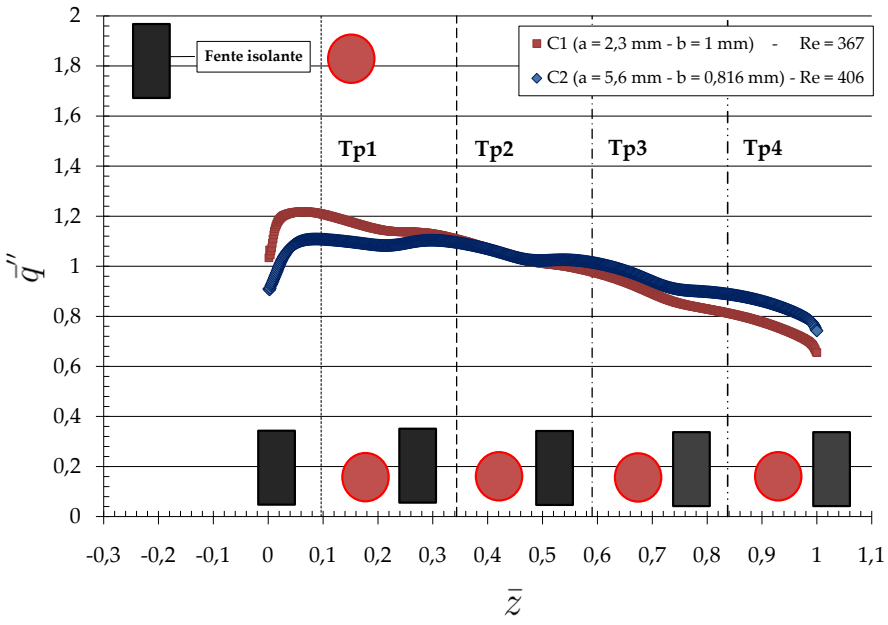


FIGURE 5.27 – Influence de la géométrie sur la distribution de la densité de flux de chaleur à l'interface solide / liquide pour les cales $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$

5.3.2 Correction des données expérimentales

Après avoir déterminé les répartitions de la densité de flux de chaleur pour nos mini-canaux, nous avons supposé que ces lois étaient représentatives de l'évolution des distributions obtenues expérimentalement. Dans ce cadre, la puissance thermique **moyenne** échangée entre les quatre parois des mini-canaux et le fluide d'essais est modifiée et peut être calculée le long de la surface d'échange. À l'aide de cette densité de flux de chaleur, la température de paroi mesurée a aussi été corrigée (grâce à la relation de Fourier (1822)) pour obtenir la température estimée à l'interface solide / liquide. De plus, la détermination de cette répartition du flux de chaleur nous a permis de calculer l'élévation d'enthalpie du fluide depuis l'entrée du mini-canal, comme nous l'avons montré à l'équation 5.19. Par conséquent, et, à l'aide de la caractérisation de ces trois données, nous avons déterminé les valeurs des coefficients d'échange thermique corrigés. L'évolution des nombres de Nusselt expérimentaux a été représentée pour l'ensemble des essais présentés sur la Figure 5.28.

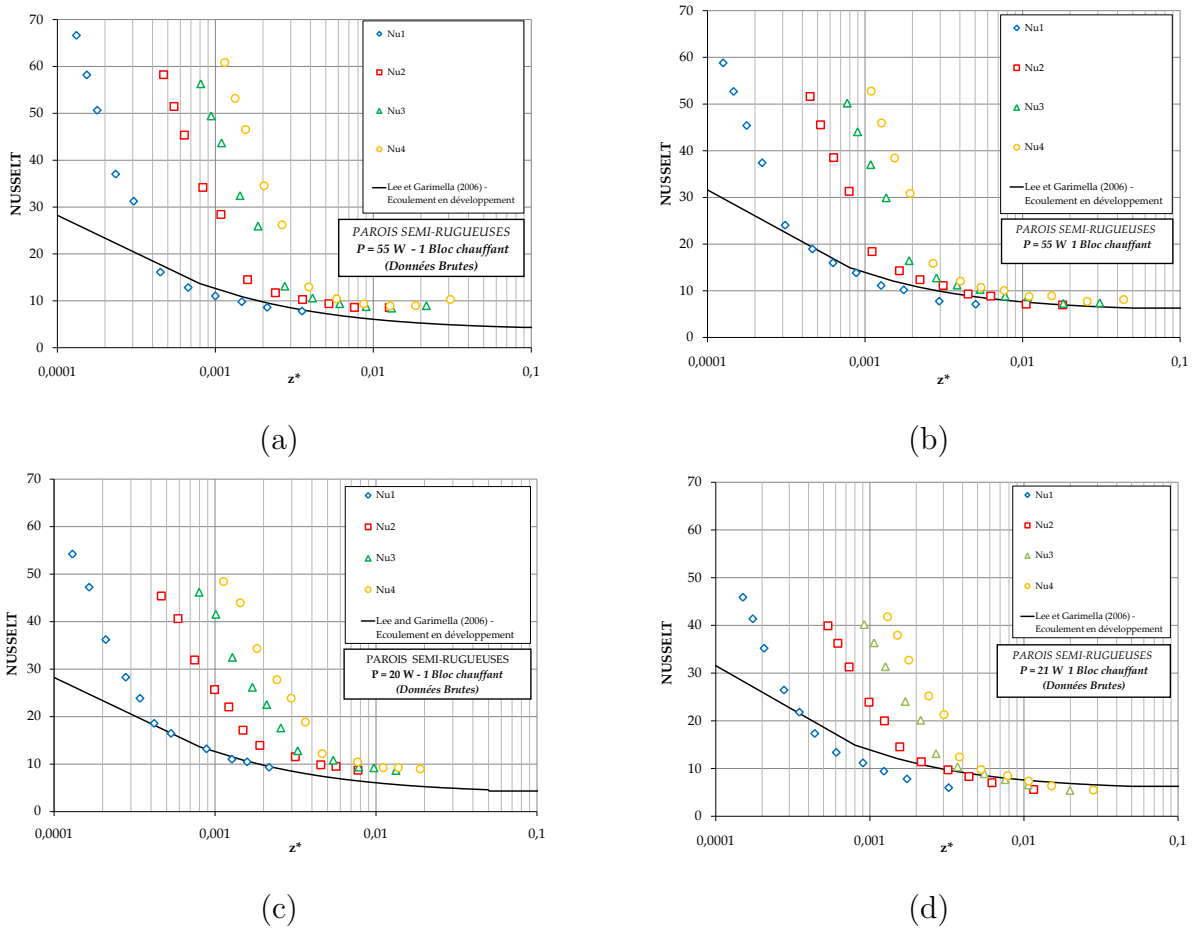


FIGURE 5.28 – Évolution des nombres de Nusselt en fonction de la longueur thermique adimensionnelle, z^*, en considérant une distribution non uniforme de la densité de flux de chaleur pour de l'eau avec la : (a) cale C_1 (b) cale C_2, et pour du forane 365 HX avec la : (a) cale C_1 (b) cale C_2

À l'aide de cette démarche, que nous avons détaillée dans les paragraphes précédents, le lecteur pourra relever que nous avons pu réduire légèrement les écarts entre les données prédites par Lee et Garimella (2006) et nos données expérimentales par rapport à notre analyse initiale (Table 5.6). Une synthèse de ces résultats peut être retrouvée dans la Table 5.7.

Cale	Fluide	Lee et Garimella (2006)
C_1	eau (démin.)	MAE = 38,8 %
	forane 365 HX	MAE = 38,1 %
C_2	eau (démin.)	MAE = 15,1 %
	forane 365 HX	MAE = 16,1 %

TABLE 5.7 – MAE sur la comparaison avec la corrélation de Lee et Garimella (2006)

Les données reportées sur la Table 5.7, montrent que les écarts observés entre nos données expérimentales et la prédiction de Lee et Garimella (2006) restent encore relativement conséquents. Aussi, nous avons conclu que cette correction ne permet pas d'affirmer que les écarts observés entre cette méthode de prédiction et les valeurs expérimentales sont élucidés grâce à cette seule distribution de densité de flux de chaleur. Dans ce cadre, nous pensons que cette différence serait plutôt due à nos conditions opératoires. En effet, pour nos essais expérimentaux, la condition de flux de chaleur imposée à la paroi de nos mini-canaux reste assez éloignée de la condition, idéale, définie par Lee et Garimella (2006). En effet, les auteurs représentent, dans leur modélisation, une densité de flux de chaleur uniformément répartie sur l'ensemble de la surface d'échange des mini-canaux. Or, selon les données de référence de Shah et London (1978) (Chapitre VII, Table 44), l'influence du nombre de parois chauffées peut avoir un impact considérable sur l'évolution du nombre de Nusselt. De ce fait, nous pensons que l'influence de l'intensité de la densité de flux de chaleur échangée, qui évolue entre les parois, peut impacter les échanges thermiques et mener à des écarts par rapport aux données de Lee et Garimella (2006).

En dehors des comparaisons effectuées avec les données de la littérature, les résultats de la Figure 5.28 présentent une évolution fort intéressante lorsque la répartition de la densité de flux de chaleur n'est pas considérée comme uniforme. En effet, pour l'ensemble des données corrigées, il semble exister une longueur adimensionnelle z^* [14] à partir de laquelle nous pouvons relever une très faible variabilité du nombre de Nusselt en fonction de z^*. Ainsi, ce résultat permet de suggérer que les mécanismes intervenant classiquement lors de l'établissement complet de couches limites thermiques seraient mieux pris en compte lorsque l'on considère une répartition non uniforme de la densité de flux de chaleur.

De plus, nous avons obtenu, à l'aide de ce travail numérique, un résultat essentiel pour la suite de l'étude. En effet, nous avons relevé que pour tous les essais effectués, l'intégration du flux de chaleur échangée depuis l'entrée des mini-canaux jusqu'à la position du thermocouple de paroi n^o3 donne une valeur assez proche de la densité de flux de chaleur moyenne échangée, q''_{moy}, par les parois et le fluide d'essais entre l'entrée et la sortie du mini-canaux. Cette densité moyenne peut s'exprimer selon :

$$q''_{moy} = \frac{\Phi_{conv}}{S_{lat}} \tag{5.23}$$

où Φ_{conv} est la puissance totale convectée par l'écoulement et S_{lat} la surface d'échange des mini-canal. Les écarts observés ont été approximativement compris entre $\pm 10\%$ par rapport à la valeur de la densité de flux de chaleur moyenne. Ainsi, lorsque l'écoulement du fluide atteint ce point, nous avons fait l'hypothèse, dans la suite de ce travail, que la densité de flux de chaleur

14. Nous rappelons qu'une même longueur adimensionnelle thermique, z^*, correspond à un état de développement des couches limites thermiques semblable, lorsque l'écoulement est pleinement développé.

échangée dans la section du thermocouple n^o3 était égale à sa valeur moyenne intégrée le long du mini-canal.

5.4 Conclusions sur le Chapitre 5

Les résultats présentés dans ce chapitre sont basés sur les données obtenues pour les cales d'essais $C_1(a = 2,3mm - b = 1mm)$ et $C_2(a = 5,6mm - b = 0,816mm)$. Deux fluides d'essais ont pu être étudiés dans ce travail : l'eau et le forane 365 HX. Les données recueillies nous ont permis de caractériser plus précisément notre section d'essais. Cette analyse préliminaire est importante avant l'étude réalisée dans une configuration d'ébullition où de nombreux paramètres, dont la puissance transmise au fluide, sont déterminés de manière indirecte. Lors de ce travail, nous pu étudier l'évolution des coefficients de frottement, ainsi que des coefficients d'échange thermique pour des conditions monophasiques. Nous détaillerons nos conclusions en fonction de ces deux configurations d'essais.

▷ La détermination des coefficients de frottement a été réalisée en conditions adiabatiques pour tous les cas étudiés dans ce travail de thèse. Nous avons relevé que les résultats obtenus lors de ces expériences ont été en bon accord avec les corrélations de Shah et London (1978) pour le régime d'écoulement laminaire et de Blasius (1913) pour le régime d'écoulement turbulent. De plus, la modification de la section de passage n'a pas eu d'impact sur la performance de ces outils de prédiction pour notre configuration. De ce fait, comme d'autres données de la littérature l'ont montré, cette étude confirme que les lois définies pour les écoulements dits conventionnels ($d_h > 3\,mm$) permettent de prédire, de manière convenable, les évolutions de ces coefficients de frottement expérimentaux pour des mini-canaux.

▷ La caractérisation des coefficients d'échange thermique a été réalisé pour l'ensemble des cales d'essais. Lors de ce travail, nous avons observé un écart significatif entre les corrélations prédisant l'évolution de ces coefficients d'échange thermique et nos données expérimentales pour l'écoulement obtenu en conditions laminaires. Lors de l'analyse qui s'en est suivie, nous avons montré, à l'aide d'une étude numérique, que ce comportement n'était pas seulement causé par une répartition non-homogène de la densité de flux de chaleur à l'interface solide / liquide. En effet, après avoir estimé l'évolution de la distribution de la densité de flux de chaleur moyenne à l'interface solide / liquide pour l'ensemble des cales d'essais, nous avons proposé de les approximer par des lois de type exponentielle. Une fois ces lois déterminées nous avons défini une méthode de correction des données expérimentales. Les résultats obtenus nous ont permis d'émettre trois conclusions que nous synthétisons à la suite :

① Les écarts observés entre la méthode de prédiction de Lee et Garimella (2006) et nos données expérimentales, s'expliquent principalement par le fait que les conditions de flux imposées à la paroi ne sont pas les mêmes que ceux définis par les auteurs.

② La prise en compte de la répartition de la densité de flux de chaleur, obtenue de manière numérique, permet de mieux considérer l'effet du développement complet des couches limites thermiques. En effet, au-delà d'une certaine longueur thermique adimensionnelle, z^*, la valeur du nombre de Nusselt varie peu après correction des données expérimentales.

③ Il existe une zone dans le mini-canal où les échanges thermiques s'effectuent avec une condition de densité de flux de chaleur proche de sa valeur moyenne dans le mini-canal. Cette zone est localisée autour du thermocouple de paroi n^o3.

Cette dernière observation, importante pour la suite de cette étude, nous a permis de spécifier une zone de référence où nous avons choisi d'étudier l'ensemble des phénomènes d'ébullition. Ainsi, nous ferons l'hypothèse que dans la zone de mesure (près du thermocouple de paroi n^o3), les échanges thermiques s'effectuent avec une densité de flux de chaleur égale à sa valeur moyenne (équation 5.23). Les résultats du travail réalisé pour des conditions d'ébullition dans les quatre mini-canaux sélectionnés ont été développés dans le Chapitre 6.

Chapitre 6

Écoulements en ébullition en mini-canaux

6.1 Estimations fondamentales en ébullition convective **181**
6.1.1 Détermination expérimentale du flux transmis au fluide 181
6.1.2 Détermination de la température de référence du fluide 184
6.1.3 Incertitudes de mesures 185
6.2 Étude de l'ONB dans les mini-canaux **186**
6.2.1 Descriptif de l'étude et méthodologie 186
6.2.2 Mesures et résultats 186
6.3 Visualisations des régimes d'écoulement en mini-canaux **197**
6.4 Évolution de l'ébullition avec le flux de chaleur imposé **210**
6.4.1 Présentation des courbes d'ébullition 210
6.4.2 Évolution des pertes de pression 215
6.4.3 Évolution des coefficients d'échange thermique 230
6.4.4 Conditions conduisant à l'assèchement de paroi 241
6.5 Conclusions sur le Chapitre 6 . . . . . **247**

Résumé :

Ce chapitre présente les résultats qui ont été obtenus lors de l'étude réalisée en conditions d'ébullition convective interne. Dans un premier paragraphe, nous avons présenté la méthodologie qui nous a permis de déterminer la puissance reçue par le fluide lors de l'ébullition. De manière à remonter à des informations concernant les niveaux d'échange de chaleur, nous avons aussi établi une procédure d'estimation de la température de référence du fluide à la position de mesure. Ce calcul peut être réalisé grâce à l'estimation de la pression de saturation. Une fois ces paramètres fondamentaux obtenus, nous avons déterminé l'influence des conditions opératoires, ainsi que de celles des paramètres géométriques sur la naissance de l'ébullition et l'apparition de l'assèchement de la paroi. Des photographies de l'écoulement en ébullition ont été ensuite finement étudiées et celles-ci permettent de mieux comprendre certains mécanismes intervenant en ébullition convective en mini-canaux. Enfin, nous avons proposé des corrélations permettant de prédire l'évolution

de l'assèchement, des pertes de pression et des coefficients d'échange thermique pour les mini-canaux étudiés dans ce travail de thèse.

6.1 Estimations fondamentales en ébullition convective

6.1.1 Détermination expérimentale du flux transmis au fluide

L'une des principales contraintes rencontrée lors de l'étude en ébullition convective est la méconnaissance de la puissance thermique transmise au fluide. En effet, les mesures physiques directes sont souvent très difficiles à mettre en œuvre pour obtenir les valeurs de cette puissance. Cette difficulté s'accroît d'autant plus que des pertes thermiques existent avec l'environnement.

.

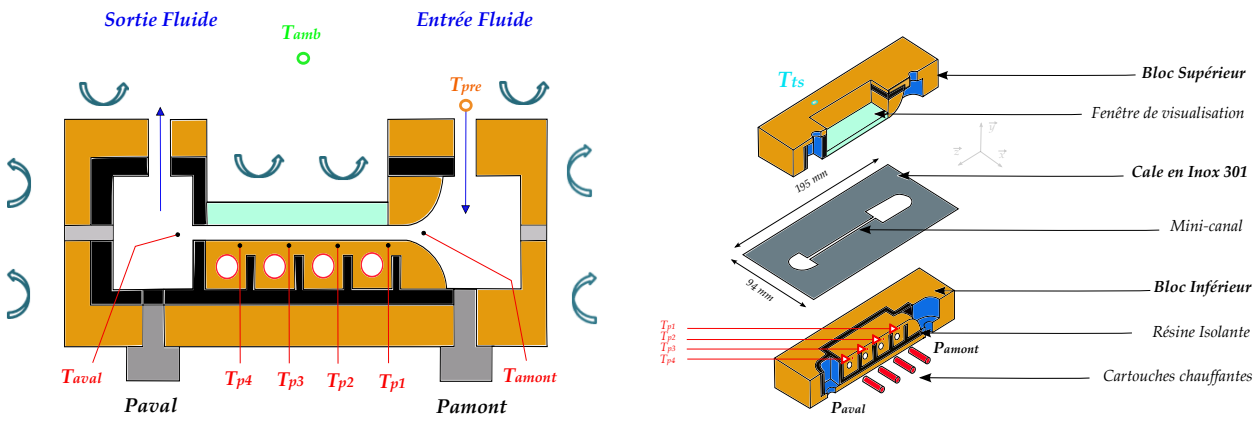


FIGURE 6.1 – Repères pour la détermination de la puissance transmise au fluide

Aussi, pour pouvoir déterminer la puissance thermique fournie au fluide, nous illustrons sur la Figure 6.1 les différentes grandeurs utilisées dans notre approche. Dans un premier temps, nous avons déterminé la puissance électrique que nous imposons à la section d'essais grâce à la connaissance des valeurs de courant (I) et tension (V) efficaces traversant les cartouches chauffantes. Cette puissance peut s'obtenir selon :

$$\Phi_{elec} = V.I \tag{6.1}$$

Les pertes avec l'environnement se déduisent de la relation :

$$\Phi_{pertes} = h_{nat} S_{ts} (T_{ts} - T_{amb}) \tag{6.2}$$

où h_{nat} est le coefficient d'échange par convection naturelle avec le milieu ambiant, S_{ts}, la surface externe de la section d'essais, T_{ts}, une température moyenne de cette surface externe [1] et T_{amb} la température ambiante. La valeur du coefficient d'échange thermique h_{nat} a été prise

1. La position du thermocouple placé sur la surface externe de la section d'essais a été choisie après que plusieurs points de mesure de température aient été testés sur cette surface. Ceci de manière à représenter le mieux possible la valeur de la température moyenne de surface.

entre 11 et $18,5\ W.m^{-2}.K^{-1}$ pour l'ensemble de nos essais expérimentaux. Pour obtenir la valeur de ce coefficient, nous avons réalisé, préalablement aux expériences diphasiques, des essais monophasiques où nous avons déterminé la puissance convectée (Φ_{conv}) par l'écoulement depuis l'entrée de la section d'essais. Cette puissance peut s'exprimer à l'aide de :

$$\Phi_{conv} \approx \dot{m} c_p (T_{aval} - T_{pre}) \tag{6.3}$$

De plus, nous avons observé que la température externe de la section d'essais pouvait varier légèrement, même lorsque nos critères de stabilité étaient atteints. Cette variation de température est synonyme de stockage (ou de libération) d'énergie dans (de) la section d'essais sur la plage de temps où la moyenne des mesures est effectuée. Lors de cette analyse, la puissance de convection pouvait être déterminée de manière directe à l'aide de la différence de température entre l'entrée et la sortie du mini-canal. Cependant, pour une configuration d'ébullition où la puissance transmise au fluide est obtenue de manière indirecte, nous avons choisi de considérer avec attention ce terme (Φ_{ts}). Nous l'avons déterminé à l'aide de l'expression :

$$\Phi_{ts} = \left(\frac{m_{ts}}{t}\right) \times c_{p,ts} \times (T_{fin,ts} - T_{init,ts}) \tag{6.4}$$

où m_{ts} est la masse de la section d'essais, t est le temps qui s'est écoulé pour que la température de surface passe de $T_{init,ts}$ à $T_{fin,ts}$ (sur la plage des 24 points de mesures où la moyenne est effectuée : voir protocole expérimental en Annexe C). $c_{p,ts}$ est la chaleur spécifique de la section d'essais à pression constante. Une fois ces deux puissances déterminées, nous pouvons calculer les pertes thermiques avec l'environnement selon :

$$\Phi_{pertes} = \Phi_{elec} - \Phi_{conv} - \Phi_{ts} \tag{6.5}$$

Ainsi, nous déduisons à l'aide de la combinaison entre les équations (6.2) à (6.5), la valeur du coefficient h_{nat}. Cette valeur est déterminée préalablement à chaque expérience en ébullition à l'aide d'un ou de plusieurs essai(s) monophasique(s). Lorsque plusieurs points sont obtenus dans la configuration monophasique, nous avons pu observer que h_{nat} présentait une variation maximale de $\pm 1,3 W.m^{-2}.K^{-1}$ autour de la valeur moyenne sur chaque série d'essais spécifiques. Une fois la valeur de ce coefficient d'échange thermique calculée, nous avons fait l'hypothèse que celle-ci était constante et égale à la valeur moyenne pour toutes les conditions d'ébullition de la série.

Lors de l'étude expérimentale, nous avons observé que dans certaines configurations la température d'entrée du mini-canal (T_{amont}) pouvait augmenter, alors que la température du préchauffeur était gardée constante. Pour expliquer ce phénomène, nous avons examiné les résultats du modèle numérique. En effet, durant cette étude réalisée en condition monophasique (§ 5.3), nous avons remarqué que la distribution de la densité de flux de chaleur sur la surface latérale

des mini-canaux pouvait être différente de celle d'une répartition homogène. De plus, l'intensité de cette densité tendait à être plus importante vers l'entrée des différents mini-canaux. Ainsi, nous avons émis l'hypothèse qu'un effet de conduction axiale de la chaleur pouvait induire une élévation de la température dans le réservoir d'entrée en fonction des valeurs du flux de chaleur et aussi du débit imposés. Cela nous a conduit à devoir ajuster régulièrement la température du préchauffeur lorsqu'une variation de la température de consigne était observée. Après quelques essais, nous avons choisi de nous limiter à un sous-refroidissement maximal de l'ordre de 20^oC. En supposant que l'écoulement reste monophasique de la sortie du préchauffeur jusqu'à l'entrée de la section d'essais, la puissance fournie au fluide dans le réservoir d'entrée par le flux de conduction axiale peut simplement s'obtenir à l'aide du bilan thermique suivant :

$$\Phi_{res} = \dot{m}c_p(T_{amont} - T_{pre}) \tag{6.6}$$

À l'aide de l'ensemble de ces éléments, nous déduisons la puissance transmise au fluide dans le mini-canal suivant :

$$\Phi_{mini-canal} = \Phi_{elec} - \Phi_{res} - \Phi_{ts} - \Phi_{pertes} \tag{6.7}$$

Nous illustrons sur la Figure 6.2, la répartition de la puissance électrique fournie à la section d'essais pour la cale $C_4(a = 4mm - b = 0,421mm)$ pour une vitesse massique de $800kg.m^{-2}.s^{-1}$ et une puissance électrique variant de 70 à 220 W.

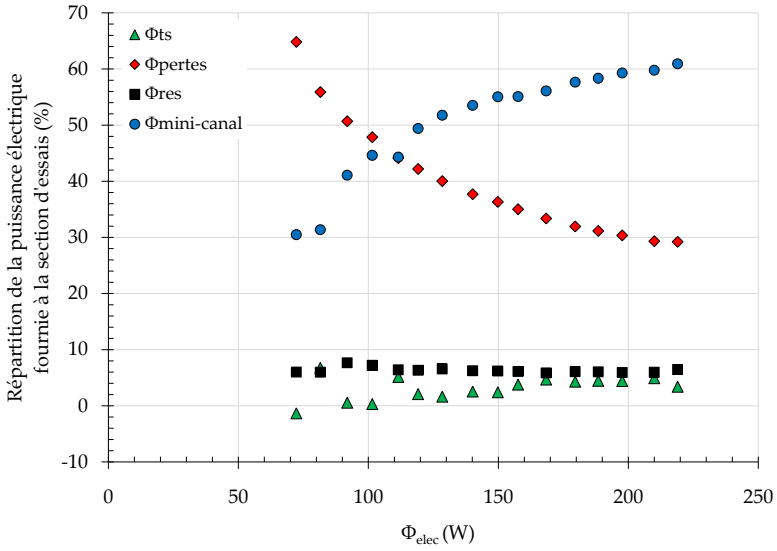


FIGURE 6.2 – Répartition de la puissance électrique lors d'un écoulement en ébullition pour la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$ selon le protocole de détermination de la puissance fournie au fluide

6.1.2 Détermination de la température de référence du fluide

Lors de l'étude en ébullition, la connaissance de la température du fluide sur la section de mesure où l'on cherche à évaluer les échanges thermiques est importante. En effet, pour l'ébullition saturée, la phase liquide et la phase vapeur sont considérées à température de saturation sur une section droite du mini-canal. Dans cette configuration, la température du mélange peut être calculée à l'aide de la détermination de la pression de saturation le long du mini-canal. En revanche, si le refroidissement du liquide en entrée ou le débit est important, une longueur monophasique peut apparaître dans le mini-canal et la température de référence n'est plus la température de saturation dans cette zone initiale. Deux situations peuvent se produire en fonction de l'apparition d'une longueur d'écoulement non saturée précédant la position z_{sat} où la saturation a lieu :

▷ Pour $z \leq z_{sat}$

L'évolution de la température du liquide peut s'obtenir en prenant en compte l'élévation de l'enthalpie de ce dernier depuis l'entrée du mini-canal, qui est pilotée par le flux de chaleur imposé aux parois selon :

$$T_l(z) = T_{l,in} + \frac{q''_{moy} S}{\dot{m} c_p} \times \int_0^z \exp\left(f_1(Re)\frac{z}{L} + f_2(Re)\right) dz \tag{6.8}$$

▷ Pour $z \geq z_{sat}$

Pour pouvoir estimer l'évolution de la pression dans la zone saturée, il est nécessaire de déterminer la chute de pression de l'entrée du mini-canal jusqu'au point de saturation (longueur monophasique). Lors de nos campagnes monophasiques, les résultats expérimentaux étaient en excellent accord avec la corrélation de Shah et London (1978) qui permet de prédire ces pertes de pression (§ 5.1.4). Ainsi, nous avons fait l'hypothèse que tant que l'écoulement n'est pas saturé, cette chute de pression suit la même évolution que celle prédite par la corrélation de Shah et London (1978). Ainsi, la perte de pression depuis l'entrée du mini-canal jusqu'au point de saturation peut s'exprimer selon :

$$P_{sat} = P_{in} - \frac{1}{2}\rho U^2 \left(1 + 4f\frac{z_{sat}}{d_h}\right) \tag{6.9}$$

où $\frac{1}{2}\rho U^2$ représente la chute de pression causée par l'accélération du fluide due au convergent et f le coefficient de frottement défini par Shah et London (1978) selon l'équation (1.9). Une fois l'évolution de la perte de pression connue le long des mini-canaux, la température de saturation peut être définie pour $z \geq z_{sat}$, à l'aide d'une courbe reliant ces deux valeurs comme le montre les exemples reportés sur la Figure 3.3. Nous avons ensuite fait l'hypothèse que la perte de pression suit un comportement linéaire du point de saturation jusqu'à la sortie du mini-canal.

6.1.3 Incertitudes de mesures

Nous ne détaillerons pas dans ce paragraphe la procédure de détermination des incertitudes de mesures lors des campagnes concernant l'ébullition. Notons que cette procédure suit la méthode de Kline et McClintok (1953). Sur la Figure 6.3 sont présentées les incertitudes de mesures sur le calcul du flux de chaleur fourni au fluide. Le lecteur pourra noter que ce terme est fortement influencé par l'incertitude de mesure sur le coefficient d'échange par convection naturelle qui a été fixée à une valeur de $\pm 2\, W.m^{-2}.K^{-1}$ pour toutes nos expériences.

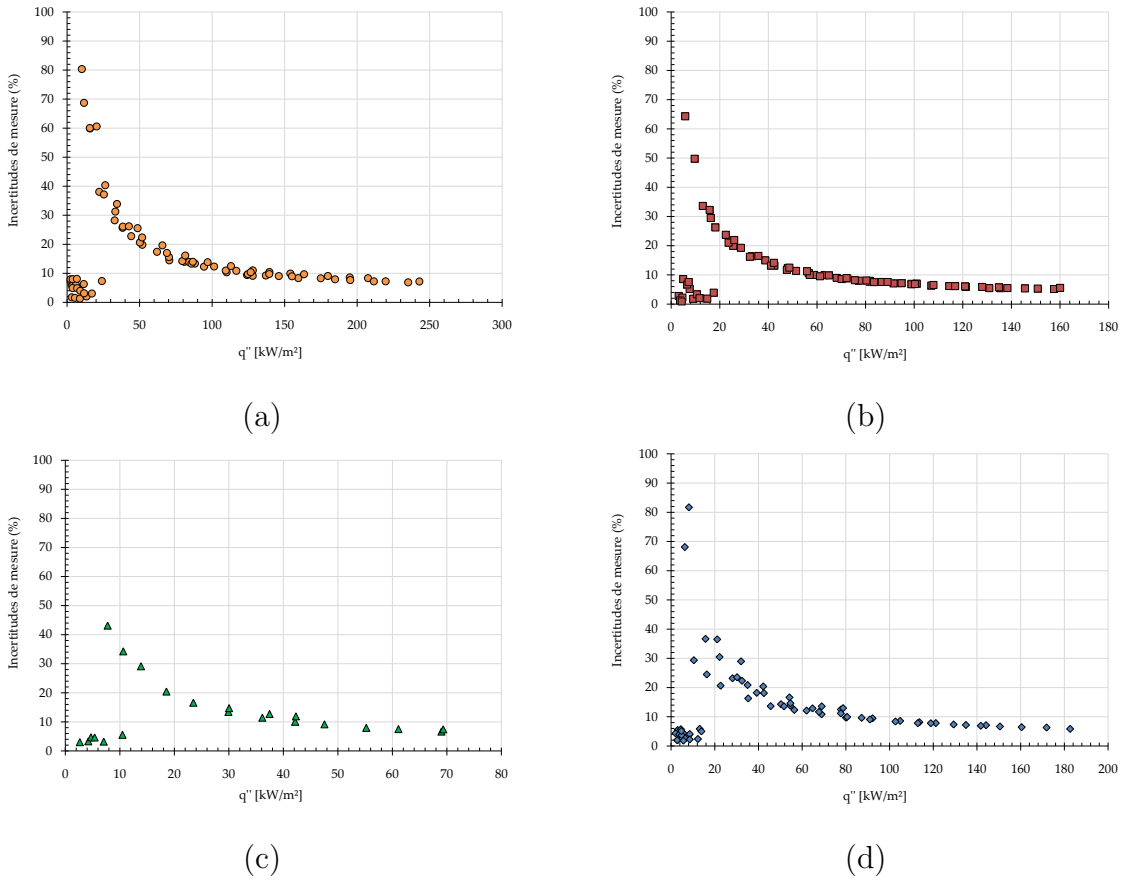


FIGURE 6.3 – Incertitudes de mesures sur la détermination du flux thermique transmis au fluide pour le mini-canal : (a) $C_1(a = 2,3\, mm - b = 1\, mm)$ (b) $C_2(a = 5,6\, mm - b = 0,816\, mm)$ (c) $C_3(a = 8\, mm - b = 0,814\, mm)$ (d) $C_4(a = 4\, mm - b = 0,421\, mm)$ et un sous-refroidissement de 15^oC

Les données de ces graphiques montrent que l'incertitude de mesure est relativement faible ($< 10\%$) lors de l'écoulement monophasique où la puissance fournie au fluide est obtenue de manière directe. Cette incertitude devient cependant importante après l'apparition de l'ébullition (ONB) où la puissance fournie au fluide doit être déterminée indirectement. Cette incertitude décroît ensuite très rapidement lorsque le flux de chaleur convecté par l'écoulement augmente et devient inférieure à 10% lorsque les flux de chaleur sont élevés.

6.2 Étude de l'ONB dans les mini-canaux

6.2.1 Descriptif de l'étude et méthodologie

L'apparition de l'ONB est une donnée importante dans les études d'ébullition convective. En effet, à partir de ce point, les outils de prédiction définis pour caractériser un écoulement monophasique peuvent devenir inopérants.

Dans ce paragraphe, nous avons déterminé expérimentalement l'impact des conditions opératoires sur l'évolution de l'ONB à partir des visualisations. Notons que pour toutes les données obtenues en conditions d'ébullition, nous n'avons utilisé que le forane 365 HX en tant que fluide de travail.

6.2.2 Mesures et résultats

Lors de la détermination des conditions permettant l'apparition de l'ONB, nous avons aussi mené des campagnes de visualisations simultanées pour confirmer, à l'aide du système d'imagerie, l'apparition des bulles dans le mini-canal. Pour notre dispositif, nous avons noté que l'apparition de l'ONB est généralement suivie d'une augmentation brutale de la température du fluide en sortie de la section d'essais (T_{aval}). Nous rappelons que la visualisation de l'écoulement n'est réalisée que dans la zone définie sur la Figure 4.8. Ainsi, toutes nos valeurs de flux de chaleur convectés par l'écoulement ont été calculées à la position du thermocouple de paroi n^o3. Nous avons ensuite fait l'hypothèse que la valeur de densité de flux de chaleur intégrée depuis l'entrée du canal jusqu'à la position du thermocouple de paroi n^o3 était voisine des conditions de densité de flux de chaleur homogène selon l'hypothèse formulée au § 5.3. Ainsi, cette densité de flux de chaleur est déterminée selon :

$$q''_{onb(Tp_3)} = \frac{\Phi_{conv,int}}{S_{lat(Tp_3)}} \times \frac{z_3}{L} = \frac{\Phi_{conv}}{S_{tot}} \tag{6.10}$$

où $\Phi_{conv,int}$ est la puissance convectée par l'écoulement et intégrée sur la longueur de référence. $S_{lat(Tp_3)}$ est la surface latérale des parois de l'entrée du mini-canal jusqu'au point z_3 qui est la position du thermocouple de paroi n^o3. L est la longueur chauffée du mini-canal et S_{tot}, la surface latérale du mini-canal sur toute la longueur chauffée.

Les points que nous avons retenus lors de cette étude sont les points expérimentaux précédant immédiatement l'ONB. Ainsi, les incertitudes expérimentales pour la détermination du flux de chaleur conduisant à l'ONB sont calculées lors de l'écoulement monophasique. Ce protocole a déjà été décrit au § 5.2.3 et ne sera pas détaillé dans ce paragraphe. Les incertitudes expérimentales sur la détermination du flux de chaleur transmis au fluide pour ces campagnes de mesures de détermination d'apparition de l'ONB sont inférieures à 9%.

Lors des visualisations, nous avons constaté que l'apparition de l'ONB dans les différents mini-canaux avait lieu de manière privilégiée dans les coins de ces derniers, pour tous les cas reportés dans ce manuscrit. Des images de l'apparition de l'ONB illustrant ce phénomène sont présentées sur les Figures 6.4 et 6.5 pour les cales $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$.

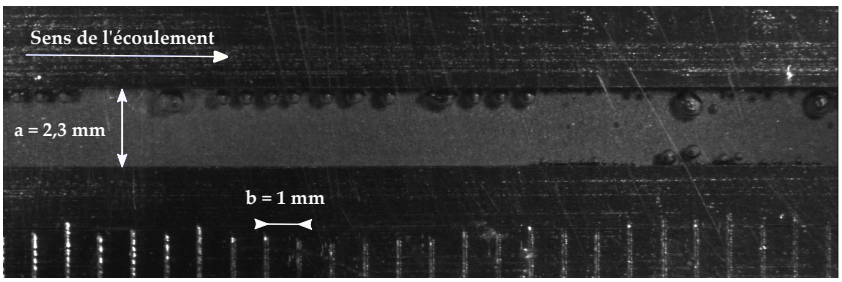


FIGURE 6.4 – Apparition de l'ONB pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$, pour une vitesse massique de $150\,kg.m^{-2}.s^{-1}$, une densité de flux de chaleur imposée de $4,5\,kW.m^{-2}$ et un sous-refroidissement de 14^oC à pression atmosphérique.

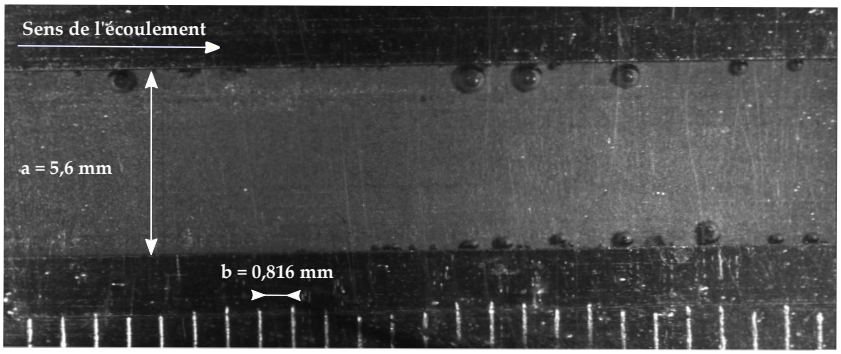


FIGURE 6.5 – Apparition de l'ONB pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$, pour une vitesse massique de $130\,kg.m^{-2}.s^{-1}$, une densité de flux de chaleur imposée $6,1\,kW.m^{-2}$ et un sous-refroidissement de 12^oC à pression atmosphérique.

Nous pensons que trois hypothèses peuvent permettre d'expliquer cette observation :

① Comme le souligne l'étude de Li *et al.* (2004), il pourrait s'agir d'un effet de coin qui, en fonction de l'angle de contact entre le fluide et la paroi, permettrait de piéger un volume de gaz. Ainsi, lorsqu'un flux de chaleur est imposé à la section d'essais, la vapeur surchauffée formerait préférentiellement des bulles de vapeur dans les coins du mini-canal plus rapidement que la vapeur piégée dans les cavités autres que les coins qui contiendraient moins de gaz.

② Il peut aussi s'agir d'un effet de viscosité qui ralentit le fluide à la paroi et entraîne ainsi une augmentation de la température près des coins où les effets visqueux sont plus importants.

③ Nous pouvons enfin supposer que l'influence de la concentration des lignes de flux dans les

coins, qui présentent une singularité géométrique, peut générer l'apparition d'un ou de plusieurs points chauds qui seraient aussi à l'origine de ce phénomène.

Lors de ces expériences de détermination du flux minimal conduisant à l'ONB, nous avons traité de l'influence de la température du liquide à l'entrée, de la pression de saturation et aussi de la géométrie. Pour tous ces paramètres, la variable de contrôle est la vitesse massique. Ces points seront présentés dans les paragraphes suivants.

☞ *Influence de la température d'entrée*

L'influence de la température d'entrée a été étudiée à pression atmosphérique. Après avoir effectué le processus de dégazage du fluide, nous avons diminué la température du bain thermostaté à une valeur comprise entre 35^oC et 40^oC et laissé le bouchon ouvert au-dessus du réfrigérant à boules. La cale d'essais qui a été choisie pour cette expérience est la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$. Pour chaque vitesse massique, nous avons augmenté progressivement le flux de chaleur imposé par paliers successifs jusqu'à l'apparition de l'ébullition [2].

Tout d'abord, deux tests de reproductibilité ont été réalisés pour cette cale et pour un sous-refroidissement de 15^oC. Les résultats de ces essais ont montré un niveau élevé de reproductibilité. Ces données sont présentées sur la Figure 6.6.

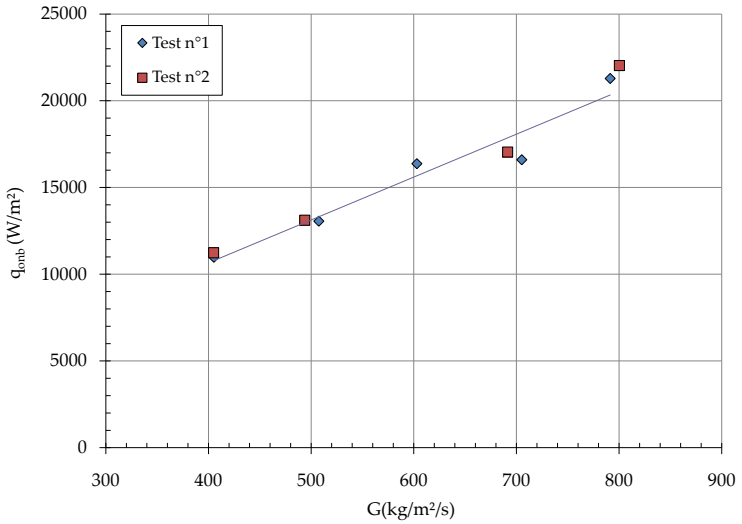


FIGURE 6.6 – Essais de reproductibilité sur l'influence du sous-refroidissement pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$

Pour caractériser l'influence de la température d'entrée, nous avons choisi de fixer T_{amont} à trois valeurs différentes de température (26^oC, 30^oC, 35^oC). Lors de ces campagnes d'essais, nous

2. L'ensemble du protocole expérimental a été décrit en Annexe C.

avons observé que le forane 365 HX pouvait entrer en ébullition, alors que les valeurs de la température du fluide en sortie (T_{aval}) étaient encore légèrement inférieures à la température de saturation (T_{sat}). Les résultats présentés sur la Figure 6.7 montrent que la densité de flux échangée aux parois du mini-canal augmente lorsque la température d'entrée diminue (ou que le sous-refroidissement du liquide à l'entrée (équation 6.11) augmente) pour une même vitesse massique. Nous rappelons que la relation liant la température d'entrée au sous-refroidissement est la suivante :

$$\Delta T_{SR} = T_{sat} - T_{amont} \tag{6.11}$$

Selon notre interprétation, la diminution de la température d'entrée génère une réduction de la température moyenne sur une section droite de l'écoulement. Ainsi, pour atteindre les conditions conduisant à l'ONB, l'énergie nécessaire à fournir au fluide devient, pour les cas observés expérimentalement, plus importante.

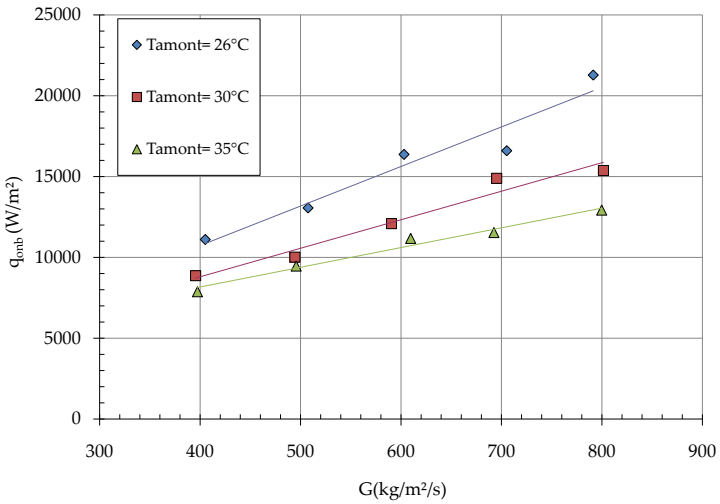


FIGURE 6.7 – Influence de la température d'entrée sur la densité de flux échangée aux parois pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$ à pression atmosphérique

De plus, la valeur du flux minimal pour l'apparition de l'ONB devient plus importante lorsque le débit imposé augmente [3], ce qui peut sembler trivial. À l'aide de notre modélisation numérique, réalisée pour une condition monophasique et définie au § 5.3, nous avons évalué l'influence du débit sur le champ de température sur une section droite du mini-canal située à $76\,mm$ de l'entrée. Les résultats obtenus (Figure 6.8) illustrent l'impact du débit pour une densité de flux de chaleur convectée de $1,5\,kW.m^{-2}$ et deux nombres de Reynolds différents.

3. Nous pouvons souligner que, pour ces cas, nous nous trouvons dans une gamme de nombre de Reynolds compris entre 1000 et 2000 et nous sommes ainsi, soit dans le régime d'écoulement laminaire, soit dans le régime d'écoulement de transition.

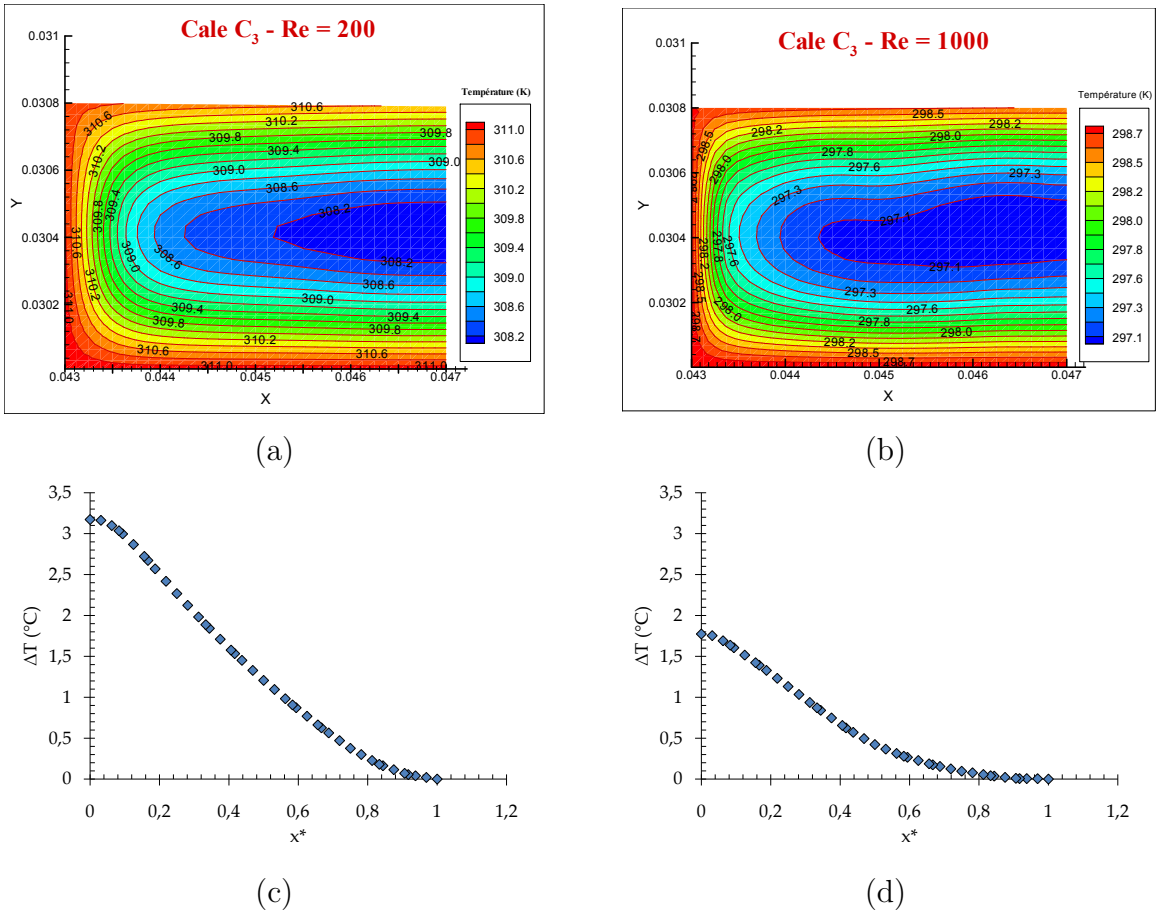


FIGURE 6.8 – Résultats numériques en écoulement monophasique. Influence du débit sur les contours de température sur une section droite située à 76 mm de l'entrée du mini-canal C_3 pour un flux convecté par l'écoulement de $1,5\,kW.m^{-2}$ et un nombre de Reynolds de : (a) 200 (b) 1000 - Représentation de la différence de température entre le point de référence et le centre du mini-canal sur une diagonale partant du coin inférieur gauche de ce mini-canal vers le centre de celui-ci pour un nombre de Reynolds de : (c) 200 (d) 1000

Les données de la Figure 6.8 [4] montrent que les conditions d'apparition de l'ébullition deviennent plus défavorables lorsque le débit augmente. En effet, la température moyenne sur la section droite du mini-canal est plus faible pour une même puissance de convection lorsque le débit augmente. Ainsi, pour avoir un champ de température plus proche de celui correspondant aux résultats obtenus pour un nombre de Reynolds égal à 200, il est nécessaire d'augmenter la densité de flux de chaleur imposée à l'écoulement.

Notons de surcroît que la température du liquide est plus élevée dans les coins que dans le reste

4. Nous n'avons pas gardé la valeur du rapport d'aspect à l'échelle pour des questions de lisibilité. Le lecteur pourra noter que les valeurs des cotes correspondant au positionnement du mini-canal dans l'ensemble de la section d'essais ont été reportées sur la Figure 6.8

du mini-canal. Ainsi, nos hypothèses concernant des effets thermiques permettant l'apparition des bulles dans les coins semblent être corroborées par cette étude numérique. En effet, pour qu'une bulle puisse survivre sans se recondenser au contact du fluide plus froid, il est nécessaire que le champ de température autour de cette bulle soit supérieur à la température de saturation. Selon les résultats de ce modèle cette situation aurait tendance à se produire en premier lieu dans les coins des mini-canaux [5].

En synthèse de notre étude, nous pouvons conclure que l'influence de la modification de la température d'entrée du liquide dans la conduite impacte de manière importante l'évolution du flux minimal permettant l'apparition de l'ONB. L'influence de ce paramètre sur l'apparition de l'ONB est plus importante que celle de la vitesse massique pour plus de 67% des points expérimentaux obtenus pour ce mini-canal.

☞ *Influence de la pression de fonctionnement*

Pour procéder à l'augmentation de la pression de fonctionnement de notre boucle d'essais, nous avons, après avoir réalisé le processus de dégazage, utilisé la vanne à diaphragme pour pouvoir augmenter la perte de charge dans le circuit. Nous avons ainsi fixé la pression de fonctionnement de la boucle à une valeur de l'ordre de $0,7\,bar$ relativement à la pression atmosphérique. Pour l'expérience réalisée à pression atmosphérique, le protocole d'essais est le même que celui présenté au paragraphe précédent. Il est utile de préciser que la valeur du sous-refroidissement du liquide à l'entrée (équation 6.11) augmente avec la pression de fonctionnement si la température d'entrée conserve une valeur constante. Ainsi, de manière à évaluer correctement l'influence de la pression de fonctionnement, il a été nécessaire de conserver le sous-refroidissement à une valeur constante. Ces essais ont été conduits sur la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$, pour un sous-refroidissement de l'ordre de 15^oC et deux pressions de fonctionnement différentes.

Les résultats obtenus ont montré très clairement que pour cette cale, l'influence de la pression de saturation est relativement faible sur l'évolution du flux de chaleur minimal permettant l'apparition de l'ébullition (Figure 6.9).

5. Ghiaasiaan et Chedester (2002) nomment les conditions amenant au transport des bulles des parois de la mini-conduite vers le centre de l'écoulement, l'OSV (en anglais Offset of Significant Void Fraction).

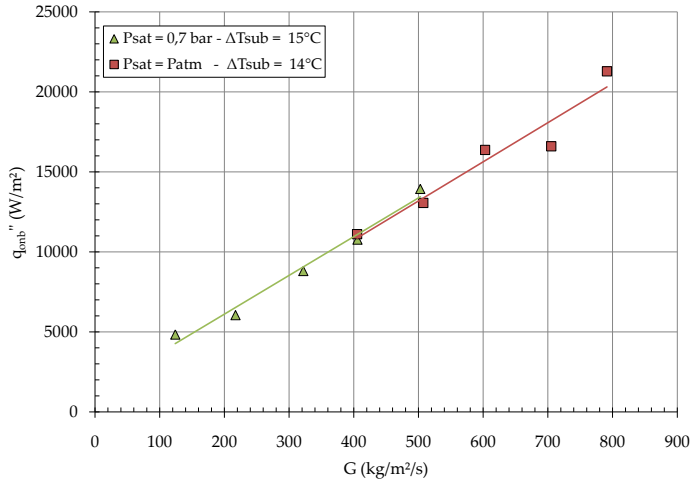


FIGURE 6.9 – Influence de la pression de saturation sur la densité de flux échangée aux parois pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$ pour un sous-refroidissement de l'ordre de 15^oC

Le lecteur pourra noter que nous n'avons pas réalisé lors de cette campagne, d'autres essais avec des mini-canaux présentant des sections droites différentes. Ainsi ce résultat ne peut être directement élargi à ces autres cales.

Notons que Saitoh *et al.* (2005) ont montré que l'influence de la pression de fonctionnement semble s'accroître lorsque le diamètre hydraulique d'un mini-tube diminue. Ainsi, il s'avérerait nécessaire de vérifier par la suite, l'impact de cette pression de fonctionnement sur la naissance de l'ONB pour des mini-canaux de diamètre hydraulique ou/et de rapports d'aspect différents.

☞ *Influence de la géométrie du mini-canal*

L'un des points importants de ce travail de thèse a concerné l'influence de la géométrie sur l'apparition de l'ONB. Pour cette étude, nous avons utilisé les quatre mini-canaux définis au § 4.1.5. Nous avons reporté les barres d'incertitudes associées aux mesures effectuées sur la Figure 6.10. Ces données montrent que la puissance à fournir à l'écoulement pour atteindre l'ONB peut être modifiée uniquement en modulant les dimensions géométriques du mini-canal. Nous avons observé que ce phénomène peut intervenir lorsque le rapport d'aspect est conservé constant mais que le diamètre hydraulique change ce qui est admis dans la littérature. Ce qu'il peut être surprenant d'observer, c'est que pour un même diamètre hydraulique mais des rapports d'aspect différents, le flux conduisant à l'ONB change, ce qui n'a pas été reporté dans la revue bibliographique que nous avons parcourue. Nous avons détaillé l'analyse de ces résultats dans les paragraphes suivants.

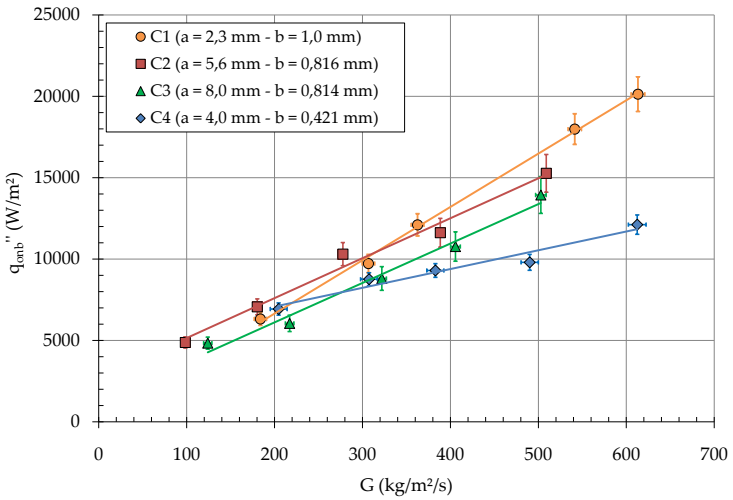


FIGURE 6.10 – Influence de la géométrie du mini-canal sur l'évolution de l'ONB pour une pression de saturation relative de $0,7\,bar$

➢ Influence de la largeur du mini-canal

Lorsque nous comparons l'influence de la largeur de l'écoulement, nos données expérimentales sont en accord (d'un point de vue qualitatif) avec les évolutions prédites par le modèle de Liu *et al.* (2005). En effet, selon ces auteurs, la réduction de la largeur du mini-canal conduit à une augmentation de la densité de flux nécessaire à l'apparition de l'ONB. Nous observons le même comportement par comparaison des résultats obtenus pour les cales $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ et $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$ sur la gamme de vitesses massiques étudiées. Toutefois, il est important de noter que Liu *et al.* (2005) étudient uniquement la plage de largeurs comprise entre $0,05\,mm$ et $0,6\,mm$.

➢ Influence du rapport d'aspect

Cette comparaison est effectuée entre les cales $C_1(\gamma_1 = 0,435)$ et $C_2(\gamma_2 = 0,146)$ ou $C_3(\gamma_3 = 0,102)$ qui a un diamètre hydraulique proche de celui de C_1. Pour des vitesses massiques inférieures à la gamme 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ - 300 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, l'augmentation du rapport d'aspect ($^b/_a$) semble conduire à un déclenchement de l'ébullition pour des valeurs de flux de chaleur plus faibles. Si l'on se trouve au-dessus de cette gamme de vitesses massiques, nos résultats expérimentaux montrent que le flux minimum permettant l'apparition de l'ONB augmente avec ce rapport d'aspect.

Pour tenter d'expliquer ce résultat nous avons étudié les données obtenues à l'aide de notre modèle numérique (réalisé pour des conditions monophasiques). Ce dernier modèle montre que l'influence du débit sur l'évolution du champ de température serait plus marquée pour les cales dont le rapport d'aspect est plus important, pour la gamme de géométries étudiées. Ce résultat

est présenté sur la Figure 6.11 pour des nombres de Reynolds et des flux de chaleur convectés par l'écoulement égaux à ceux étudiés dans la Figure 6.8.

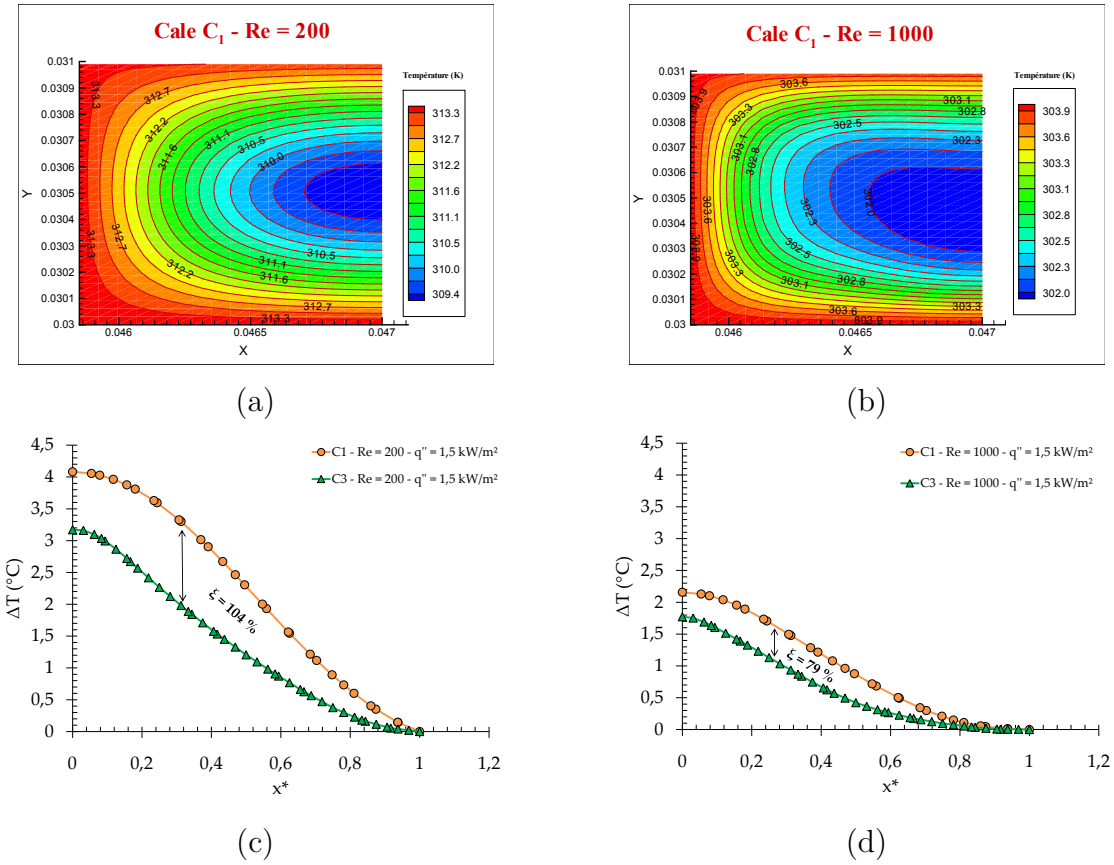
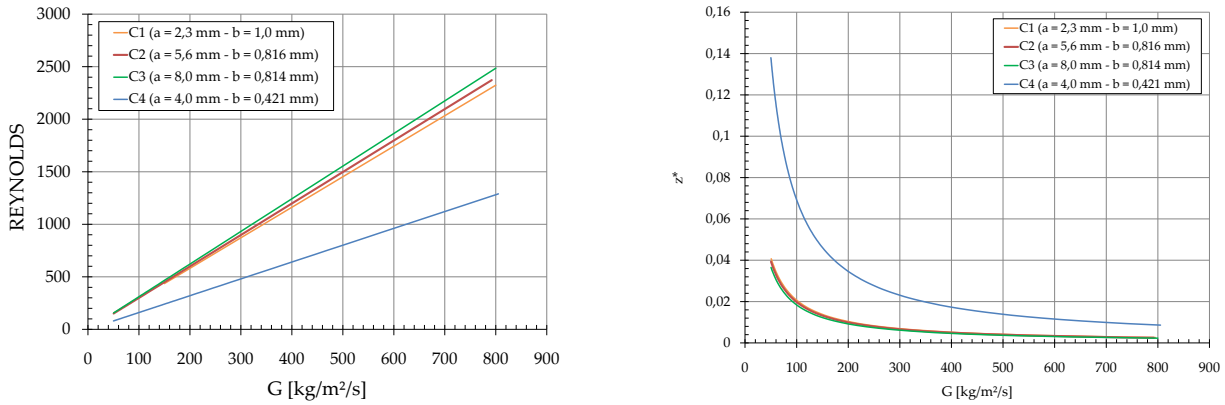


FIGURE 6.11 – Résultats numériques en écoulement monophasique. Influence du débit sur les contours de température sur une section droite située à 76 mm de l'entrée du mini-canal C_1 pour un flux convecté par l'écoulement de $1,5\ kW.m^{-2}$ et un nombre de Reynolds de : (a) 200 (b) 1000 - Comparaison entre les résultats obtenus avec la cale $C_1(\gamma_1 = 0,435)$ et la cale $C_3(\gamma_1 = 0,102)$. Représentation de la différence de température entre le point situé à la position x et le centre du mini-canal sur une diagonale partant du coin inférieur gauche vers le centre de ce mini-canal pour un nombre de Reynolds de : (c) 200 (d) 1000

Nous observons que l'écart moyen absolu sur l'ensemble des points obtenus numériquement entre les données de la cale C_1 et les données de la cale $C_3(\gamma_1 = 0,102)$ diminue de 104% à 79%, lorsque le nombre de Reynolds augmente. Cette diminution nous a semblé trop peu significative pour justifier de l'apparition de l'ébullition pour des flux de chaleur plus élevés pour la cale $C_1(\gamma_1 = 0,435)$, lorsque le débit augmente. En effet, l'action conjointe de la concentration de lignes de flux de chaleur vers les coins, due à la singularité causée par l'angle droit des mini-canaux, couplée à un effet hydrodynamique semble nécessaire mais pas suffisante pour permettre l'apparition des premières bulles de vapeur selon notre interprétation. Pour mieux percevoir l'influence du débit, nous avons représenté sur la Figure 6.12 l'évolution du nombre

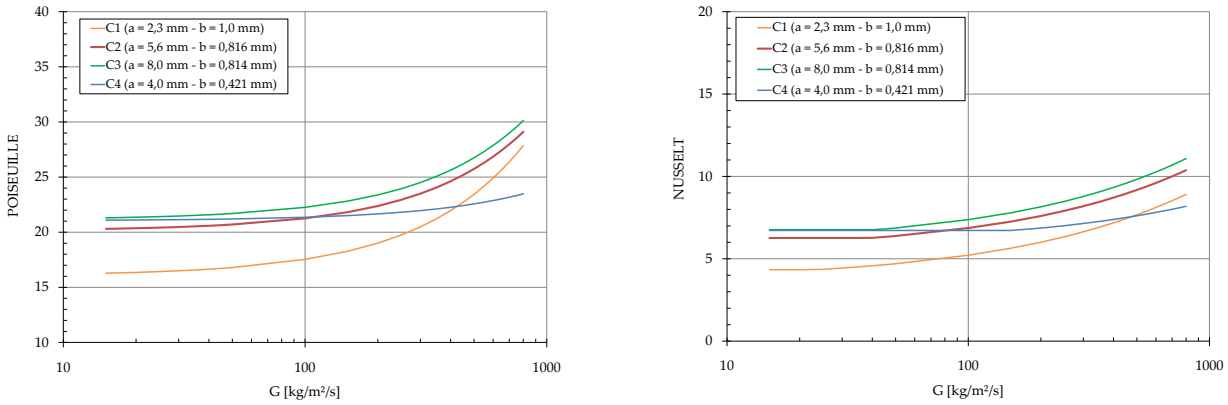
de Reynolds et de z^* (équation (1.15)) en fonction de la vitesse massique pour les quatre cales d'essais.



(a) (b)

FIGURE 6.12 – Évolution du : (a) nombre de Reynolds et de (b) z^* en fonction de la vitesse massique

Nous avons représenté les évolutions des nombres de Poiseuille et de Nusselt sur la Figure 6.13 pour illustrer l'influence du débit sur le développement des couches limites hydrodynamiques (approche de Shah (1976) équation (1.9)) et des couches limites thermiques (approche de Lee et Garimella (2006) équation (1.17)) dans les quatre mini-canaux.



(a) (b)

FIGURE 6.13 – Influence de la vitesse massique sur les propriétés de transferts : (a) hydrodynamiques et (b) thermiques

Les données de la Figure 6.13 montrent que l'influence du développement des couches limites hydrodynamiques est plus marquée pour le mini-canal $C_1(\gamma_1 = 0,435)$ que pour la cale $C_2(\gamma_1 = 0,146)$ lorsque le débit augmente. En revanche, la rapidité du développement des couches limites thermiques est similaire pour les deux cales. Ainsi, nous pensons que l'influence du débit, plus marquée pour C_1 conduit à une augmentation plus rapide de la pression dynamique agissant dans l'ensemble du canal. Dans ce cadre, les éventuels germes de vapeur présents dans les coins de ce mini-canal seraient sujet à une pression plus forte lorsque le débit augmente, ce qui permettrait d'expliquer nos données expérimentales.

➢ Influence du diamètre hydraulique

D'un autre point de vue, la Figure 6.13 illustre les évolutions du développement des couches limites hydrodynamiques et thermiques de la cale $C_4(d_h = 0,762\,mm)$, qui sont très modérées par rapport à ceux des autres cales sur la plage de vitesses massiques étudiée. En effet, pour des vitesses massiques équivalentes, le nombre de Reynolds est plus faible pour cette cale. Ceci est dû aux influences conjointes de la section de passage et du diamètre hydraulique qui sont plus petits que ceux des autres mini-canaux. Ainsi, l'évolution du nombre de Reynolds étant plus modérée, le développement des couches limites est alors plus rapide pour C_4. De ce fait, nous pouvons justifier que l'influence de la vitesse massique sur l'apparition de l'ébullition est plus modérée pour C_4 que pour les autres cales, comme le montre la Figure 6.10. Notons que lorsque la vitesse massique est inférieure à $200\,kg.m^{-2}.s^{-1}$, le flux minimum nécessaire à l'apparition de l'ONB diminue avec l'augmentation du diamètre hydraulique selon ces données expérimentales. Au-delà de cette vitesse massique, c'est la situation opposée qui a lieu.

✍ Synthèse de l'étude paramétrique sur l'apparition de l'ONB

Après étude de ces résultats, nous avons observé que l'impact des conditions opératoires peut être très significatif sur l'évolution du flux minimum permettant l'apparition de l'ONB. Les influences de la température d'entrée du liquide et de la vitesse massique sont importantes (Figure 6.7). Nos résultats suggèrent que l'influence de la pression de saturation sur l'apparition de l'ONB est faible pour la gamme de pression étudiée pour la cale C_3 (Figure 6.9). En revanche, l'influence de la géométrie est particulièrement importante sur la naissance de l'ONB comme nous l'ont montré les données présentées sur la Figure 6.10. Ces données confirment l'idée que dès lors que l'on s'éloigne d'une géométrie de section circulaire, les influences des coins et du rapport d'aspect, pour les canaux rectangulaires, peuvent jouer un rôle majeur dans l'évolution du flux minimum permettant l'ONB dans les mini-canaux. Ainsi, il devient nécessaire de considérer avec attention l'influence de l'ensemble de la géométrie (section de passage et rapport d'aspect) lors de l'étude des conditions amenant à l'ébullition dans les mini-canaux.

6.3 Visualisations des régimes d'écoulement en mini-canaux

Dans ce paragraphe, nous présentons l'évolution des régimes d'écoulement observés dans les différents mini-canaux étudiés lors de ce travail de thèse. Les images présentées sont en relation directe avec l'évolution des courbes d'ébullition qui seront introduites au § 6.4. Les régimes d'écoulement observés ont été obtenus pour un sous-refroidissement de 7^oC ou 15^oC, une pression de fonctionnement fixée pour l'ensemble de ces cas à une valeur relative de $0,7\,bar$ par rapport à la pression atmosphérique. Les vitesses massiques de l'étude sont comprises entre $100\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ et $800\,kg.m^{-2}.s^{-1}$. La majeure partie des interprétations données dans ce paragraphe a été basée sur les visualisations réalisées à l'aide de la caméra rapide.

La succession entre les régimes d'écoulement observés dans les mini-canaux est la suivante :

① Le régime à bulles :

Cet écoulement est caractérisé par de nombreuses bulles sphériques isolées ou ayant coalescé, 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

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 (b) du mini-canal et forment des galettes. Leur apparence est assez proche de celle d'un disque pour les faibles vitesses massiques.

③ Le régime à bouchons de liquide :

Dans ce régime d'écoulement, la taille des bulles atteint celle de la largeur du mini-canal. 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, elle 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.

④ Le régime agité (ou désordonné) :

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.

⑤ Le 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. 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.

Nous précisons que la plupart du temps, certains de ces régimes interviennent de manière très intermittente. Ainsi, pour les observations où nous avons remarqué que l'un des régimes est prépondérant par rapport aux autres, nous lui avons donné le nom de ce régime. Pour les régimes où nous observons un phénomène intermittent, nous l'avons appelé phénomène de transition entre les régimes d'écoulement concernés.

Pour toutes les images d'ébullition en mini-canal qui ont été présentées dans ce manuscrit, l'écoulement se dirige de la gauche vers la droite. L'incrément de flux de chaleur minimum que nous avons imposé à l'écoulement est de l'ordre de 3 $kW.m^{-2}$. Ainsi, certains régimes d'écoulement peuvent ne pas apparaître dans cette étude, ceci étant dû au fait que les transitions entre certains régimes d'écoulement successifs peuvent varier très rapidement en fonction du flux de chaleur imposé.

✔ *Cale d'essais C_1 ($2,3\ mm \times 1\ mm$)*

Les commentaires énoncés dans ce paragraphe sont basés sur les observations réalisées pour la vitesse massique de 300 $kg.m^{-2}.s.^{-1}$. Les images montrent que l'ébullition est initiée dans les coins du mini-canal comme nous l'avons déjà largement précisé au § 6.2. Immédiatement après l'ONB, nous avons observé que ces bulles avaient tendance à se déplacer dans toute la section droite de ce mini-canal (Figure 6.14a). Cette observation est aussi valable pour toutes les vitesses massiques étudiées. Nous pensons que l'effet de la géométrie peut permettre de rapprocher les conditions menant à l'ONB des conditions d'apparition de l'OSV [6] pour cette cale. Pour les faibles flux de chaleur imposés après l'ONB ($12\ kW.m^{-2} \leq q'' \leq 20\ kW.m^{-2}$), la croissance des bulles prend plus d'importance et le diamètre des ces dernières devient rapidement plus grand que la hauteur (b) du mini-canal (Figure 6.14b et Figure 6.14c). Après quoi, l'écoulement alterne entre le régime d'écoulement agité et le régime annulaire pour les flux de chaleur modérés ($40\ kW.m^{-2} \leq q'' \leq 70\ kW.m^{-2}$ - Figure 6.14d). Pour les flux de chaleur plus élevés ($q'' \geq 70\ kW.m^{-2}$), le régime d'écoulement annulaire devient prépondérant. Nous avons de plus pu observer, l'apparition de rides (ou vagues) sur l'interface liquide / vapeur (Figure 6.14e). En effet, l'intensification du flux convecté par l'écoulement conduit à augmenter la différence entre la vitesse du liquide et la vitesse du cœur de vapeur. Dans ce cadre, le cisaillement interfacial devient plus important et peut faire apparaître des instabilités de front comme l'ont montré Revellin *et al.* (2008).

6. Conditions permettant aux bulles de pouvoir se détacher de la paroi pour s'écouler au centre sans recondensation.

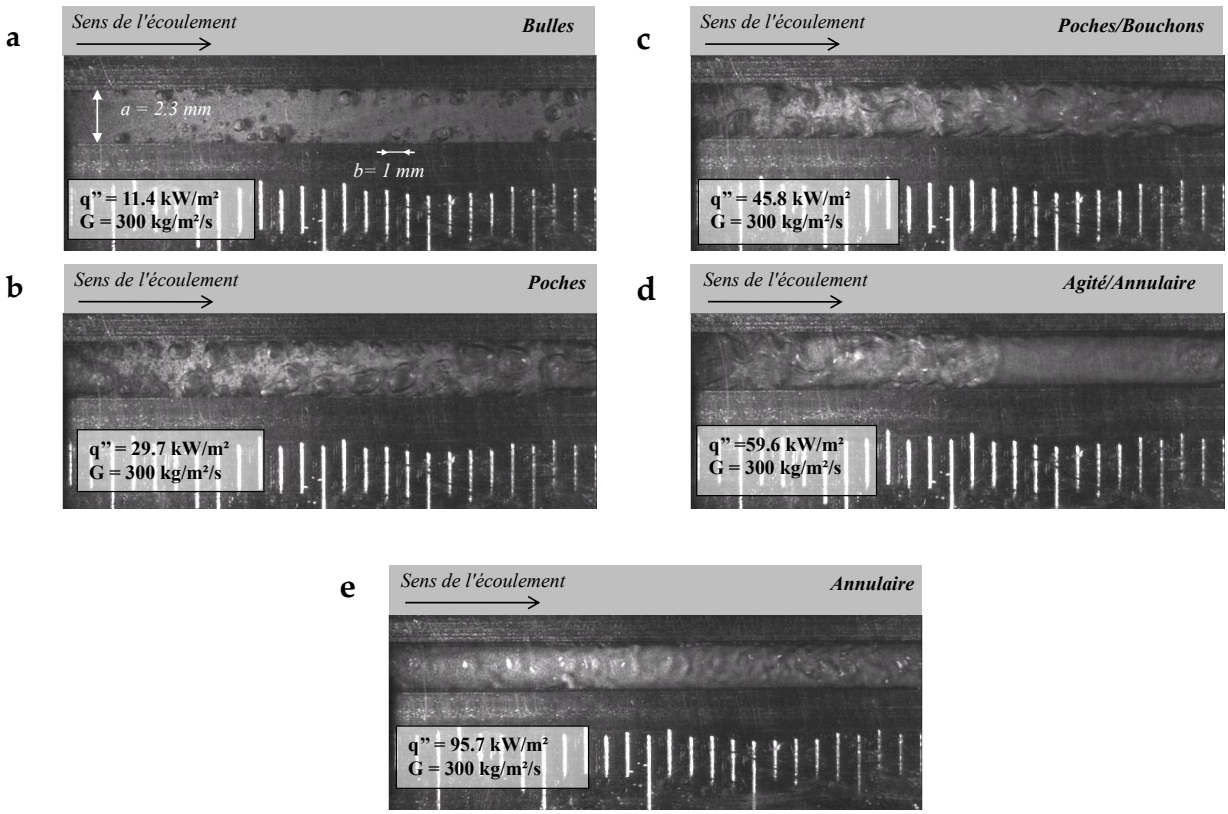


FIGURE 6.14 – Évolution des régimes d'écoulement pour une vitesse massique de $300 kg.m^{-2}.s^{-1}$, une pression de fonctionnement de $0,7\,bar$ et un sous-refroidissement de 15^oC pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$

Notons que les transitions entre les régimes d'écoulement varient aussi fortement avec la vitesse massique imposée à l'écoulement, comme le montre la Figure 6.15. Pour toutes les données présentées sur les histogrammes, le lecteur pourra noter que les valeurs maximales correspondent aux conditions de flux conduisant à l'assèchement de paroi. Ainsi, il est explicite que le flux minimum conduisant à l'assèchement augmente lorsque la vitesse massique est plus importante.

Nous avons choisi de représenter sur ces histogrammes sept catégories d'écoulement. En plus des cinq régimes d'écoulement présentés au début de ce paragraphe, nous avons rajouté des régimes présentant une forte interaction entre eux lors de nos visualisations. Nous rajoutons ainsi, la transition entre le régime à poches de vapeur et le régime à bouchons de liquide, et la transition entre le régime agité et le régime annulaire. Nous garderons cette classification à sept catégories pour tous les autres histogrammes qui seront présentés par la suite.

Les données de la Figure 6.15 montrent que le flux de chaleur nécessaire pour obtenir les mêmes transitions entre les régimes d'écoulement est généralement plus important lorsque la vitesse massique s'accroît. De plus, la gamme de densité de flux de chaleur où l'écoulement présente

deux phases distinctes avec des structures de vapeur présentant des interfaces fermées (bulles, poches) devient plus large, lorsque le débit est augmenté. En effet, lorsque les flux de chaleur imposés en paroi sont faibles, l'augmentation du débit permet à la température d'entrée d'avoir un impact plus important sur l'écoulement en ébullition. De plus, nous avons observé que la taille des bulles au moment de l'apparition de l'ébullition semble diminuer avec l'augmentation du débit.

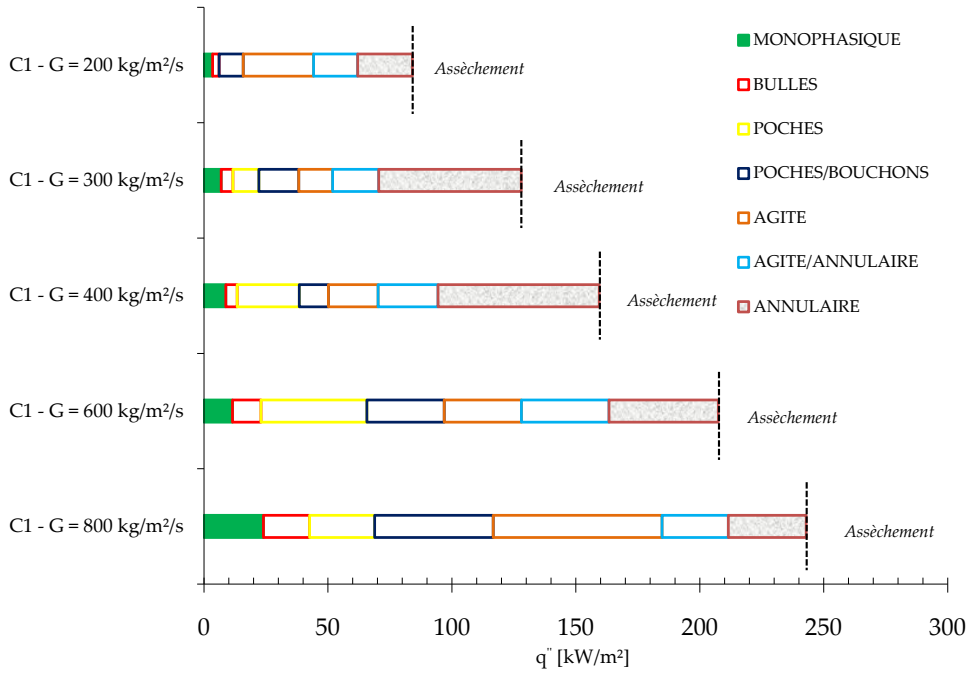


FIGURE 6.15 – Histogrammes présentant l'évolution des transitions de régimes en fonction de la vitesse massique pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$

✔ *Cale d'essais C_2 $(5,6\,mm \times 0,816\,mm)$*

Les commentaires précisés dans ce paragraphe sont basés sur les observations réalisées pour la vitesse massique de $300\,kg.m^{-2}.s.^{-1}$, pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$. Lors de ces essais, nous avons noté que l'apparition de l'ébullition a aussi lieu dans un premier temps dans les coins du mini-canal, tandis que l'écoulement au centre de celui-ci reste monophasique. Le lecteur pourra remarquer que ce comportement est différent de celui observé pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$, qui présente pourtant un même diamètre hydraulique mais un rapport d'aspect différent. En effet, pour la même vitesse massique, les bulles restent confinées près des parois. Les bulles observées lors de ce régime d'écoulement dans la cale C_2 ont un diamètre plus faible que l'épaisseur (b) de ce mini-canal (Figure 6.16a).

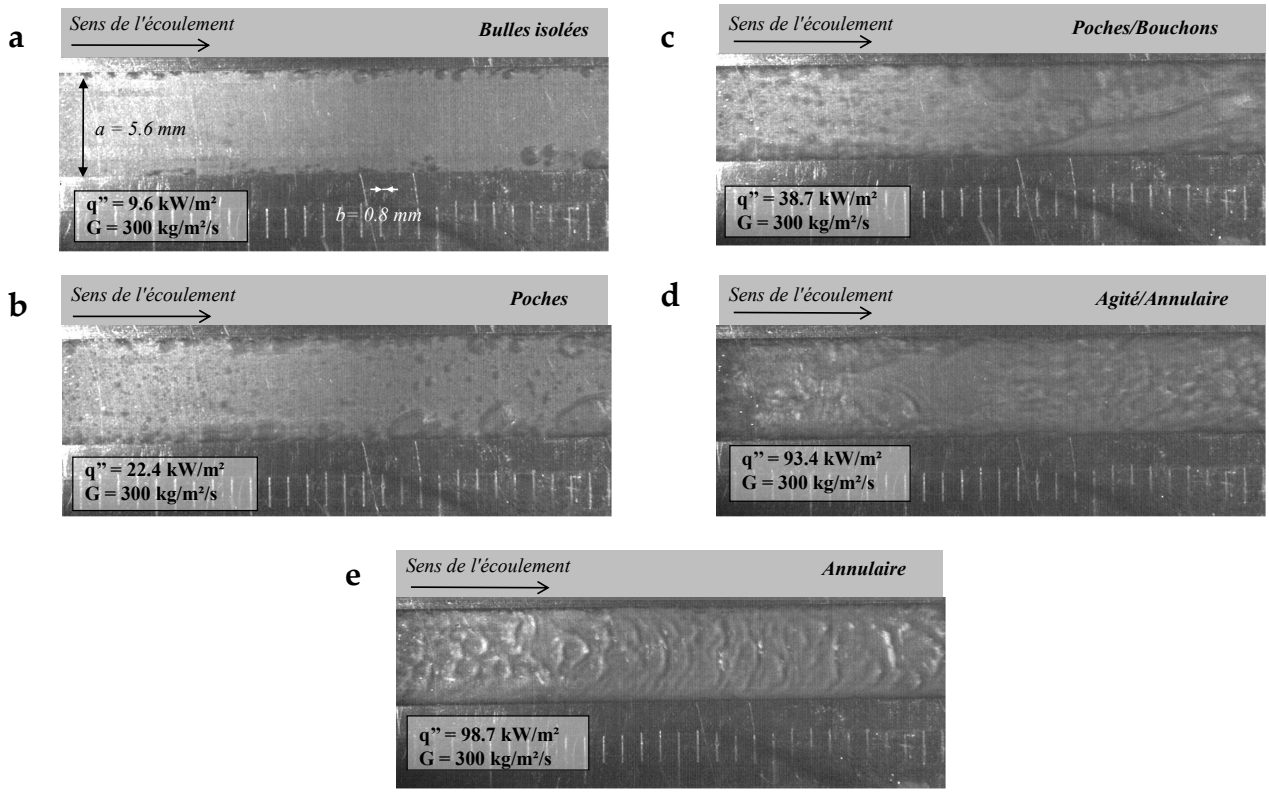


FIGURE 6.16 – Évolution des régimes d'écoulement pour une vitesse massique de $300 kg.m^{-2}.s^{-1}$, une pression de fonctionnement de $0,7\,bar$ et un sous-refroidissement de 15^oC pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$

Dans la majeure partie des cas, l'ONB se produit sur les deux côtés du mini-canal $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$. De par la largeur de ce canal, il a été possible d'observer la croissance des bulles dans le sens de la largeur au fur et à mesure que celles-ci avancent vers l'aval (Figure 6.16a et Figure 6.16b). Lorsque le flux de chaleur imposé augmente ($q^{''} \geq 19\,kW.m^{-2}$), nous avons observé l'apparition de bulles situées sur la paroi inférieure du mini-canal qui devient active (Figure 6.16b). Notons que le flux de chaleur nécessaire à l'apparition de ces bulles est plus important que celui qui déclenche la naissance des bulles situées dans les coins du mini-canal. Pour les flux intermédiaires ($22\,kW.m^{-2} \leq q^{''} \leq 40\,kW.m^{-2}$), les bulles de coins commencent à coalescer entre elles (Figure 6.16c). La croissance de ces bulles prend ainsi plus d'importance lorsque le flux de chaleur est plus conséquent. Un mouvement asymétrique a été observé entre les croissances successives des poches de vapeur localisées sur les deux côtés de cette cale. Des structures de vapeur allongées et situées au centre du mini-canal peuvent apparaître et sont entretenues par la coalescence de bulles venant alimenter leur croissance. Pour les flux plus importants ($72\,kW.m^{-2} \leq q^{''} \leq 90\,kW.m^{-2}$), l'écoulement alterne entre

le régime agité et le régime annulaire (Figure 6.16d). Des structures de rides (beaucoup plus visibles comparativement aux visualisations effectuées avec la cale $C_1(a = 2,3mm - b = 1mm)$) sont observables avant l'assèchement de paroi (Figure 6.16e).

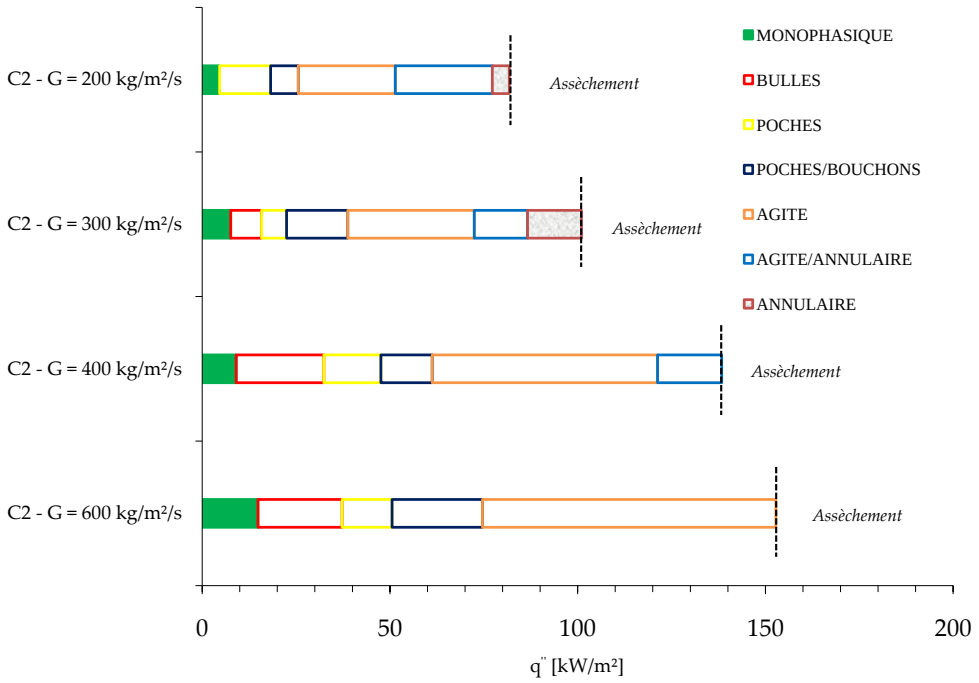


FIGURE 6.17 – Histogrammes présentant l'évolution des transitions de régimes en fonction de la vitesse massique pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$

Sur la Figure 6.17 nous pouvons remarquer que pour les vitesses massiques comprises entre $200\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ et $300\,kg.m^{-2}.s^{-1}$, le régime annulaire apparaît avant l'assèchement du liquide proche de la paroi. Le lecteur pourra remarquer que ce régime d'écoulement n'a plus été visualisé lorsque la vitesse massique a été supérieure à $300\,kg.m^{-2}.s^{-1}$. Le régime d'écoulement qui devient prédominant dans ce cas est le régime agité pour cette cale. Notons aussi que l'importance des régimes présentant des interfaces fermées augmente aussi de manière notable avec cette vitesse massique. Ceci est dû à l'influence de la température d'entrée qui devient plus marquée et favorise ainsi la durée de ces régimes lorsque le débit augmente, de la même manière que pour les résultats obtenus avec la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$.

✔ *Cale d'essais C_3 ($8\,mm \times 0,814\,mm$)*

Pour la cale C_3, nous avons étudié uniquement l'influence des vitesses massiques égales à $100\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ et $200\,kg.m^{-2}.s^{-1}$. Il est à noter sur les visualisations la présence d'une craquelure interne de la fenêtre de visualisation qui a été générée lors du montage du bloc

durant une manipulation. Aucune fuite de liquide par cette fissure lors des expériences réalisées par la suite n'a été constatée.

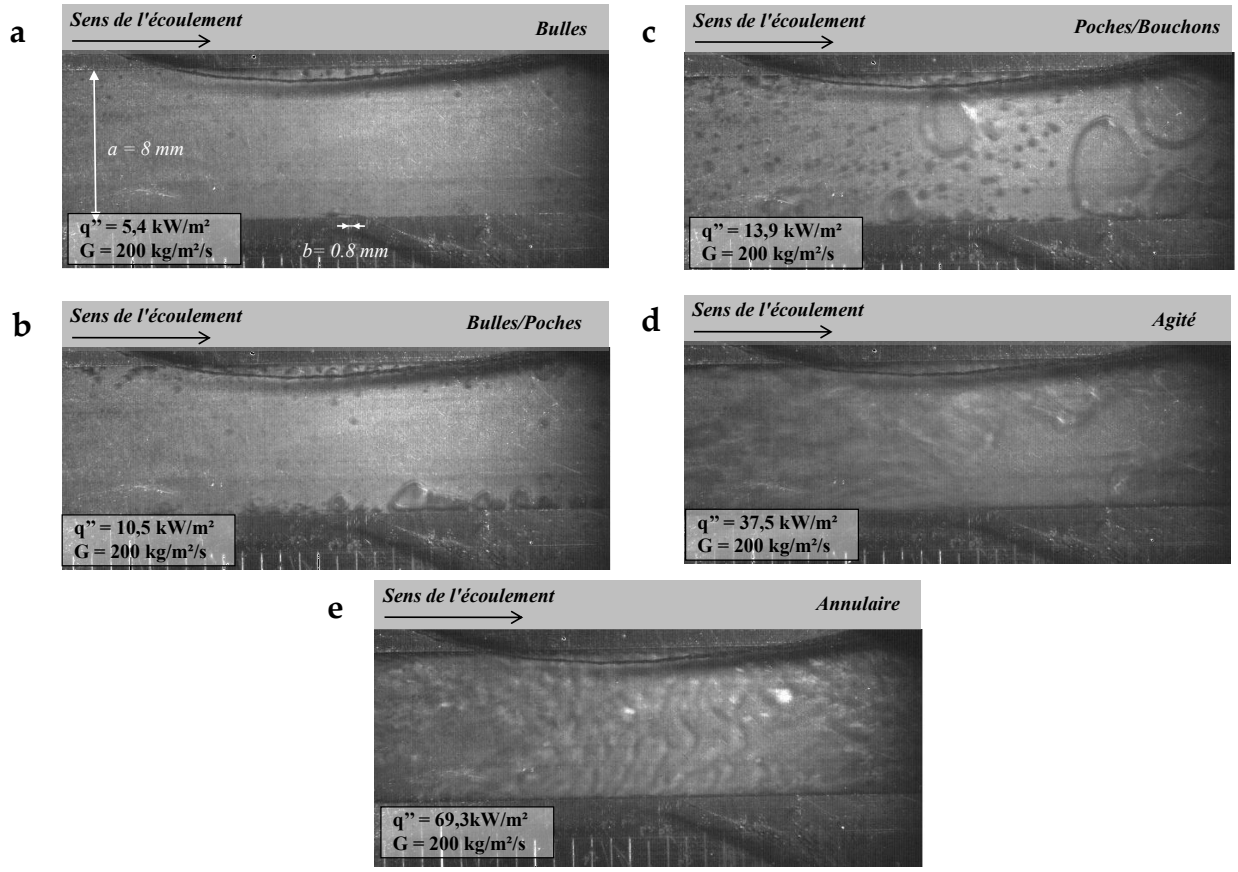


FIGURE 6.18 – Évolution des régimes d'écoulement pour une vitesse massique de $200 kg.m^{-2}.s^{-1}$, une pression de fonctionnement de $0,7\,bar$ et un sous-refroidissement de 15^oC pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$

Dans un premier temps, les bulles se forment dans les coins, l'écoulement au centre étant sous-refroidi et encore monophasique (Figure 6.18a). Pour les faibles flux de chaleur ($5kW.m^{-2} \leq q^{''} \leq 10\,kW.m^{-2}$), 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 (Figure 6.18b). Lorsque les flux de chaleur sont modérés ($10\,kW.m^{-2} \leq q^{''} \leq 14\,kW.m^{-2}$), la paroi du fond du mini-canal devient active et des bulles de plus petits diamètres sont générées par celle-ci (Figure 6.18c). Aux flux plus élevés ($14\,kW.m^{-2} \leq q^{''} \leq 48\,kW.m^{-2}$), l'écoulement passe dans une configuration agitée (Figure 6.18d) et un mouvement asymétrique de l'écoulement diphasique a aussi été observé de la même manière que pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$. Pour les flux de chaleur plus importants ($q^{''} \geq 68\,kW.m^{-2}$) et lorsque les conditions sont très proches de l'assèchement de paroi, nous avons observé l'apparition de l'écoulement annulaire (Figure 6.18e).

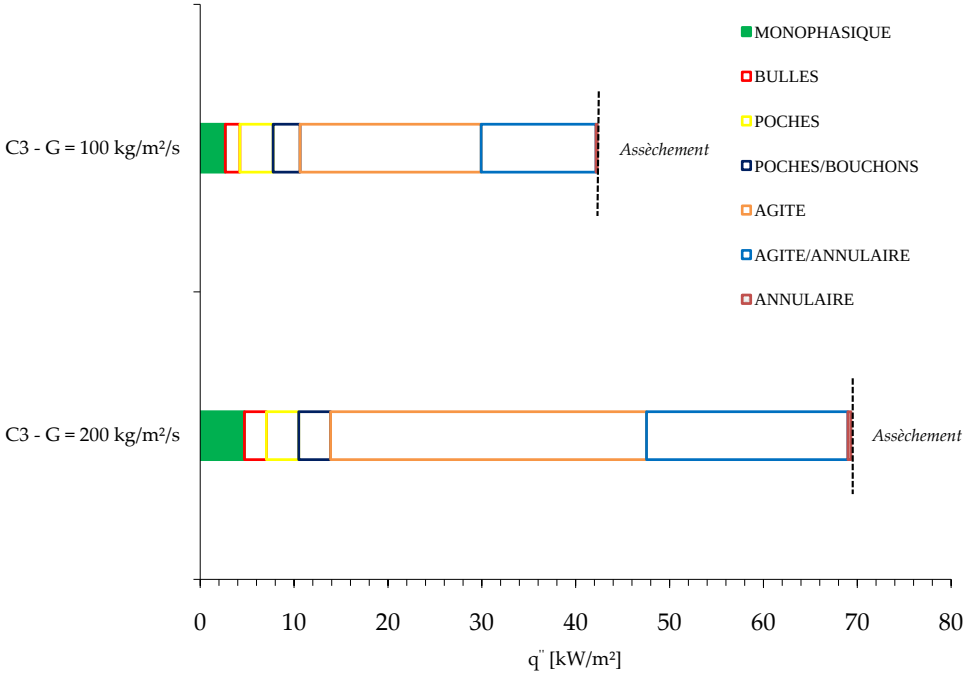


FIGURE 6.19 – Histogrammes présentant l'évolution des transitions de régimes en fonction de la vitesse massique pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$

Les résultats présentés sur les histogrammes de la Figure 6.19 montrent que lorsque le débit augmente, la contribution du régime d'écoulement agité est prépondérante sur une plus large gamme de flux de chaleur imposé. Nous pouvons aussi remarquer que le régime d'écoulement annulaire représente une gamme de flux de chaleur très petite comparativement aux résultats présentés pour les cales $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$.

✔ *Cale d'essais C_4 ($4\,mm \times 0,421\,mm$)*

Lors de la visualisation de l'écoulement en ébullition dans la cale C_4 ($G = 600\,kg.m^{-2}.s^{-1}$), nous observons de la même manière que pour les cales précédentes, que les coins du mini-canal sont activés dans un premier temps et génèrent des bulles de vapeur (Figure 6.20a). L'écoulement au centre est encore sous-refroidi et les bulles formées restent très proches des coins du mini-canal et peuvent coalescer entre elles. Lorsque le flux de chaleur est augmenté ($11kW.m^{-2} \leq q'' \leq 30kW.m^{-2}$), de plus grosses structures se forment rapidement et envahissent le centre de l'écoulement (Figure 6.20b). Aux flux modérés ($30\,kW.m^{-2} \leq q'' \leq 41\,kW.m^{-2}$), la paroi du fond du mini-canal commence à être active et les petites bulles formées peuvent coalescer avec les poches de vapeur localisées au centre (Figure 6.20c). Pour les flux élevés ($41\,kW.m^{-2} \leq q'' \leq 80\,kW.m^{-2}$), l'écoulement transite vers le régime agité et un mouvement asymétrique entre les bulles se formant sur les côtés du mini-canal se met en place (Figure

6.20d). Aux flux plus intenses ($q'' \geq 80\, kW.m^{-2}$), une intermittence entre les régimes d'écoulement agité et l'écoulement annulaire (avec apparition de rides) a été observée (Figure 6.20e).

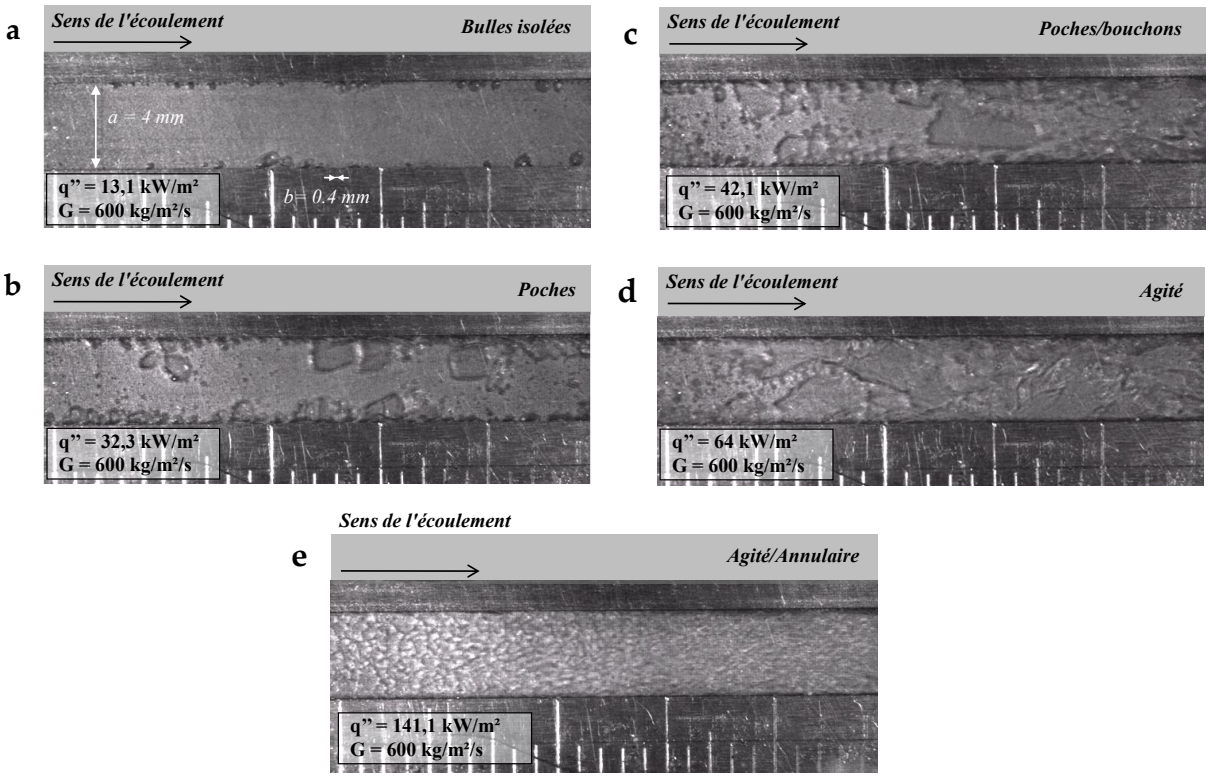


FIGURE 6.20 – Évolution des régimes d'écoulement pour une vitesse massique de $600 kg.m^{-2}.s^{-1}$, une pression de fonctionnement de $0,7\, bar$ et un sous-refroidissement de 15^oC pour la cale C_4

Les données reportées sur la Figure 6.21 montrent que l'influence de la vitesse massique est particulièrement importante pour la cale $C_4(a = 4\, mm - b = 0,421\, mm)$. Pour la vitesse massique de $200\, kg.m^{-2}.s^{-1}$, nous avons observé que les régimes d'écoulement à bulles ou à poches représentaient une part négligeable des visualisations, l'écoulement transitant rapidement vers le régime agité. Ce comportement est causé par l'importance du confinement au sein de cette cale comparativement aux autres cales présentées. Ainsi, dès lors que les bulles apparaissent à l'ONB, et si la vitesse massique est assez faible, la croissance de ces bulles peut être si rapide que celles-ci se retrouvent rapidement confinées par l'épaisseur, puis par la largeur du mini-canal. Nous remarquons que lorsque la vitesse massique augmente, le régime d'écoulement annulaire semble disparaître de la même manière que pour les autres données présentées précédemment. Pour cette cale c'est le régime de transition entre le régime agité et le régime annulaire qui devient prépondérant lorsque la vitesse massique augmente.

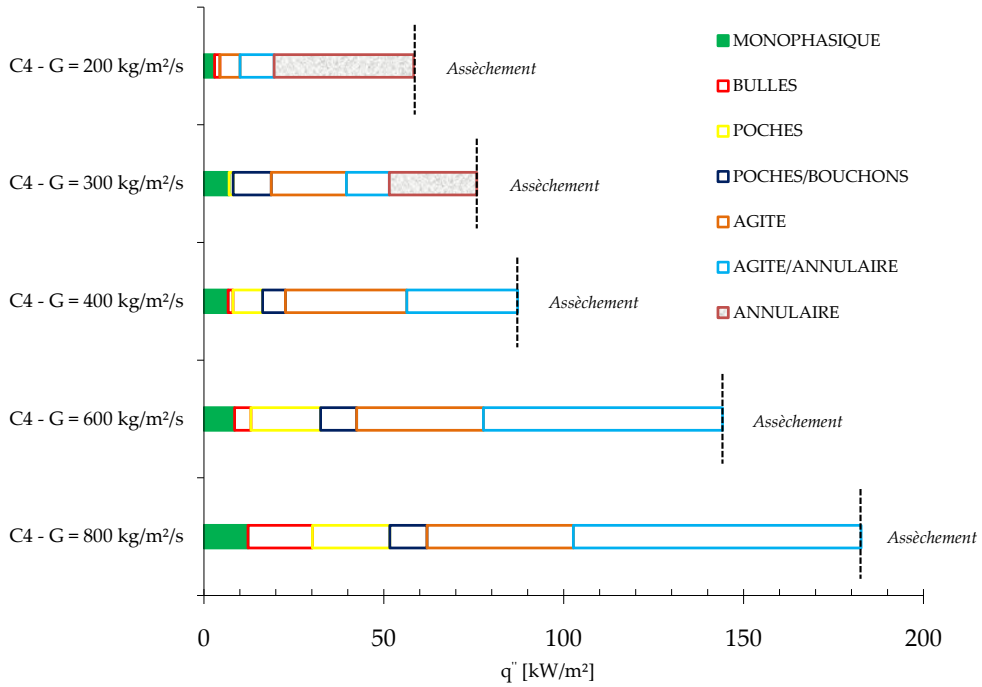


FIGURE 6.21 – Histogrammes présentant l'évolution des transitions de régimes en fonction de la vitesse massique pour la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$

☞ *Influence du sous-refroidissement pour les essais réalisés sur la cale C_4*

De façon à compléter les informations précédentes pour lesquelles le sous-refroidissement était de 15^oC, nous avons conduit des essais avec un sous-refroidissement de 7^oC pour la cale C_4. Notre objectif pour ces essais était d'établir si les transitions entre les régimes d'écoulement pouvaient être affectées par ce sous-refroidissement. Nous n'avons pas présenté les visualisations de l'écoulement pour ce cas dans le manuscrit, mais nous avons reporté une synthèse de ces résultats sur la Figure 6.22. Les résultats obtenus indiquent que le sous-refroidissement a un impact majeur sur les transitions entre les régimes d'écoulement observés expérimentalement. En effet, lorsqu'il diminue (ou que la température d'entrée augmente), le flux conduisant à l'apparition de l'ONB est moins conséquent. De plus, la plage de flux de chaleur où des structures fermées existent est très fortement réduite pour les vitesses massiques testées. Dans ce cadre, la diminution du sous-refroidissement a conduit, pour les essais réalisés, à privilégier l'apparition du régime d'écoulement annulaire pour des flux de chaleur plus faibles et pour une gamme plus importante.

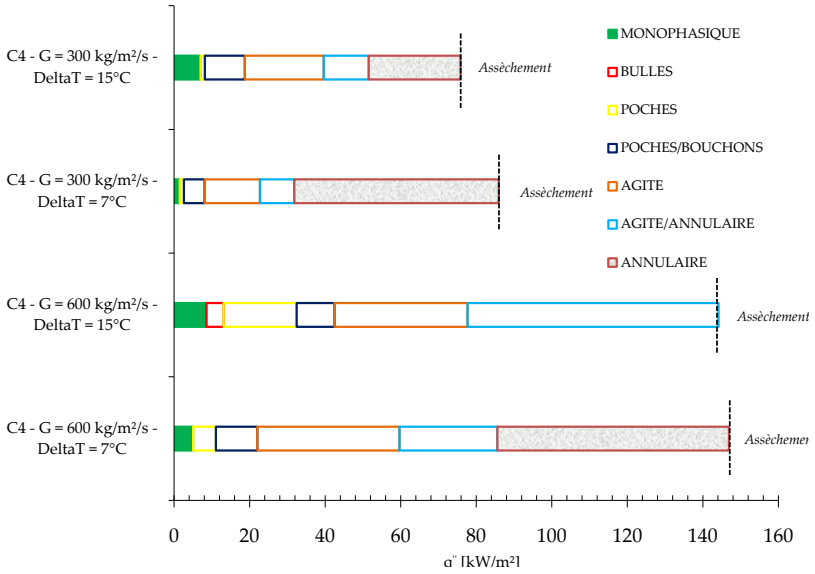


FIGURE 6.22 – Comparaison entre les transitions de régime pour la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$ pour deux valeurs de sous-refroidissement différentes de 7^oC et 15^oC.

☞ *Influence de la géométrie sur les transitions entre les régimes d'écoulement*

La Figure 6.23 présente une synthèse de l'influence de la géométrie sur la transition entre les régimes d'écoulement pour la vitesse massique de 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ (vitesse massique commune à toutes les cales).

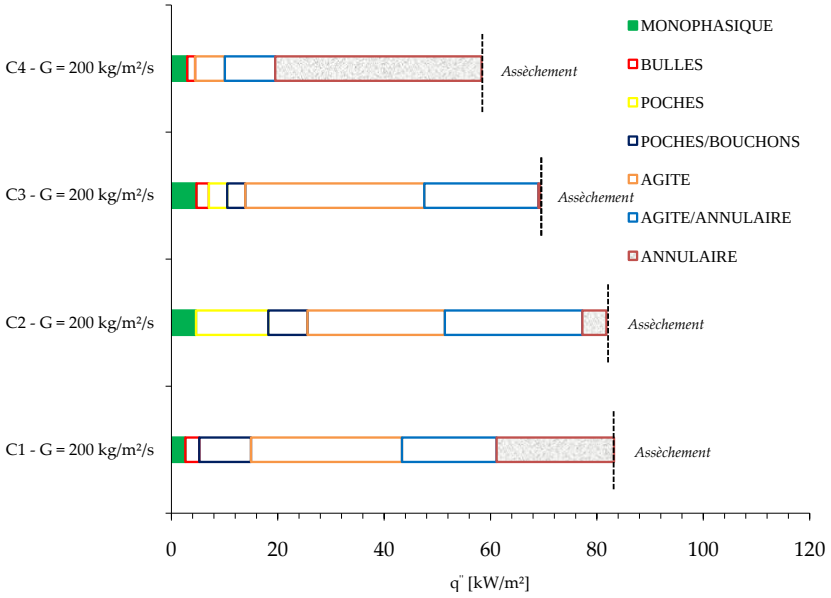


FIGURE 6.23 – Influence de la géométrie sur les transitions de régimes d'écoulement

➢ Influence de la largeur du mini-canal

La comparaison de l'impact de la largeur (a) du mini-canal est réalisée pour les cales $C_2(a = 5,6\ mm - b = 0,816\ mm)$ et $C_3(a = 8\ mm - b = 0,814\ mm)$. Nous constatons ici toute l'importance d'avoir réalisé des expériences spécifiques concernant l'apparition de l'ONB. En effet, nous précisons que pour l'ensemble de ces visualisations, notre incrément de densité de flux de chaleur est compris approximativement entre $3\,kW.m^{-2}$ et $15\,kW.m^{-2}$. Ainsi, nous avons décidé lors des comparaisons réalisées entre nos cales de justifier une différence uniquement si un écart de plus de $8\ kW.m^{-2}$ était observé. De fait, cet écart correspond à deux traits de mesures sur l'axe des abscisses de la Figure 6.23. Partant de cette remarque, nos comparaisons se feront uniquement pour les régimes d'écoulement suivant le régime à poches de vapeur.

Ainsi, selon nos résultats, l'augmentation de largeur du mini-canal permettrait l'apparition des régimes d'écoulement suivant celui à poches de vapeur pour des flux de chaleur moins élevés. En effet, pour le mini-canal C_3, l'intensité de la vitesse est légèrement plus faible sur le centre du mini-canal. De plus, comme nous l'ont montré les données présentées sur la Figure 6.10, l'ébullition semble apparaître pour des flux de chaleur plus faibles que ceux appliqués à la cale C_2. Ainsi, les bulles apparaissant plus vite, seraient moins influencées par la vitesse massique pour cette cale au centre et pourraient croître plus facilement au sein de ce mini-canal, d'où les transitions plus rapides.

➢ Influence du diamètre hydraulique

Cette analyse est réalisée pour la cale $C_4(d_h = 0,761\ mm)$ par rapport aux autres mini-canaux. Il est manifeste que la réduction du diamètre hydraulique conduit à l'apparition des régimes d'écoulement agité pour des flux de chaleur plus faibles que ceux obtenus pour les autres cales d'essais. Cette différence est encore plus marquée pour les régimes agité et annulaire. Selon notre compréhension, ce phénomène est causé par la plus grande importance du confinement pour cette cale. Le lecteur pourra relever que la réduction du diamètre permet au régime d'écoulement annulaire d'exister sur une plus grande gamme de densité de flux de chaleur selon nos résultats expérimentaux. Enfin nous avons noté qu'à vitesse massique égale les valeurs de flux conduisant à l'assèchement de paroi sont plus faibles pour la cale $C_4(a = 4\ mm - b = 0,421\ mm)$.

➢ Influence du rapport d'aspect

Cette comparaison est réalisée entre les cales d'essais $C_1(\gamma_1 = 0,435)$ et $C_2(\gamma = 0,146)$. L'impact du rapport d'aspect semble évident sur les transitions de régimes selon les données présentées sur la Figure 6.23. En effet, la transition concernant le régime d'écoulement à poches de vapeur / bouchons de liquide intervient pour des densités de flux plus faibles pour la cale de plus grand rapport d'aspect ($^b/_a$). En effet, l'augmentation du rapport d'aspect conduit à

la réduction de la section de passage de l'écoulement pour un même diamètre hydraulique. Ainsi, la cale C_1 présente une section de passage plus faible que la cale C_2. Une fois cette observation faite, il paraît aisé de comprendre qu'une bulle en croissance dans la cale C_1 sera plus rapidement confinée qu'une autre apparaissant dans la cale C_2 (à taux de croissance égal). Cette analyse permettrait de justifier l'enchaînement observé vers le régime d'écoulement de transition entre les poches de vapeur et les bouchons de liquide pour des flux thermiques plus faibles pour cette cale.

✍ Synthèse sur les observations réalisées à l'aide du système d'imagerie

Les images qui ont été commentées et analysées dans ce paragraphe sont essentiellement issues des acquisitions effectuées à l'aide de la caméra rapide. Les résultats obtenus ont permis de montrer que l'influence du débit sur les transitions entre les régimes d'écoulement est notable. En effet, lorsque celui-ci augmente, le flux nécessaire permettant d'atteindre les mêmes transitions entre régimes d'écoulement s'intensifie. De plus, les régimes présentant des interfaces closes (régimes d'écoulement à bulles ou à poches de vapeur) existent sur des gammes de densités de flux de chaleur plus étendues lorsque le débit est plus conséquent. Ce dernier résultat s'explique par l'influence du sous-refroidissement qui devient plus marquée sur l'ébullition en mini-canal lors de l'augmentation du débit massique.

Lors de ces analyses, nous avons aussi traité de l'influence du sous-refroidissement sur les transitions entre régimes d'écoulement. Nos observations ont permis de montrer que 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. Il est vrai que la température d'entrée étant plus élevée, la croissance des bulles de vapeur devient plus rapide pour ce cas et précipite les transitions vers les régimes d'écoulement agité et annulaire.

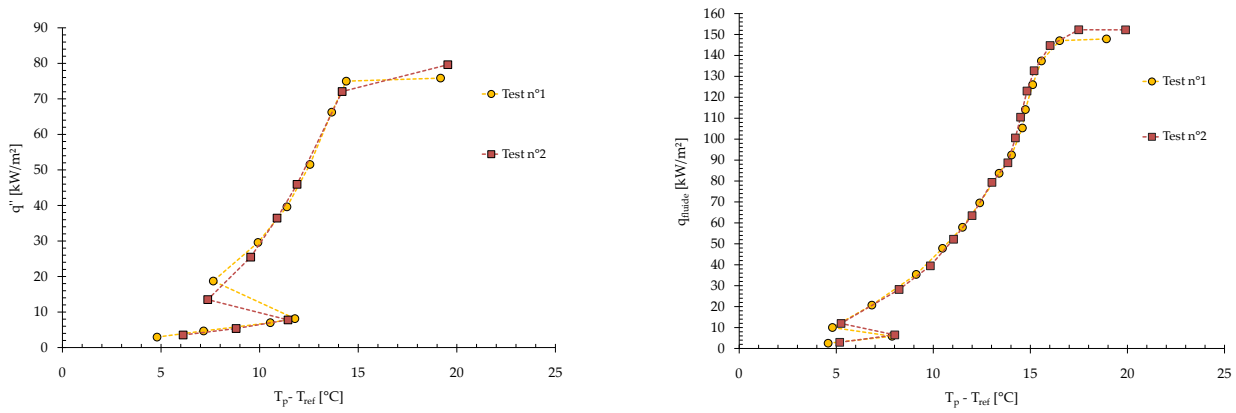
Nous avons caractérisé l'impact des dimensions géométriques sur l'évolution des régimes d'écoulement. L'augmentation de la largeur du mini-canal semble conduire à des transitions entre régimes d'écoulement plus rapide. La diminution du rapport d'aspect pour un même diamètre hydraulique conduit à l'augmentation du flux nécessaire aux transitions entre les régimes d'écoulement. Comme nous l'avons noté dans ce paragraphe, cette observation serait expliquée par l'influence de la section de passage des mini-canaux. Enfin, selon les résultats présentés, le diamètre hydraulique est le paramètre qui a l'impact le plus important sur les transitions entre régimes d'écoulement dans les mini-canaux. En effet, sa réduction conduit à une transition très rapide comparativement aux autres mini-canaux vers les régimes d'écoulement ne présentant pas d'interfaces fermées claires.

6.4 Évolution de l'ébullition avec le flux de chaleur imposé

Un paramètre important lors de l'étude de l'ébullition convective est l'apparition de l'assèchement de paroi (CHF), qui conduit à la diminution rapide des coefficients d'échange de chaleur. En effet, pour dimensionner correctement un échangeur thermique, il est nécessaire de connaître les conditions amenant à ce point. Notons que les pertes de pression ainsi que les échanges de chaleur peuvent évoluer sur toute la gamme de flux compris entre l'ONB et le CHF. Lors de notre revue bibliographique, nous avons pu établir qu'un des moyens efficaces permettant de connaître les conditions de flux de chaleur menant au CHF était l'étude des courbes d'ébullition. Ainsi, pour chaque cale d'essais, nous avons obtenu expérimentalement l'évolution des courbes d'ébullition jusqu'aux valeurs de flux imposé conduisant au CHF. De plus, de manière à mieux comprendre l'évolution des pertes de pression, des échanges de chaleur et des conditions menant à l'assèchement de paroi, nous avons réalisé des visualisations simultanées dans les mini-canaux choisis. Certaines de ces visualisations ont déjà été présentées au § 6.3.

6.4.1 Présentation des courbes d'ébullition

Lors de ces essais, nous avons étudié l'évolution des courbes d'ébullition pour trois cales d'essais ($C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$, $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ et $C_4(a = 4\ - b = 0,421\,mm)$). Nous avons, par la suite, effectué d'autres essais sur la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$, pour les vitesses massiques de 100 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, dans le but d'évaluer l'influence des paramètres géométriques sur l'évolution des pertes de pression et des coefficients d'échange thermique.



(a) (b)

FIGURE 6.24 – Expériences de reproductibilité pour la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$: (a) une vitesse massique de 300 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et un sous-refroidissement de 15^oC (b) une vitesse massique de 600 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et un sous-refroidissement de 7^oC

Comme pour les campagnes précédentes, nous avons tout d'abord procédé à des essais de reproductibilité. Ces tests sont présentés pour la cale C_4, pour une vitesse massique de 300 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et un sous-refroidissement du liquide à l'entrée de 15^oC (Figure 6.24a). Puis, dans un second temps et pour évaluer l'influence du sous-refroidissement, pour une vitesse massique de 600 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et un sous-refroidissement en entrée de 7^oC (Figure 6.24b).

Ces essais ont montré un caractère reproductif pour l'apparition de l'ONB, ainsi que pour les valeurs de flux et de surchauffe de paroi conduisant à l'assèchement. Nous rappelons ici que le flux imposé aux parois est contrôlé selon des incréments minimum d'environ 3 $kW.m^{-2}$. Ainsi, nous pouvons noter que la précision de la mesure aurait pu être encore meilleure si cet incrément avait été plus faible. Cependant, pour notre configuration expérimentale, nous avons choisi de nous limiter à cette précision que nous avons estimée suffisante.

Nous présenterons dans les paragraphes suivants l'évolution des courbes d'ébullition pour les quatre mini-canaux choisis, pour un sous-refroidissement de 25^oC et une pression de fonctionnement de $0,7\ bar$. Pour toutes ces courbes, nous pouvons noter que les deux paramètres de contrôle ont été le flux de chaleur et le débit imposés à l'écoulement.

✔ *Cale d'essais C_1 ($2,3\ mm \times 1\ mm$)*

Les résultats obtenus pour la cale C_1 sont présentés sur la Figure 6.25. L'insert de la figure représente un agrandissement de l'évolution du flux thermique convecté par l'écoulement pour les flux les plus faibles.

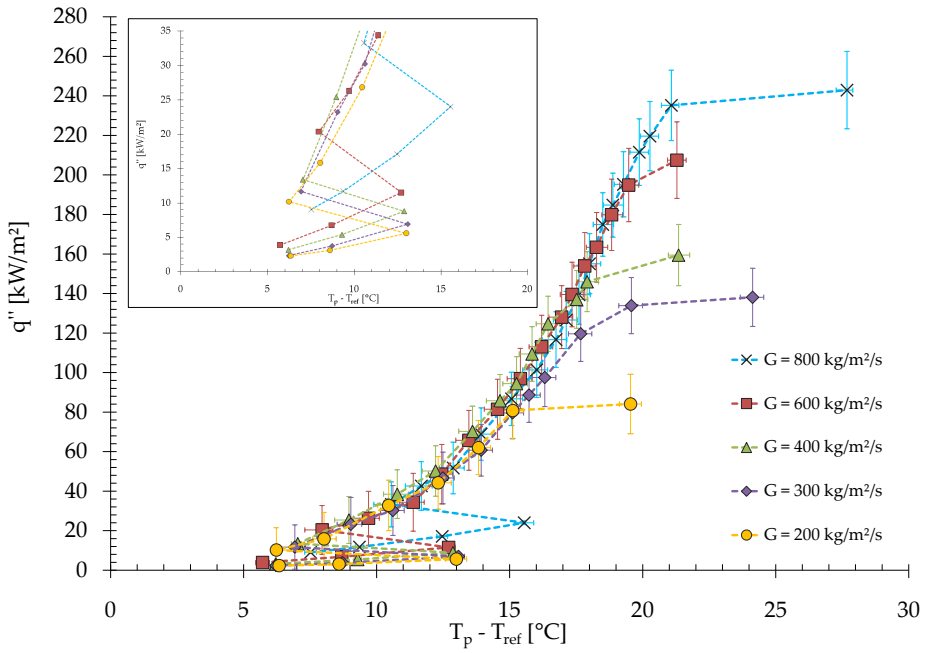


FIGURE 6.25 – Courbes d'ébullition pour la cale C_1

Le texte dans l'encadré suivant synthétise une analyse générale s'appliquant à toutes les courbes d'ébullition présentées dans ce mémoire. Ainsi, certaines explications insérées dans ce cadre ne seront plus abordées par la suite.

Deux évolutions distinctes qui dépendent de l'apparition de l'ébullition saturée, apparaissent lors de l'étude des courbes d'ébullition obtenues pour les mini-canaux. Lorsque l'écoulement est monophasique, nous observons que le flux de chaleur échangé aux parois, augmente linéairement avec la surchauffe de paroi. Ce comportement indique que le coefficient d'échange thermique (qui équivaut au rapport flux échangé sur surchauffe de paroi) reste constant si le débit est inchangé. Lorsque le débit augmente, nous pouvons noter une légère élévation de la pente de la courbe d'ébullition qui correspond à l'amélioration des échanges thermiques pour des conditions monophasiques.

À l'apparition des conditions saturées, nous avons observé un saut dans la surchauffe de paroi. En effet, lorsque l'ébullition se développe, la température de paroi diminue et entraîne cette réduction de la surchauffe de paroi qui est visible sur la Figure 6.25. Ce phénomène a été observé pour toutes les cales d'essais de cette étude, lorsque le sous-refroidissement était fixé à 15^oC. Nous avons relevé que ce saut devenait plus faible lorsque le sous-refroidissement était réduit. Après l'apparition de l'ONB, un raidissement de la courbe d'ébullition peut intervenir aux densités de flux de chaleur plus élevées. Ce changement caractéristique de la pente de la courbe d'ébullition est synonyme d'une amélioration des échanges thermiques.

Les résultats représentés sur la Figure 6.25 suggèrent que l'apparition de l'ONB est indépendante de la surchauffe de paroi pour le cas des vitesses massiques comprises entre 200 et 600 $kg.m^{-2}.s^{-1}$. Ce résultat ne semble pas conforme aux évolutions rapportées dans la littérature (Liu *et al.* (2005), Harirchian et Garimella (2008)) qui montrent que cette surchauffe devrait augmenter avec les valeurs de vitesses massiques pour cette cale d'essais. Cette évolution inhabituelle pourrait être due à l'incrément de flux de chaleur imposé trop élevé pour ces essais expérimentaux. Notons que ce résultat suggère que l'évolution de la surchauffe de paroi pour l'obtention des conditions de l'apparition de l'ONB est faible lorsque le débit augmente. D'un autre point de vue, nous observons que le flux nécessaire pour atteindre les conditions saturées augmente avec le débit. Après l'ONB, l'ensemble des courbes d'ébullition semble suivre la même évolution dans la zone d'ébullition pleinement développée. Ainsi, dans cette zone, les échanges thermiques ne semblent plus dépendre de la vitesse massique.

Comme montré lors de la visualisation des régimes d'écoulement, le flux de paroi conduisant à l'assèchement augmente lorsque la vitesse massique augmente (Figure 6.25). L'assèchement est facilement repérable sur cette courbe parce qu'il est caractérisé par une augmentation significative de la température de paroi qui conduit à un accroissement de la surchauffe de paroi.

✔ *Cale d'essais* C_2 $(5,6\,mm \times 0,816\,mm)$

La Figure 6.26 présente l'évolution des courbes d'ébullition pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$. De la même manière que pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$, nous observons que le flux permettant l'apparition de l'ONB augmente lorsque le débit augmente. Cependant, l'évolution de la surchauffe de paroi pour les conditions de saturation du mini-canal est très différente de celle observée pour la cale C_1. En effet, la surchauffe augmente de manière significative avec le débit. Nous avons supposé que ce phénomène était causé par la plus grande différence entre le flux de chaleur conduisant à l'ONB et le flux de chaleur amenant à l'OSV qui caractérise les conditions saturées.

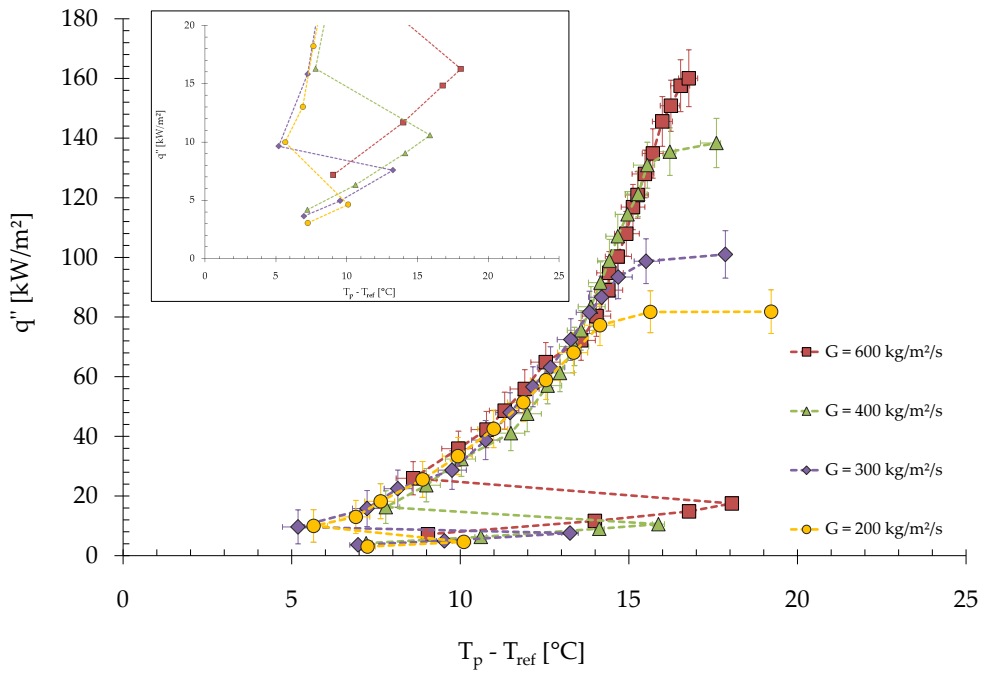


FIGURE 6.26 – Courbes d'ébullition pour la cale C_2

✔ *Cale d'essais* C_4 $(4\,mm \times 0,421\,mm)$

Les résultats obtenus pour la cale C_4 sont présentés sur la Figure 6.27. Identiquement aux cas précédents, la valeur du flux conduisant à l'apparition des conditions saturées augmente avec la vitesse massique. Nous observons aussi que pour la majeure partie des essais effectués, la surchauffe de paroi augmente avec la vitesse massique à l'ONB.

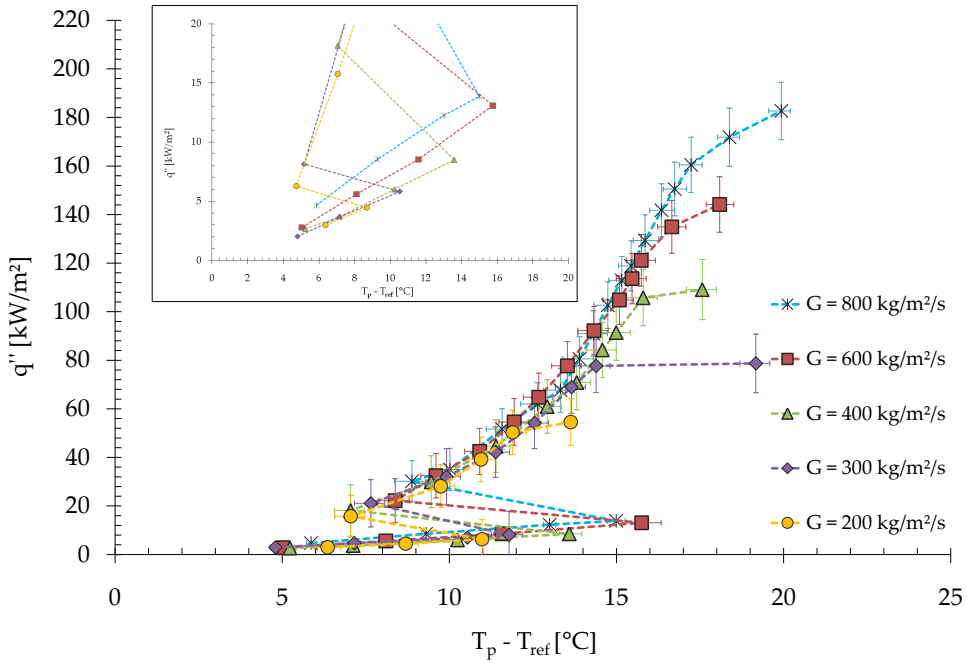


FIGURE 6.27 – Courbes d'ébullition pour la cale C_4

✍ Synthèse sur les courbes d'ébullition

L'étude des courbes d'ébullition permet de déterminer les conditions conduisant à l'assèchement des parois des mini-canaux de cette étude. Nous avons pu observer que le flux minimal conduisant à cet assèchement augmente avec la vitesse massique. En effet, la hausse du débit conduit au renforcement du transport convectif et augmente l'apport de liquide plus froid (venant de l'entrée) qui contribuerait au remplacement plus rapide de la vapeur générée par les parois des mini-canaux (Carey (2008)). L'étude plus fine des conditions conduisant à l'assèchement ainsi que l'influence des paramètres géométriques sur cet assèchement seront discutés au § 6.4.4. Notons qu'en parallèle de l'étude liée à la détermination de ces courbes, nous avons aussi mesuré les variations de pression entre l'entrée et la sortie des mini-canaux (§ 6.4.2). Enfin, nous avons calculé les coefficients d'échange de chaleur à l'aide de ces courbes au § 6.4.3. L'ensemble des ces données nous permettra de définir l'influence des paramètres géométriques sur les conditions d'ébullition en mini-canaux.

6.4.2 Évolution des pertes de pression

À l'aide des données obtenues lors du travail sur les courbes d'ébullition, nous avons fait une étude de l'influence des conditions opératoires sur l'évolution des pertes de pression et des coefficients d'échange thermique obtenus pour les mini-canaux choisis. Nous avons ensuite comparé nos résultats expérimentaux aux corrélations présentées dans la revue bibliographique (Chapitre 2). Pour conclure, nous avons proposé une corrélation adaptée à ces mini-canaux selon nos résultats.

Nous pouvons noter que les évolutions des pertes de pression et des coefficients d'échange thermique peuvent aussi être représentées en fonction du titre thermodynamique même si le paramètre de contrôle est la densité de flux de chaleur échangée entre les parois et le fluide lors de la détermination des courbes d'ébullition. En effet, pour l'étude réalisée, nous avons remarqué que les coefficients d'échange thermique (§ 6.4.3) et les pertes de pression diphasiques évoluaient peu avec le débit pour une même densité de flux de chaleur convectée par l'écoulement (lorsque l'on est assez loin des conditions de flux conduisant à l'assèchement). Ainsi, le titre thermodynamique, qui représente la concentration de vapeur et qui dépend de la densité de flux convecté par l'écoulement, pourrait être choisi afin de représenter l'évolution de ces deux grandeurs en fonction de la vitesse massique pour un même mini-canal. Il s'exprime selon la relation suivante :

$$x = \frac{\dfrac{\Phi_{conv}}{\dot{m}} + c_{p,l}(T_{amont} - T_{sat})}{h_{lv}} \tag{6.12}$$

où Φ_{conv} représente le flux de chaleur convecté par l'écoulement ; $\dot{m}$, le débit massique ; $c_{p,l}$, la chaleur spécifique du liquide à pression constante ; T_{sat}, la température de saturation et h_{lv}, la chaleur latente de vaporisation du liquide.

☞ *Détermination de la perte de pression diphasique totale*

Lorsqu'un sous-refroidissement en entrée est imposé à un écoulement, il peut exister en fonction du débit une longueur monophasique précédant l'ébullition. Dans cette configuration, la détermination de l'évolution de la perte de pression due à l'écoulement diphasique dans les mini-canaux, passe par la connaissance de la valeur de cette longueur monophasique. En effet, les pertes de pression apparaissant lors de l'écoulement monophasique sont différentes de celles observées lors de l'ébullition saturée. Ainsi, il devient nécessaire d'estimer la position à partir de laquelle l'ébullition saturée apparaît de manière à pouvoir calculer la valeur de la perte de pression due uniquement à l'écoulement diphasique.

Lors de nos expériences, nous avons observé que dès lors que les bulles de vapeur commencent à se détacher des coins pour s'écouler vers le centre des différents mini-canaux, des sites de

nucléation présents sur la paroi inférieure sont déjà actifs et génèrent de plus petites bulles. Par la suite, dès que la densité de flux de chaleur devient plus forte, la longueur monophasique semble disparaître rapidement. Théoriquement à l'aide d'un bilan enthalpique, cette longueur monophasique s'explicite par :

$$L_{mono} = \frac{\dot{m}c_{p,l}(T_{sat} - T_{in})}{q''_{moy}\int_0^z \exp\left(f_1(Re)\frac{z}{L} + f_2(Re)\right)dz[2(a+b)]} \tag{6.13}$$

Lorsque la position z est inférieure à la position où l'écoulement devient saturé z_{sat}, nous avons admis que la perte de pression suit l'évolution prédite par le modèle de Shah et London (1978) [équation (1.9)]. Lorsque $z > z_{sat}$, nous avons supposé une chute de pression linéaire à partir de z_{sat} jusqu'en sortie des différents mini-canaux.

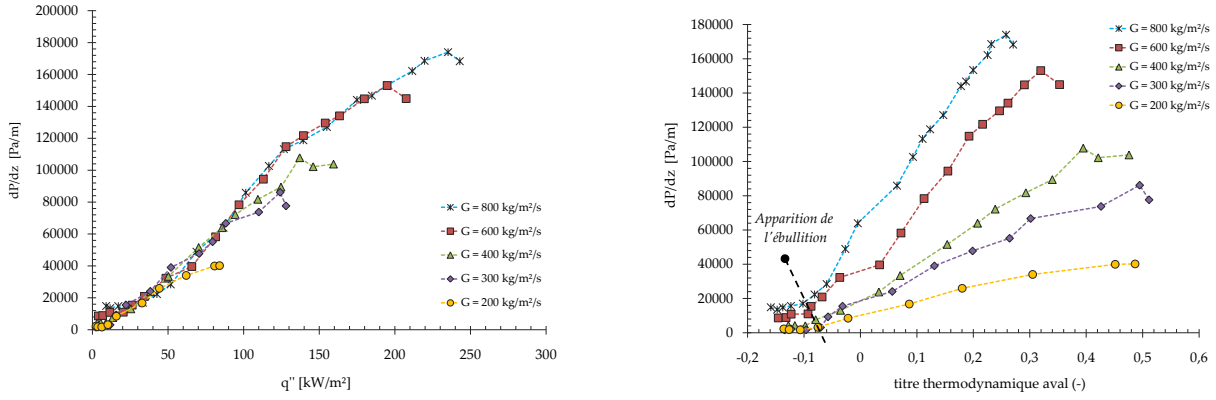
Au moment où l'ébullition se développe dans le mini-canal, nous avons observé que le front de progression de cette ébullition se fait très rapidement vers l'entrée des mini-canaux pour des incréments de densité de flux de chaleur faibles au-delà de la densité de flux thermique conduisant à l'ONB. L'évolution observée a été beaucoup plus rapide que celle prédite par l'équation (6.13). Nous avons constaté que l'augmentation du taux de présence des bulles due à l'intensification de la densité de flux de chaleur, pouvait générer des phénomènes instables qui tendent à favoriser l'apparition de l'ébullition vers l'entrée des mini-canaux. Aussi, expérimentalement, une fois que le régime d'écoulement à poches de vapeur est atteint, cette longueur monophasique semble être nulle. De ce fait, nous avons considéré que la longueur permettant de calculer le gradient de pression après ce régime d'écoulement était la longueur totale des différents mini-canaux. Pour ces cas, le gradient de pression dû à l'écoulement diphasique peut simplement se calculer selon :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(tot)} = \frac{P_{aval} - P_{amont} - 1/2\rho_l u^2}{L_{tot}} \tag{6.14}$$

où $1/2\rho_l u^2$ est un terme qui prend en compte l'accélération du fluide due au convergent, qui génère une diminution de pression à l'entrée des différents mini-canaux.

☞ *Influence de la vitesse massique sur les pertes de pression*

Nous avons représenté l'évolution des pertes de pression en fonction de la densité de flux convectée par l'écoulement (Figure 6.28a) et du titre thermodynamique (Figure 6.28b) pour plusieurs vitesses massiques pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$.



(a) (b)

FIGURE 6.28 – (a) Influence du flux de chaleur convecté par l'écoulement (b) Impact du titre thermodynamique sur les pertes de pression totales pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et un sous-refroidissement de 15^oC

Nous avons observé que lors de l'ébullition pleinement développée, le gradient de pression varie peu pour une même densité de flux de chaleur convectée par l'écoulement. Ce résultat montre que l'influence de la vitesse massique est relativement faible lorsque l'on considère le flux de chaleur transmis au fluide. Cette observation a aussi été vérifiée pour les autres mini-canaux étudiés dans ce travail où une très faible variation de la pression a été observée pour un même flux de chaleur convecté. Nous pensons que ce résultat peut s'expliquer de la façon suivante : l'effet du débit massique engendre une évolution différente des deux termes de pertes de pression, qui sont causées par les frottements d'une part et par l'accélération entre les phases liquide et vapeur d'autre part. Ces deux termes contribuent, tous les deux, aux pertes de pression totales (équation 6.15).

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(tot)} = -\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} + \frac{d}{dz}\left[\frac{G^2x^2}{\rho_v\alpha} + \frac{G^2(1-x)^2}{\rho_l(1-\alpha)}\right] \tag{6.15}$$

En effet, lorsque la vitesse massique augmente, le titre thermodynamique devient plus faible pour une même densité de flux de chaleur échangée entre le fluide et la paroi. Ainsi, la contribution des pertes de pression due à l'accélération entre les phases diminue, tandis que les pertes de pression générées par les frottements augmentent avec cette vitesse massique. Par conséquent cette évolution pourrait conduire à une faible sensibilité des pertes de pression au flux de chaleur imposé lorsque la vitesse massique varie. L'étude de ces pertes de pression totales montre que lorsque l'on raisonne à concentration donnée, l'influence de la vitesse massique sur les pertes de pression est notable (Figure 6.28b) et l'augmentation de la vitesse massique conduit à une intensification de la perte de pression. Cependant, dans la suite de cette étude,

nous ne considèrerons que l'impact de la densité de flux de chaleur convectée qui est, dans ce paragraphe, notre paramètre de contrôle.

☞ *Influence de la géométrie sur l'évolution des pertes de pression totales*

Les graphiques présentés sur la Figure 6.29 illustrent l'impact de la géométrie du mini-canal sur l'évolution de la perte de pression totale en fonction de la densité de flux de chaleur convectée par l'écoulement pour différentes vitesses massiques.

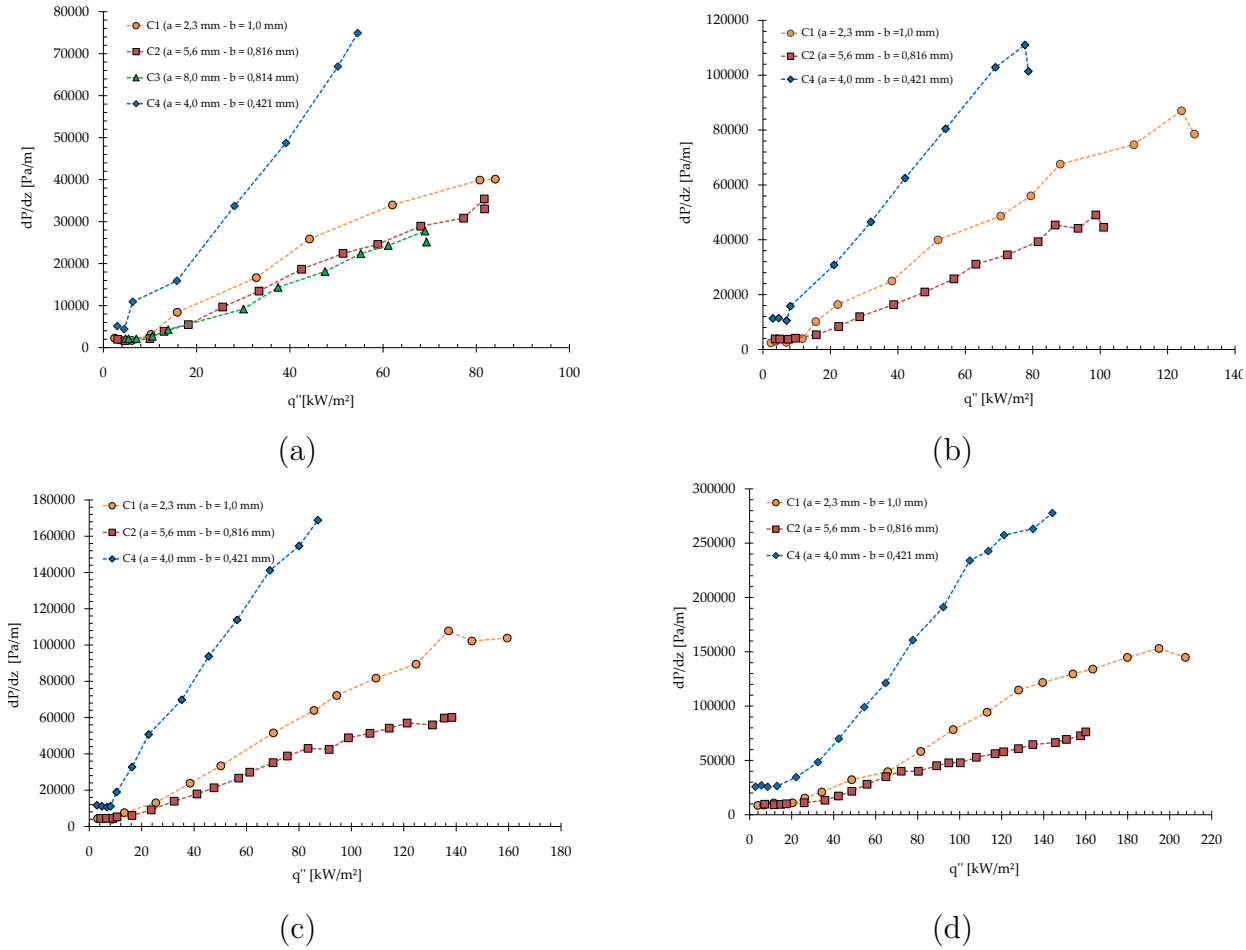


FIGURE 6.29 – Influence de la géométrie sur l'évolution des pertes de pression pour les différents mini-canaux pour une vitesse massique de : (a) 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ (b) 300 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ (c) 400 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ (d) 600 $kg.m^{-2}.s^{-1}$

Lors de l'écoulement monophasique, les pertes de pression évoluent légèrement, pour les quatre cales d'essais, lorsque le flux de chaleur convecté par l'écoulement augmente. Notons que certains résultats de la revue bibliographique (Harirchian et Garimella (2009), Bhide *et al.* (2009)) montrent que ces pertes de pression diminuent du fait de la réduction de la viscosité du liquide générée par l'augmentation de la température (cas observé pour 73% de nos données

expérimentales). Pour les cales dont le diamètre hydraulique est semblable [$C_1(d_h = 1,39\,mm)$, $C_2(d_h = 1,42\,mm)$, $C_3(d_h = 1,48\,mm)$], les valeurs des pertes de pression sont sensiblement proches lors de l'écoulement monophasique. Une fois que l'ébullition apparaît, les pertes de pression augmentent presque linéairement avec le flux de chaleur imposé. Cette augmentation est due à l'intensification des pertes par frottement ainsi que celles générées par l'accélération entre les phases liquide et vapeur.

Nous avons étudié l'influence des paramètres géométriques sur l'évolution des pertes de pression dans les paragraphes suivants.

➢ Impact du diamètre hydraulique

Les données présentées sur la Figure 6.29 montrent que les paramètres géométriques influent sur les pertes de pression totales. Ainsi, lorsque le diamètre hydraulique du mini-canal est réduit (comparaison de la cale $C_4(d_h = 0,762\,mm)$ avec les autres cales), nous observons que pour une même densité de flux convectée par l'écoulement, la perte de pression augmente de manière importante. En effet, cette hausse est causée par la réduction de la section de passage qui confine les bulles de vapeur produites lors de l'ébullition. Nous observons aussi que l'écart entre ces pertes de pression tend à s'accentuer lorsque la vitesse massique augmente.

➢ Impact du rapport d'aspect

Le rapport d'aspect (b/a) a également un impact significatif sur nos résultats expérimentaux. Cette comparaison est réalisée pour les cales $C_1(\gamma_1 = 0,435)$ et $C_2(\gamma_2 = 0,146)$ qui ont un diamètre hydraulique proche ($1,4\,mm$). Nous remarquons que les pertes de pression sont plus élevées[7] pour la cale de plus grand rapport d'aspect (C_1), une fois que l'ébullition apparaît dans le mini-canal (Figure 6.29). En effet, si le diamètre hydraulique reste constant, l'augmentation du rapport d'aspect induit une réduction de la section de passage de l'écoulement. Dans ce cas, lors de l'ébullition, les bulles se retrouvent davantage confinées dans le mini-canal C_1, ce qui génère une perte de pression plus élevée.

➢ Impact de la largeur du mini-canal

La largeur du mini-canal semble aussi jouer un rôle dans l'évolution de cette perte de pression. En effet, lorsque cette largeur augmente, la section de passage augmente et ainsi le confinement de la phase vapeur diminue et entraîne une légère réduction de la perte de pression mesurée expérimentalement (comparaison des mini-canaux $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ et $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$) et pour la vitesse massique de $200\,kg.m^{-2}.s^{-1}$.

7. Ici aussi, l'augmentation du débit tend à accroître cette différence.

✍ Construction d'un nombre de confinement adapté à notre étude

Lors de notre revue bibliographique, nous n'avons trouvé aucun nombre qui permettrait de prendre en compte le confinement de l'écoulement lors de l'ébullition en mini-canaux. En effet, le paramètre de Kew et Cornwell (1997) (équation (2.20)) ne considère que l'influence du diamètre hydraulique. Or, selon nos données, des pertes de pression différentes sont obtenues en conditions d'ébullition dès lors que le rapport d'aspect change pour un même diamètre hydraulique. Dans une tentative de résolution de ce problème, Agostini (2002) a proposé de considérer uniquement la plus petite dimension géométrique pour pouvoir caractériser le confinement, mais selon nos résultats, l'évolution de la perte de pression semble aussi être liée aux valeurs conjointes de la largeur (a) et de la hauteur (b) des mini-canaux. Ainsi, pour pouvoir caractériser l'importance du confinement sur l'évolution des pertes de pression dans les mini-canaux, nous proposons à titre d'approximation (en effet selon nos résultats ce paramètre semble aussi dépendre du débit) de considérer les influences de la section de passage et du rapport d'aspect. Nous construisons alors un nombre de confinement (Co_{ad-hoc}) tel que :

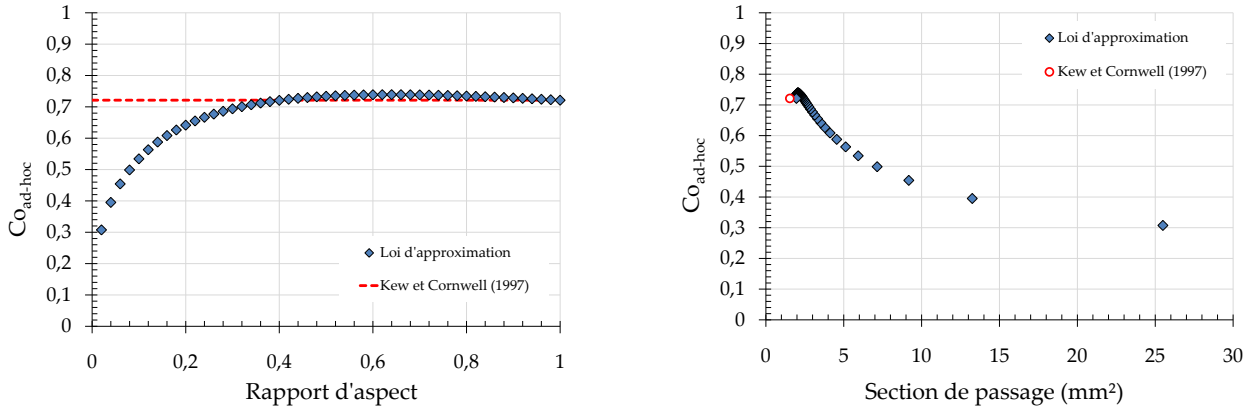
$$Co_{ad-hoc} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \left(\frac{1}{a \times b \times \gamma^{0,22}} \right)^{0,5} \tag{6.16}$$

La construction de ce nombre [a] est basée sur les écarts moyens observés expérimentalement entre les cales $C_1(a = 2,3\ mm - b = 1\ mm)$, $C_2(a = 5,6\ mm - b = 0,816\ mm)$ et $C_4(a = 4\ mm - b = 0,421\ mm)$. Ce nombre permet d'établir à l'aide des seules données géométriques l'importance des pertes de pression d'un mini-canal par rapport à un autre. En effet, les valeurs de ce nouveau nombre seraient :

- ▷ $Co_{ad-hoc}(C_1) = 0{,}729$, pour la cale C_1
- ▷ $Co_{ad-hoc}(C_2) = 0{,}584$, pour la cale C_2
- ▷ $Co_{ad-hoc}(C_3) = 0{,}509$, pour la cale C_3
- ▷ $Co_{ad-hoc}(C_4) = 0{,}996$, pour la cale C_4

Ces évolutions caractérisent très bien les écarts moyens observés entre les cales C_1, C_2 et C_4. Notons que pour la construction de notre corrélation, la cale C_1 est la cale de référence. Le lecteur pourra aussi relever que lorsque le rapport d'aspect est égal à 1, le nombre de confinement est exactement égal à celui défini par Kew et Cornwell (1997).

a. Nous précisons que la valeur de γ ne peut être prise comme étant supérieure à 1.



(a) (b)

FIGURE 6.30 – Influence de la géométrie sur l'évolution du nombre de confinement (équation 6.16) pour différents mini-canaux de même diamètre hydraulique ($1,4\,mm$) en fonction : (a) du rapport d'aspect (b) de la section droite du mini-canal

Nous avons représenté sur la Figure 6.30, l'évolution du nombre de confinement (Co_{ad-hoc}) pour l'exemple de mini-canaux ayant un même diamètre hydraulique ($1,4\,mm$) mais présentant des rapports d'aspect ou sections droites différents. À titre de référence, nous avons reporté l'évolution du nombre de confinement défini par Kew et Cornwell (1997) (équation (2.20)) sur ces deux graphiques. L'évolution de ce nombre suggère que le confinement de l'écoulement tend à augmenter avec le rapport d'aspect lorsque le diamètre hydraulique est conservé constant. La Figure 6.30b montre que ce nombre de confinement diminue lorsque la section de passage de l'écoulement augmente ce qui semble logique.

☞ *Comparaison des données expérimentales avec les corrélations de la revue bibliographique*

Dans le but d'évaluer les pertes de pression obtenues, nous avons comparé nos résultats d'expériences aux données bibliographiques. L'expression de la perte de pression totale en écoulement diphasique pour un écoulement horizontal a déjà été présentée (équation (6.15)). Ainsi, de manière à pouvoir comparer nos pertes de pression totales expérimentales avec les corrélations de la revue bibliographique, il a été nécessaire d'estimer le terme de perte de pression due à l'accélération entre les phases vapeur et liquide (deuxième terme à droite de l'équation (6.15)) pour pouvoir calculer les pertes de pression totales. N'ayant pas accès expérimentalement aux variations du taux de vide, nous avons dû effectuer un choix entre les corrélations permettant de prédire l'évolution de ce paramètre en fonction du titre thermodynamique (corrélations définies au § 2.4). Pour cela, nous avons choisi de suivre la recommandation de Thome (2006) en utilisant la corrélation de Steiner (1993) (équation (2.72)).

➢ Analyse des données de la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$

Nous avons représenté sur la Figure 6.31 les comparaisons effectuées avec les corrélations de prédiction des pertes de pression totales pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$. L'ensemble de ces modèles prédictifs (homogène ; Lockhart et Martinelli (1949) (noté L-M), Grönnerud (1972), Chisholm (1973), Friedel (1979) ; Müller-Steinhagen et Heck (1986) (noté M-S-H)) a été représenté à ±25% pour évaluer leurs performances dans la prédiction de nos points expérimentaux.

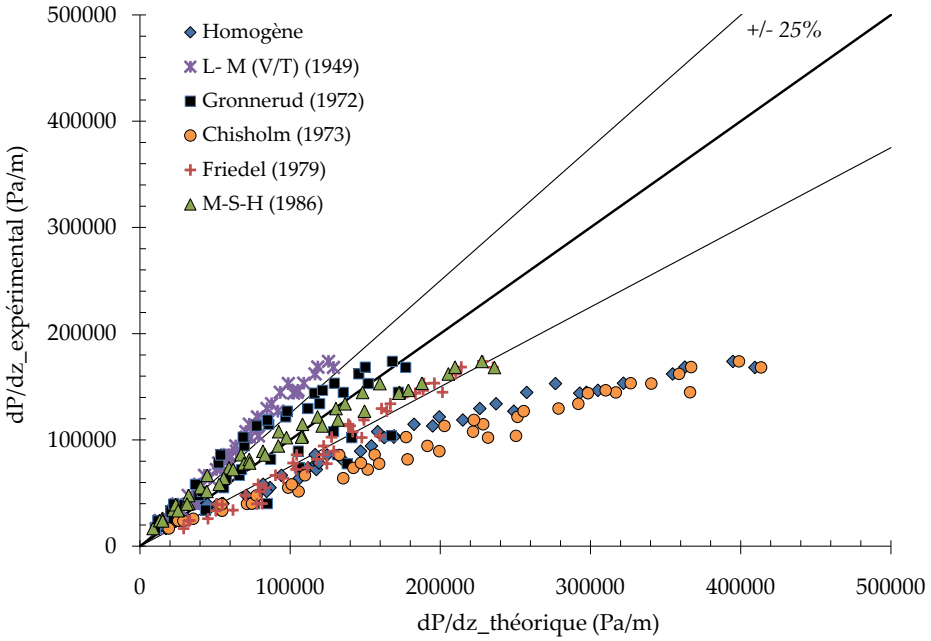


FIGURE 6.31 – Comparaison entre les pertes de pression totales expérimentales et celles prédites par les données de la littérature pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$

Notons que pour la corrélation de Lockhart et Martinelli (1949), nous avons considéré la phase liquide comme étant laminaire (ou visqueuse selon Chisholm et Laird (1958)) et la phase vapeur comme turbulente. Nous remarquons que les modèles qui prennent le mieux en compte l'évolution des pertes de pression expérimentales sont ceux de Müller-Steinhagen et Heck (1986) avec 69,6 % de points prédits à ±25% et celui de Friedel (1979) avec une prédiction de $45,6\%$ de nos points à ±25%. Le modèle de Grönnerud (1972) permet de prédire près de 50% de nos points expérimentaux mais présente une assez forte dispersion. Cela nous a conduit à conclure que les phénomènes physiques pris en compte dans la construction de ce modèle ne sont pas analogues aux comportements observés lors de nos campagnes d'essais. Selon ces comparaisons, les résultats prédits par le modèle homogène restent très éloignés de ce que nous observons expérimentalement pour cette cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$.

➢ Analyse des données de la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$

Sur la Figure 6.32, nous avons comparé les corrélations de prédiction des pertes de pression avec les résultats expérimentaux pour la cale $C_2(a = 5,6\ - b = 0,816\,mm)$.

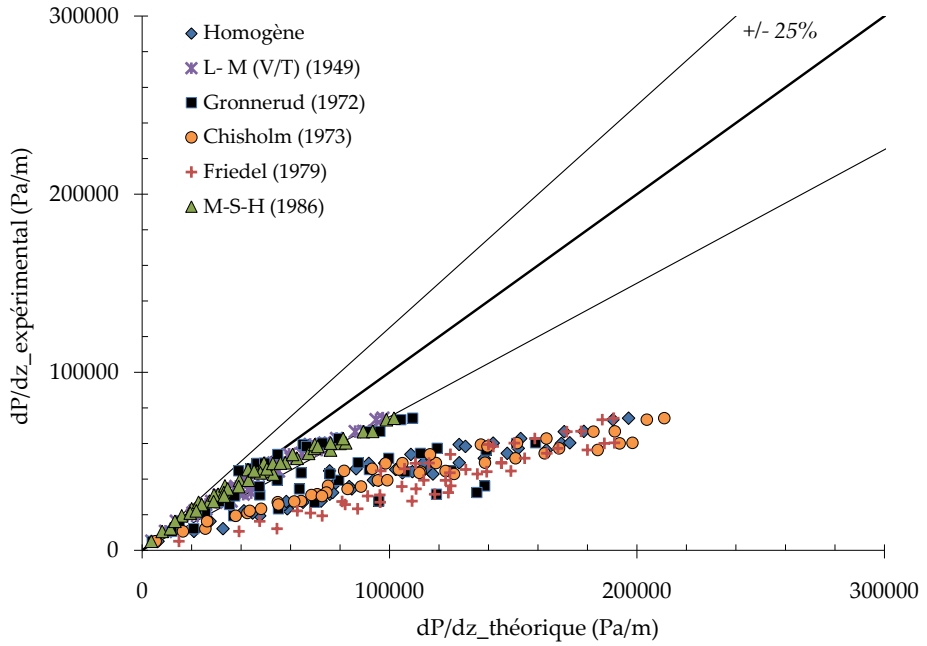


FIGURE 6.32 – Comparaison entre les pertes de pression totales expérimentales et celles prédites par les données de la littérature pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$

Différemment des résultats obtenus avec la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$, le modèle qui permet de mieux prédire l'évolution des pertes de pression pour le mini-canal $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ est celui de Lockhart et Martinelli (1949) avec $93,6\%$ des points prédits à $\pm 25\%$ ce qui est plutôt élevé. Ce modèle est suivi de celui de Müller-Steinhagen et Heck (1986) qui prédit $82,9\%$ des points expérimentaux à $\pm 25\%$. Ce dernier modèle montre à nouveau son niveau de performance car il est capable de prédire très correctement l'évolution des pertes de pression, même lorsque le rapport d'aspect du mini-canal change pour un même diamètre hydraulique (comparaison des cales C_1 et C_2).

Nous pouvons observer que le modèle homogène pour cette cale C_2, prédit très mal l'évolution des pertes de pression diphasiques totales.

➢ Analyse des données de la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$

Nous représentons sur la Figure 6.33 les données concernant les pertes de pression diphasiques totales pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$.

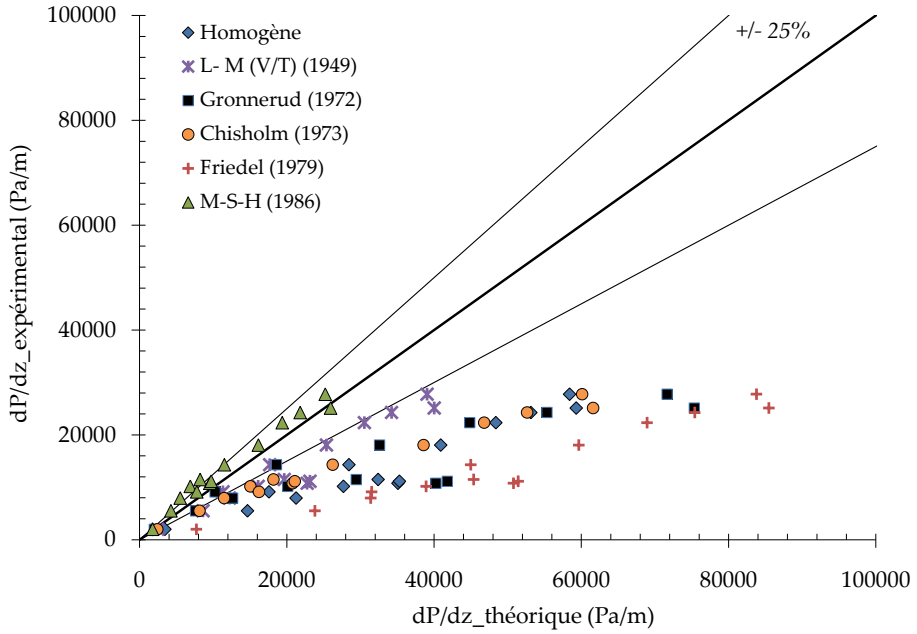


FIGURE 6.33 – Comparaison entre les pertes de pression totales expérimentales et celles prédites par les données de la littérature pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$

Nous rappelons que ces résultats ont été obtenus pour les vitesses massiques de $100\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ et $200\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ d'où la différence en termes de nombre de points présentés par rapport aux cales précédentes. Ici encore, le modèle capable de prédire le plus de points expérimentalement obtenus est celui de Müller-Steinhagen et Heck (1986) avec $71,4\%$ des points prédits à $\pm 25\%$. Cependant, vu le faible nombre de données pour cette cale d'essais, nous ne pouvons pas confirmer cette tendance pour les valeurs plus élevées de pertes de pression.

Le lecteur pourra remarquer que les données prédites par le modèle homogène restent encore très éloignées de nos résultats expérimentaux.

➢ Analyse des données de la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$

Enfin, nous représentons sur la Figure 6.34 les comparaisons entre nos données expérimentales et les corrélations de la revue bibliographique pour la cale d'essais $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$.

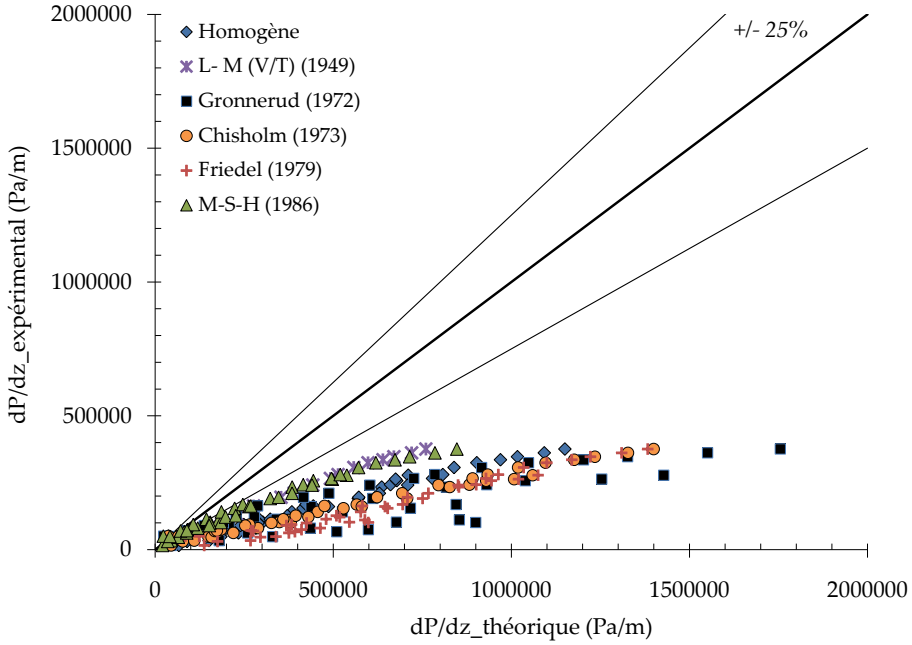


FIGURE 6.34 – Comparaison entre les pertes de pression totales expérimentales et celles prédites par les données de la littérature pour la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$

Les données présentées sur la Figure 6.34 montrent toute l'importance de l'impact du diamètre hydraulique sur l'évolution des pertes de pression diphasiques. En effet, pour cette cale, aucun des modèles présentés ici n'est capable de prédire correctement nos points expérimentaux. Nous notons cependant que le modèle le plus proche de ces données est encore celui de Müller-Steinhagen et Heck (1986) qui prédit $24,4\%$ de nos points expérimentaux à $\pm 25\%$, ce qui est largement insuffisant.

Ici encore le modèle homogène s'avère très inexact comme outil de prédiction des pertes de pression, ce qui tend à confirmer que dès lors que l'on s'éloigne des conduites de section circulaire un décalage existe par rapport aux évolutions observées en mini-tube. En effet, certains auteurs (Saitoh *et al.* (2005), Ribatski *et al.* (2006), parmi d'autres) soutiennent que la réduction de la section de passage d'un mini-tube tend à forcer les deux phases à s'écouler à des vitesses proches et ainsi les pertes de pression se rapprocheraient de la prédiction homogène. Selon nos résultats, cette évolution serait différente pour les écoulements en mini-canaux.

Ainsi, dans les paragraphes suivants, nous avons proposé d'établir une corrélation permet-

tant de prendre en compte l'évolution des pertes de pression observées expérimentalement dans notre étude.

☞ *Proposition d'une loi corrélative prédisant nos données expérimentales*

Après l'étude de toutes ces données, nous avons pu noter que le modèle homogène était très loin de pouvoir prédire les pertes de pression obtenues expérimentalement dans notre travail. Ainsi, de manière à formuler une loi corrélative permettant de prédire nos données, nous nous sommes basés sur une approche de type modèle à phases séparées. Cette démarche assez intuitive permet d'utiliser le concept de multiplicateurs diphasiques définis lors du travail de Lockhart et Martinelli (1949). Ces multiplicateurs peuvent s'obtenir selon :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} = \Phi_l^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} = \Phi_v^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{v(fr)} = \Phi_{lo}^2 \left(\frac{dP}{dz}\right)_{lo(fr)} \tag{6.17}$$

La perte de pression théorique pour la phase liquide se calcule suivant :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} = -\frac{2 f_l G^2 (1-x)^2}{\rho_l d_h} \tag{6.18}$$

En considérant le multiplicateur diphasique de la phase liquide, nous avons :

$$\Phi_l = \left(1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}\right)^{1/2} \tag{6.19}$$

avec χ qui est le paramètre de Lockhart et Martinelli (1949) et qui peut se calculer selon :

$$\chi = \left[\frac{(dP/dz)_l}{(dP/dz)_v}\right]^{1/2} = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{1/2} \left(\frac{f_l}{f_v}\right)^{1/2} \left(\frac{1-x}{x}\right) \tag{6.20}$$

Ainsi, de manière à corréler nos données expérimentales à l'aide d'une loi prédictive, il est nécessaire d'ajuster la valeur du paramètre C selon l'approche de type modèle à phases séparées. Notons que la détermination des multiplicateurs diphasiques (équation (6.17)) prend en compte le terme dû aux pertes de pression diphasiques causées par le frottement et non le terme dû aux pertes de pression diphasiques totales.

➢ Démarche de détermination du paramètre C pour nos résultats expérimentaux

Nous représentons sur la Figure 6.35 les données concernant l'évolution du multiplicateur diphasique expérimental en fonction du paramètre de Lockhart et Martinelli (1949) pour l'ensemble des quatre cales d'essais. Nous avons aussi présenté sur cette figure l'évolution des multiplicateurs diphasiques de Lockhart et Martinelli (1949) en considérant les phases liquide et vapeur, comme soit : laminaire / laminaire ; laminaire / turbulent ; turbulent / turbulent.

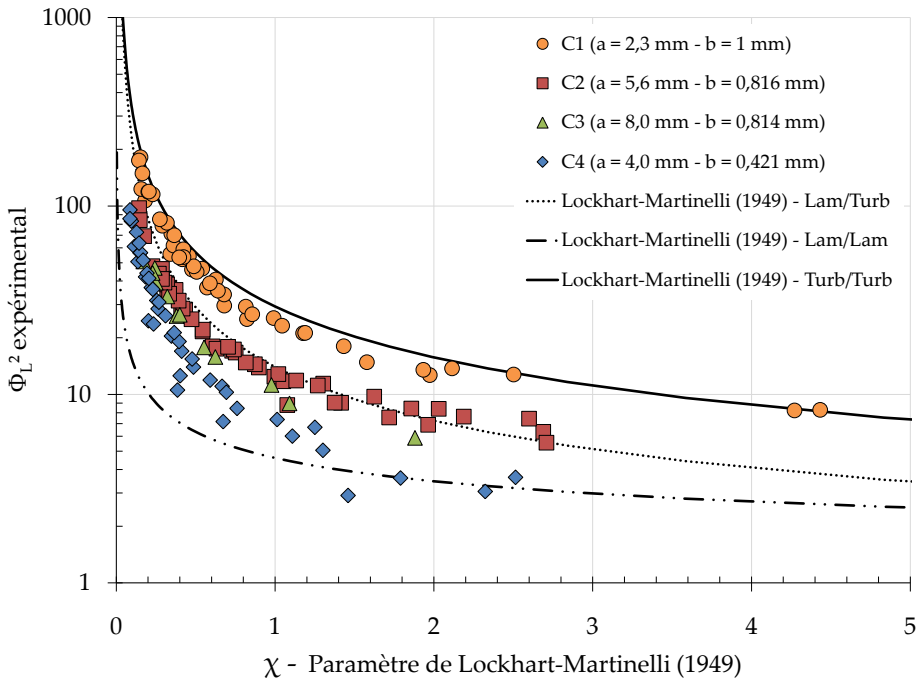


FIGURE 6.35 – Evolution du multiplicateur diphasique expérimental pour l'ensemble des cales d'essais

Une fois ce graphique représenté, il est plutôt simple de retrouver l'évolution de la variable C permettant de calculer le multiplicateur diphasique expérimental. De même que Lee et Lee (2001b), nous avons observé que cette variable dépend du débit et peut s'écrire sous la forme :

$$C = c_1 Re_{lo}^{c_2} \tag{6.21}$$

Ainsi, en ajustant la valeur des paramètres c_1 et c_2 sur l'ensemble de notre gamme de vitesse massique, nous avons obtenu la constante C qui permet d'approximer au mieux nos valeurs de pertes de pression qui peuvent s'exprimer selon :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{diph(fr)} = \left(1 + \frac{c_1 Re_{lo}^{c_2}}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}\right)\left(\frac{dP}{dz}\right)_{l(fr)} \tag{6.22}$$

Les données présentées sur la Figure 6.35 montrent que les valeurs de cette variable C dépendent de la cale d'essais. Ainsi, nous avons reporté dans la Table 6.1, les valeurs de chacun des paramètres C en fonction de leur cale d'essais spécifique.
Ces données montrent qu'il est possible de trouver une loi de détermination des pertes de pression plus adaptée que celles qui ont été définies dans la littérature pour chacune de nos cales d'essais. Ainsi, nous présentons sur la Figure 6.36, un récapitulatif des comparaisons entre l'ensemble des corrélations et nos données expérimentales, dépendant de l'écart relatif.

Cale d'essais	C	Prédiction à $\pm 25\%$
$C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$	$2,23Re_{lo}^{0,31}$	$95,6\ \%$
$C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$	$0,82Re_{lo}^{0,34}$	$95,7\%$
$C_3(a = 8,0\,mm - b = 0,814\,mm)$	$1,3Re_{lo}^{0,27}$	$85,7\%$
$C_4(a = 4,0\,mm - b = 0,421\,mm)$	$0,133Re_{lo}^{0,52}$	75%

TABLE 6.1 – Détermination du paramètre C pour l'ensemble des cales d'essais

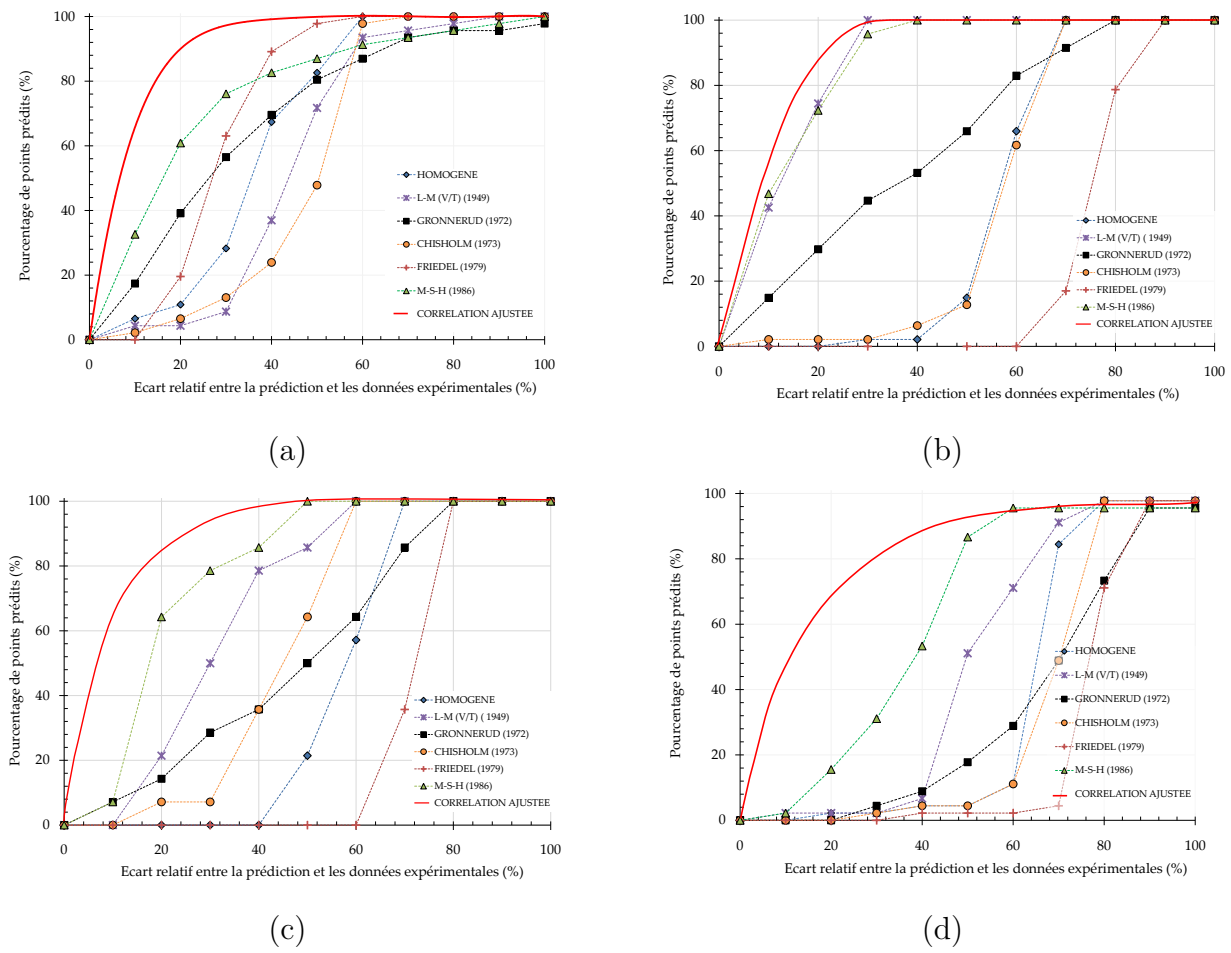


FIGURE 6.36 – Représentation du pourcentage des points expérimentaux prédits par les corrélation en fonction de l'écart relatif pour le mini-canal : (a) $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ (b) $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ (c) $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$ (d) $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$

✍ Formalisation d'une corrélation généralisée pour l'estimation des pertes de pression

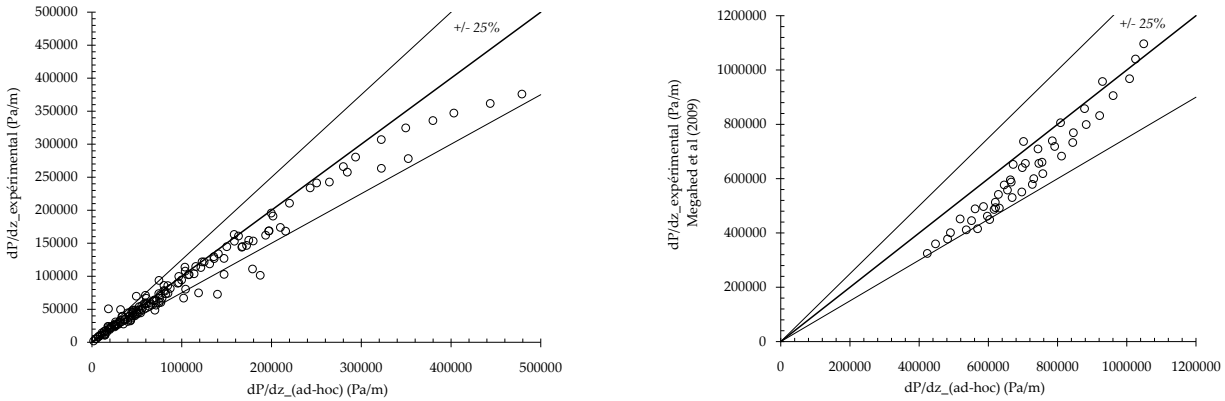
Nous avons montré, dans ce paragraphe, qu'il était possible de trouver une corrélation, spécifique à chaque cale, surpassant les outils de prédiction des pertes de pression de la bibliographie. Ces nouvelles corrélations ont pu prédire au moins 75% de nos données expérimentales avec une incertitude de ±25%. Au regard des corrélations formulées, nous avons décidé de chercher à établir une loi généralisée prenant en compte l'influence de la géométrie des mini-canaux sur l'évolution des pertes de pression diphasiques par frottement. Ainsi, nous proposons une écriture généralisée du nombre de Chisholm et Laird (1958) pour nos mini-canaux selon l'expression :

$$C_{ad-hoc} = c3 \times \gamma^{c4} (Co_{ad-hoc})^{c5} Re_{lo}^{\left(c6 \times \gamma^{c7} (Co_{ad-hoc})^{c8}\right)} \tag{6.23}$$

Nous rappelons que l'expression, ainsi que la construction, du nombre de confinement que nous avons défini, C_{ad-hoc}, ont été formulées à l'équation (6.16). De ce fait en ajustant les paramètres $c3, c4, c5, c6$ et $c7$ à l'aide d'une méthode itérative, nous obtenons la loi généralisée suivante :

$$C_{ad-hoc} = 3,3 \times \gamma^{1,43} (Co_{ad-hoc})^{-2,52} Re_{lo}^{\left(0,318 \times \gamma^{-0,22} (Co_{ad-hoc})^{0,66}\right)} \tag{6.24}$$

L'originalité de l'écriture de cette corrélation vient du fait que tous les termes exprimés ici sont adimensionnels et tiennent compte du confinement de l'écoulement dans un mini-canal. Cette corrélation généralisée et basée sur plus de 150 points expérimentaux permet de corréler 90,1% de nos points expérimentaux à ±25% comme le montre la Figure 6.37a.



(a) (b)

FIGURE 6.37 – Comparaison entre notre corrélation prédictive et : (a) nos données expérimentales (b) les résultats expérimentaux de Megahed et Hassan (2009)

Pour s'assurer de la pertinence de cette corrélation nous l'avons testée sur les résultats de Megahed et Hassan (2009) qui proposent d'étudier les pertes de pression pour un écoulement de FC72 en ébullition dans un canal rectangulaire de $225\,\mu m$ de largeur et $276\,\mu m$ de hauteur. Nous pouvons remarquer que le rapport d'aspect $(0,81)$ ici défini est supérieur à $0,43$ qui est la valeur maximale nous ayant permis de construire notre corrélation. Pourtant, les comparaisons de notre outil prédictif avec les données de ce travail expérimental ont montré un accord particulièrement excellent avec $95,7\%$ des points prédits à $\pm 25\%$ comme le montre la Figure 6.37b. Bien entendu, nous envisageons par la suite d'effectuer des comparaisons avec d'autres résultats de la littérature, représentant les évolutions du gradient de pression pour des canaux rectangulaires, pour étendre la validité de cette corrélation à un nombre plus grand d'essais.

6.4.3 Évolution des coefficients d'échange thermique

De la même manière que pour les pertes de pression, nous nous sommes fixé comme objectif de comparer nos résultats expérimentaux aux données de la littérature pour les échanges thermiques pour ensuite formuler une corrélation adaptée aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Nous rappelons que les calculs du titre thermodynamique ainsi que du coefficient d'échange thermique sont réalisés à la position du thermocouple n^o3 selon les hypothèses que nous avons formulées dans les conclusions du Chapitre 5. Le titre thermodynamique à la position de ce thermocouple s'obtient à l'aide de l'expression :

$$x_{(Tp3)} = \frac{\dfrac{\Phi_{conv,3}}{\dot{m}} + c_{p,l}(T_{amont} - T_{sat,3})}{h_{lv}} \tag{6.25}$$

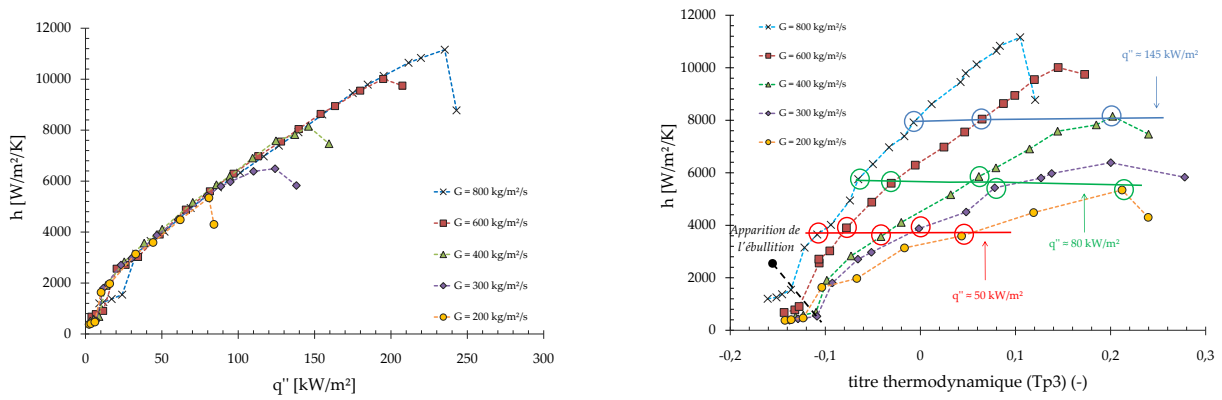
où $\Phi_{conv,3}$ représente le flux convecté par l'écoulement jusqu'à la position du thermocouple de paroi n^o3. $T_{sat,3}$ est la température de saturation sur une section droite située à la position du thermocouple de paroi n^o3. Nous rappelons que cette température peut s'obtenir à l'aide de la détermination de la pression de saturation à la position z où ce thermocouple est localisé. La procédure de détermination de la perte de pression lors d'un écoulement en ébullition saturée a déjà été détaillée au § 6.4.2. Le calcul du coefficient d'échange thermique à la position de ce thermocouple peut alors s'obtenir selon :

$$h_{Tp3} = \frac{q''}{T_{p3} - T_{sat,3}} \tag{6.26}$$

Après avoir défini ces deux paramètres essentiels, nous avons étudié dans les paragraphes suivants les influences de la vitesse massique ainsi que de la géométrie sur l'évolution des coefficients d'échange thermique.

☞ Influence de la vitesse massique sur les coefficients d'échange thermique

Nous présentons à l'aide de la Figure 6.38, l'impact du flux de chaleur convecté par l'écoulement et du titre thermodynamique sur les coefficients d'échange thermique. Cette étude a été réalisée pour des vitesses massiques différentes pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$.



(a) (b)

FIGURE 6.38 – (a) Influence du flux de chaleur convecté par l'écoulement et (b) Impact du titre thermodynamique sur les coefficients d'échange thermique pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et un sous-refroidissement de 15^oC

Les données de cette figure nous permettent d'observer que lorsque la variable considérée est le flux de chaleur échangé aux parois, l'évolution des coefficients d'échange de chaleur ne dépend pas de la vitesse massique (en condition d'ébullition pleinement développée et pour des conditions éloignées de l'assèchement de paroi). Lors de l'ébullition convective, deux mécanismes peuvent contrôler (quelque fois simultanément) les échanges thermiques : l'ébullition nucléée ou l'évaporation convective. Pour déterminer la prépondérance d'un des deux mécanismes lors de l'ébullition (§ 2.2.4), il est astucieux de représenter l'évolution des transferts thermiques en fonction du titre thermodynamique. Dans ce cas, pour évaluer l'importance d'un des mécanismes, il est nécessaire de conserver soit la vitesse massique ou soit le flux de chaleur échangé aux parois à une valeur constante. En effet, si les coefficients d'échange varient avec la vitesse massique, mais peu avec le flux de chaleur échangé, alors c'est le mécanisme d'évaporation convective qui pilote les transferts de chaleur et les corrélations permettant de prédire ces évolutions dépendent du titre thermodynamique. Si ces coefficients d'échange thermique évoluent avec le flux échangé, mais peu avec le débit alors c'est le mécanisme d'ébullition nucléée qui est alors prépondérant.

Ainsi, selon nos résultats expérimentaux, nous avons observé que l'augmentation de la densité de flux de chaleur échangée aux parois (qui entraîne l'augmentation du titre), pour une

même vitesse massique, conduit à l'accroissement des coefficients d'échange thermique. Ce résultat signifierait que le mécanisme contrôlant les échanges thermique serait ici l'ébullition nucléée. De manière à corroborer ce résultat, nous avons tracé les valeurs de titre obtenues pour différentes vitesses massiques mais une même densité du flux de chaleur échangée. Il est remarquable d'observer que le coefficient d'échange est indépendant du titre pour cette configuration. Ainsi, ces deux présentations démontreraient que le mécanisme principal permettant de caractériser les échanges thermiques serait l'ébullition nucléée.

Toutefois, nous avons observé à l'aide de nos visualisations que les régimes d'écoulement les plus nombreux correspondaient au régimes ne présentant pas d'interfaces fermées, une fois que le titre thermodynamique est positif. En règle générale, c'est le mécanisme d'évaporation convective qui devrait contrôler les transferts thermiques dans ce cas. Comment pouvons-nous alors expliquer ce résultat ? Selon notre interprétation, nous pensons que les phénomènes liés à l'apparition d'instabilités peuvent conduire à une invariabilité du coefficient d'échange thermique avec les vitesses massiques ou avec le titre thermodynamique pour un même flux échangé.

☞ Influence de la géométrie sur les coefficients d'échange thermique

L'évolution des coefficients d'échange thermique avec la densité de flux pour les différents mini-canaux étudiés et pour différentes vitesses massiques a été représentée sur la Figure 6.39.

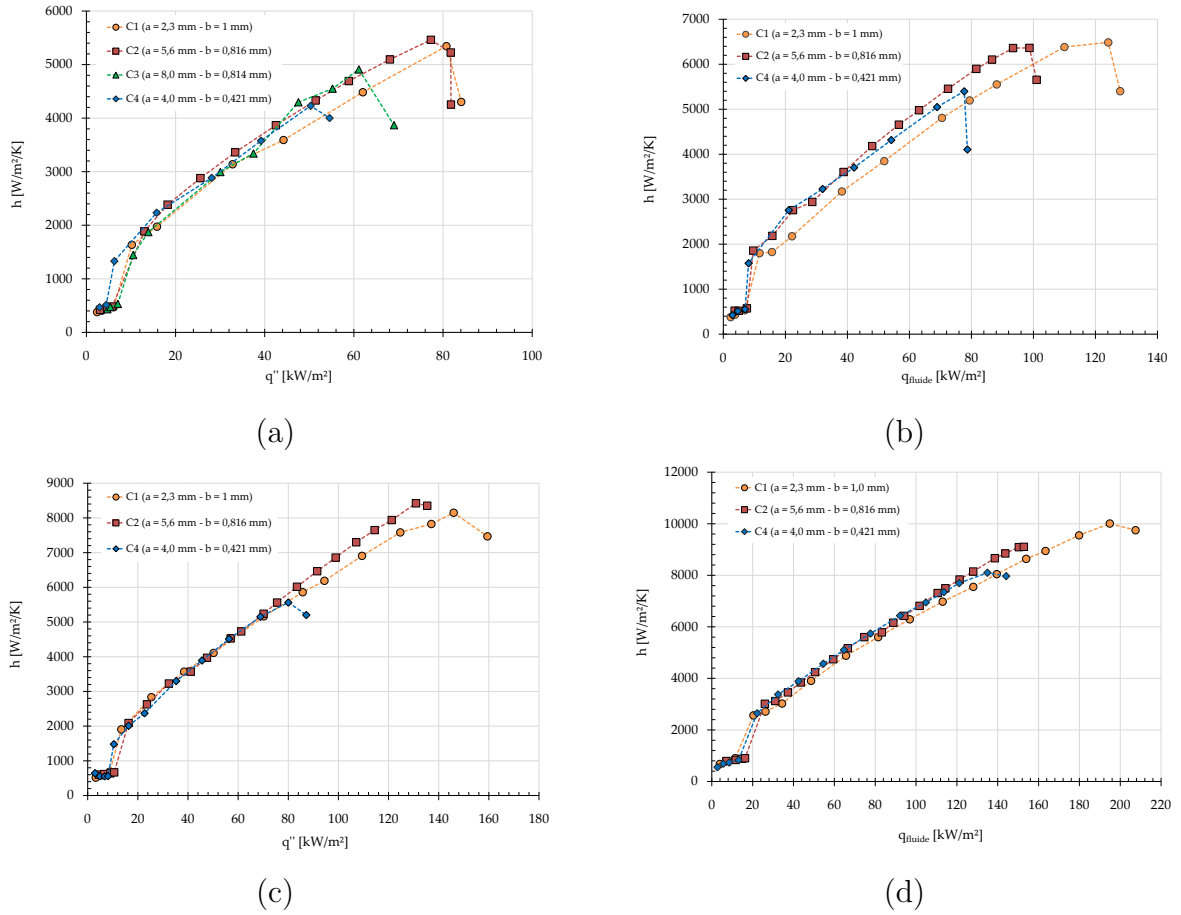


FIGURE 6.39 – Influence de la géométrie sur l'évolution des coefficients d'échange thermique en fonction de la densité de flux de chaleur pour une vitesse massique de : (a) 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ (b) 300 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ (c) 400 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et (d) 600 $kg.m^{-2}.s^{-1}$

Les données présentées sur cette figure permettent de montrer relativement bien que pour une même densité de flux échangée entre la paroi et le fluide le coefficient d'échange thermique est approximativement le même, quelle que soit la cale (et donc la géométrie) choisie lors de l'ébullition pleinement développée.

De manière à mieux illustrer l'influence du confinement sur les transferts thermiques, nous avons représenté la variation des coefficients d'échange en fonction du titre thermodynamique. Ces évolutions sont présentées sur la Figure 6.40.

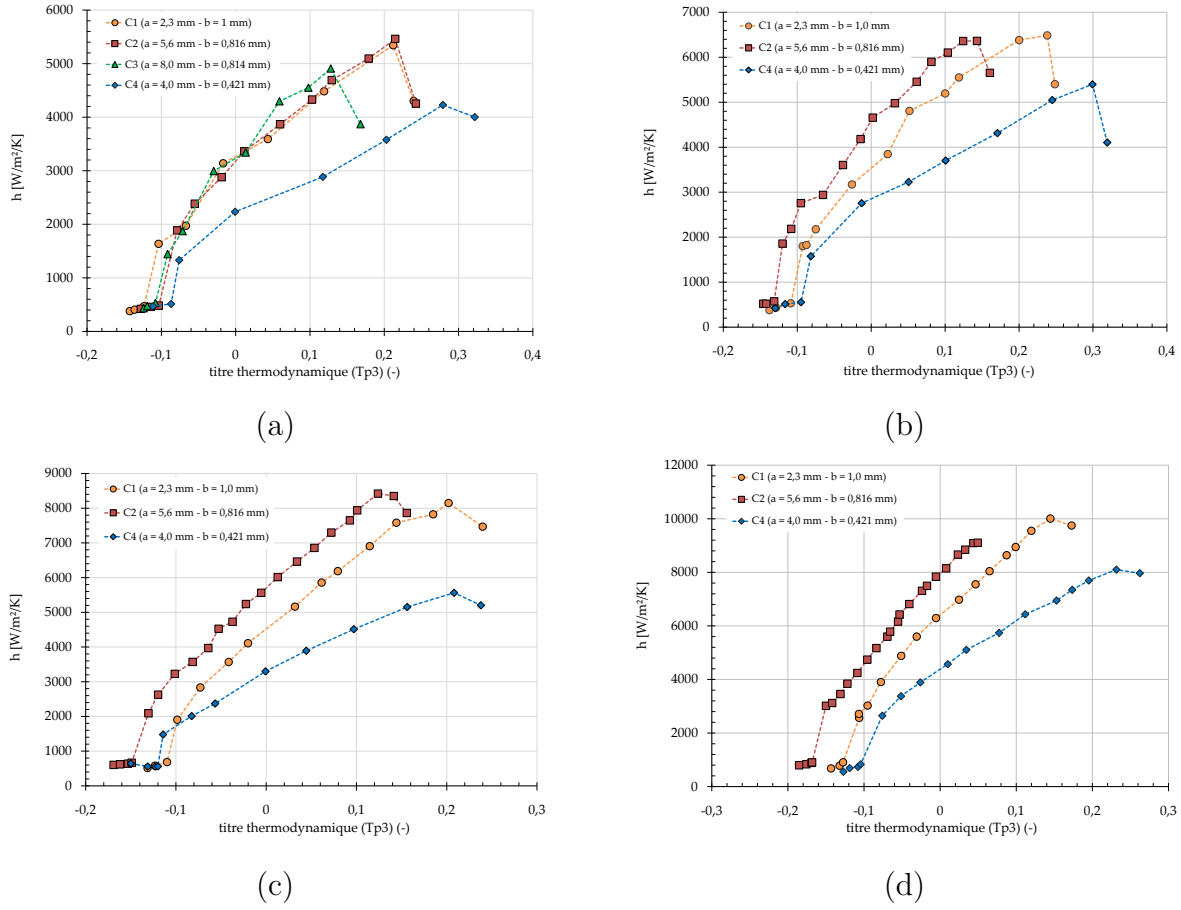


FIGURE 6.40 – Influence de la géométrie sur l'évolution des coefficients d'échange thermique en fonction du titre thermodynamique pour une vitesse massique de : (a) 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ (b) 300 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ (c) 400 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et (d) 600 $kg.m^{-2}.s^{-1}$

Les données de cette figure montrent que la géométrie des différents canaux peut impacter l'évolution des coefficients d'échange thermique pour un même titre de vapeur. En effet, si la vitesse massique est conservée constante, l'augmentation de la section de passage pour un mini-canal de même diamètre hydraulique conduit à une intensification des échanges thermiques, tandis que la diminution du diamètre hydraulique conduirait à une diminution de ces coefficients d'échange de chaleur. C'est un résultat qui a aussi été reporté par Harirchian et Garimella (2009). Nous n'avons pas trouvé d'explications à cette observation et nous pensons que les phénomènes instables peuvent conduire à une réduction de l'efficacité des échanges thermiques lorsque la section de passage est réduite pour une même vitesse massique.

Cependant d'un point de vue applicatif, il paraît judicieux de comparer l'influence de cette géométrie pour un même débit massique imposé. Aussi, nous avons représenté sur la Figure 6.41, l'évolution de ces coefficients d'échange thermique en fonction du titre thermodynamique pour des débits massiques voisins et pour les quatre cales d'essais.

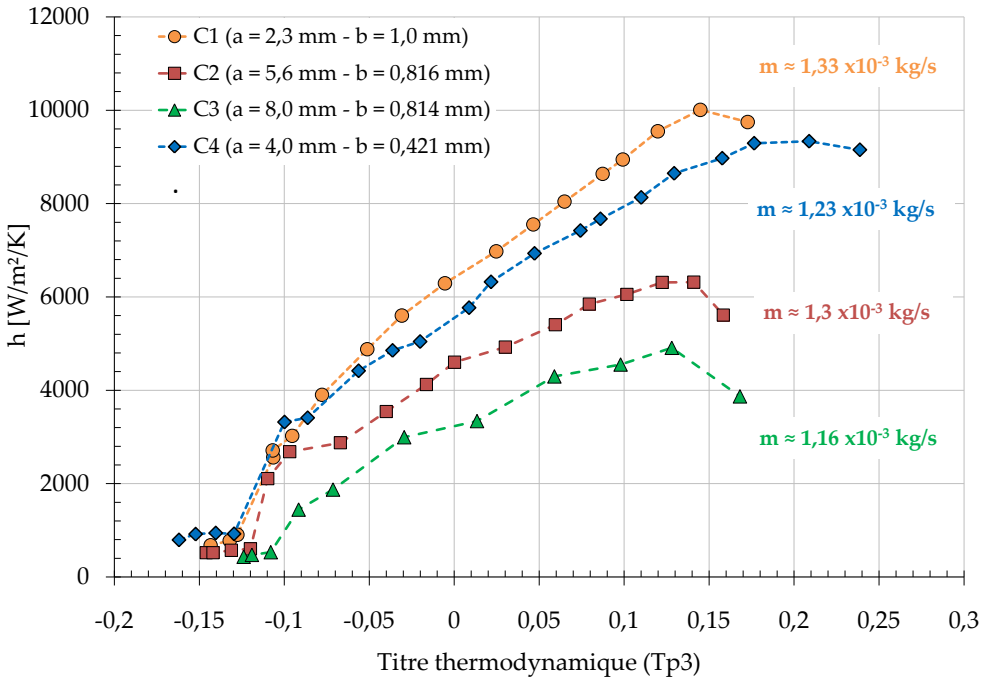


FIGURE 6.41 – Influence de la géométrie sur les coefficients d'échange thermique pour un même débit massique

Selon cette représentation, l'influence de la géométrie semble être plus en accord avec l'évolution du confinement au sein des mini-canaux. Nous détaillerons l'influence de chacun de ces paramètres géométriques dans les paragraphes suivants :

➢ Influence de la largeur de cale et du rapport d'aspect

L'impact de la largeur de canal est analysée pour les cales d'essais $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm - \gamma_2 = 0,146)$ et $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm - \gamma_3 = 0,101)$. Il est particulièrement intéressant de noter que les résultats obtenus montrent que, pour ces cas, l'augmentation de cette largeur conduit à une diminution des échanges thermiques pour une même concentration de vapeur. En effet, le confinement tend à augmenter avec la réduction de la largeur de canal. Nous pensons que le rapprochement entre ces parois latérales conduit à une intensification des transferts de chaleur. C'est exactement le même phénomène qui traduirait l'augmentation des transferts thermiques pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm - \gamma_1 = 0,435)$ qui a un rapport d'aspect presque trois fois supérieur à la cale C_2 pour un même diamètre hydraulique.

➢ Influence du diamètre hydraulique

Ainsi, en considérant les mini-canaux $C_2(\gamma_3 = 0,146)$, $C_3(\gamma_3 = 0,101)$, $C_4(\gamma_4 = 0,105)$ (qui ont un rapport d'aspect voisin), nous avons relevé que l'augmentation de la section de passage conduit à la diminution des échanges thermiques pour un même titre thermodynamique. En

effet, le confinement diminue avec l'augmentation de cette section de passage et conduit à des transferts thermiques moins intenses. Lorsque nous comparons les résultats obtenus avec la cale C_1 à celle de la cale C_4, nous constatons qu'il existe une forte compétition entre l'effet de la réduction de diamètre hydraulique et celui du rapport d'aspect. Ainsi, selon ces données, le rapport d'aspect aurait une importance majeure et conduirait à l'augmentation plus rapide des coefficients d'échange thermique pour un même débit massique [8].

Dans les paragraphes suivants, nous présentons les comparaisons effectuées entre nos résultats expérimentaux et les méthodes de prédiction des échanges thermiques de la revue bibliographique pour chacune des cales d'essais.

☞ *Comparaison des données expérimentales avec les corrélations de la revue bibliographique*

➢ Analyse des données de la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$

Pour évaluer la performance des moyens de prédiction (Chen (1966), Shah (1976), Gungor et Winterton (1986), Liu et Winterton (1990), Kandlikar et Balasubramanian (2003), Zhang *et al.* (2004)) que nous avons défini dans la revue bibliographie (§ 2.5.2), nous avons comparé nos données expérimentales avec ces outils.

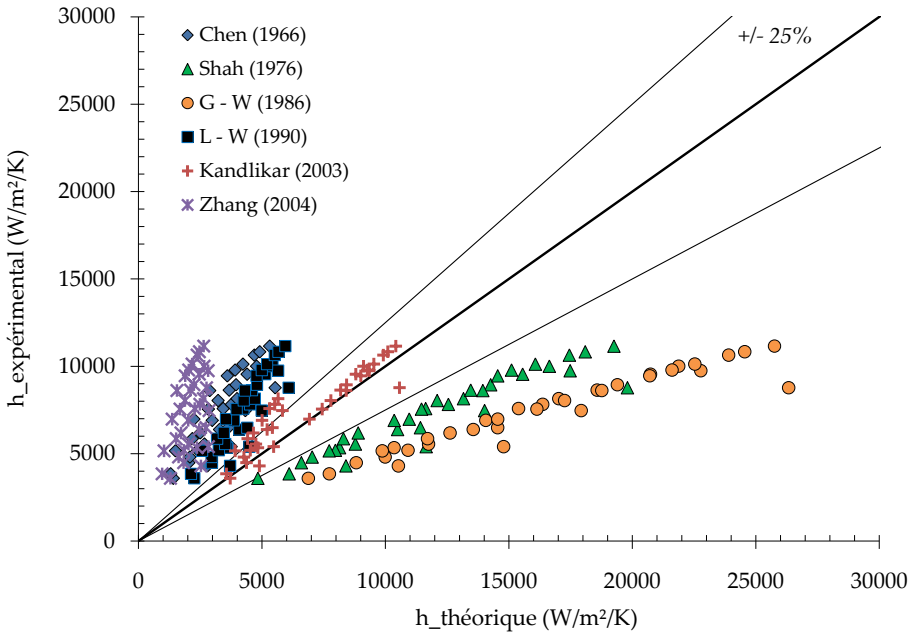


FIGURE 6.42 – Comparaison entre les coefficients thermiques expérimentaux et ceux prédits par les données de la littérature pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$

8. Nous pouvons souligner que pour cette étude, le nombre de confinement défini à l'équation (6.16) ne serait pas adapté pour justifier l'importance relative des échanges thermiques

Le paramètre F_l (qui a été défini dans le § 2.5.2) de la corrélation de Kandlikar et Balasubramanian (2003) est un paramètre qui dépend des propriétés thermophysiques du fluide ainsi que des effets de surface. Il doit être, selon l'auteur, déterminé de façon expérimentale bien qu'il n'ait aucune signification physique. Ainsi en ajustant au mieux ce paramètre avec nos données expérimentales, nous avons déterminé que sa valeur était égale à 0,8 pour le forane 365 HX et l'ensemble de nos cales d'essais. Le saut que l'on peut observer pour les données prédites par cette corrélation vient du changement de régime d'écoulement qui passe dans une phase de transition à la turbulence. Ainsi, dans cette configuration, les coefficients d'échange prédits par la loi de Kandlikar et Balasubramanian (2003), qui dépendent de la détermination d'un coefficient d'échange thermique monophasique, augmentent brusquement.

Les résultats obtenus montrent que la seule corrélation capable d'estimer nos données expérimentales est celle de Kandlikar et Balasubramanian (2003) avec $77,1\%$ des points prédits à $\pm 25\%$.

➢ Analyse des données de la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$

Sur la Figure 6.43, nous avons représenté les comparaisons entre nos points obtenus expérimentalement et les corrélations de la revue bibliographique.

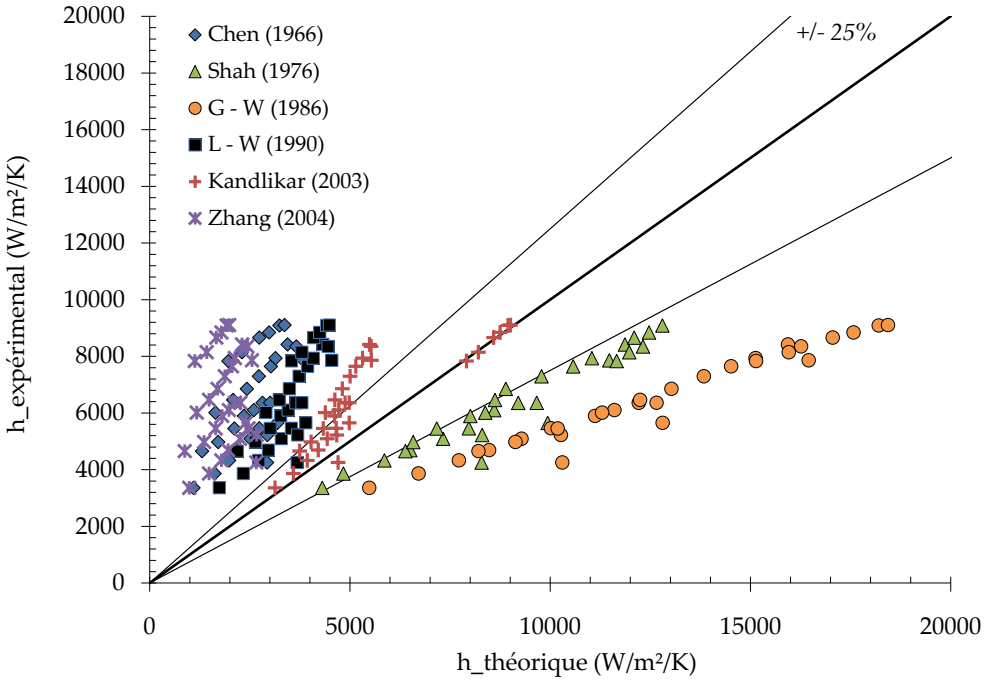


FIGURE 6.43 – Comparaison entre les coefficients thermiques expérimentaux et ceux prédits par les données de la littérature pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$

De la même manière que pour la cale C_1 nous avons noté que la corrélation qui permet de prédire le plus grand nombre de nos points expérimentaux à $\pm 25\%$ est celle de Kandlikar et Balasubramanian (2003) avec 55% de points prédits.

➢ Analyse des données de la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$

Les comparaisons avec les corrélations de la revue bibliographique pour la détermination des coefficients d'échange thermique ont été représentées sur la Figure 6.44 pour la cale d'essais $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$. Nous rappelons que pour cette cale d'essais, les points expérimentaux sont moins nombreux du fait que l'on a obtenu les courbes d'ébullition seulement pour les vitesses massiques de $100\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ et $200\,kg.m^{-2}.s^{-1}$.

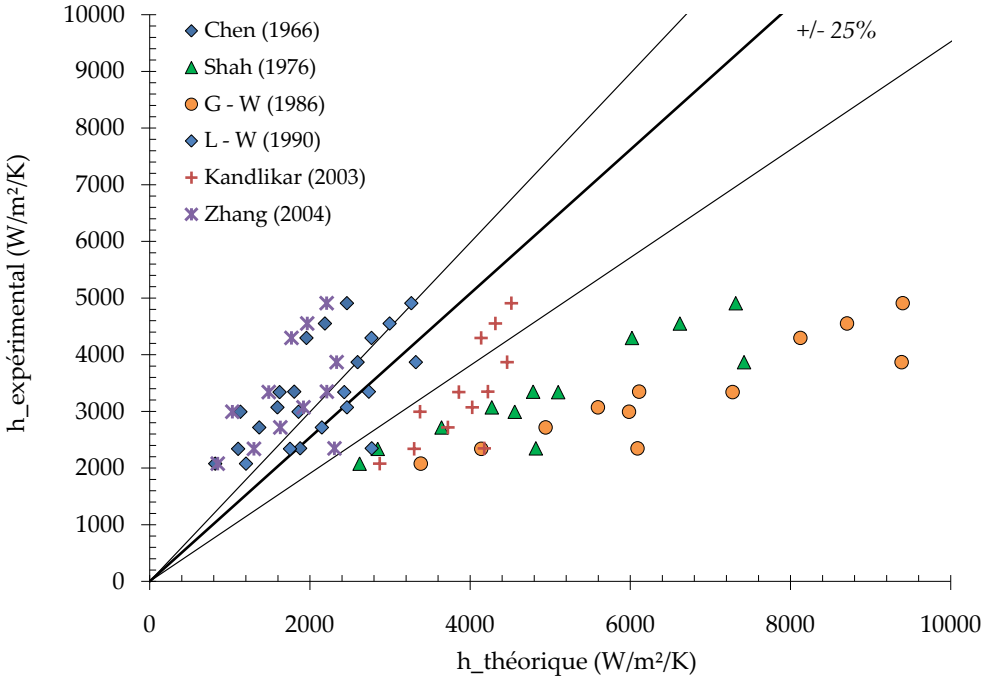


FIGURE 6.44 – Comparaison entre les coefficients thermiques expérimentaux et ceux prédits par les données de la littérature pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$

Nous observons qu'une nouvelle fois c'est la corrélation de Kandlikar et Balasubramanian (2003) qui permet d'obtenir les meilleures prédictions avec $66,7\%$ des points prédits à $\pm 25\%$.

➢ Analyse des données de la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$

Enfin, nous représentons les résultats des comparaisons effectuées pour la cale d'essais $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$ sur la Figure 6.44.

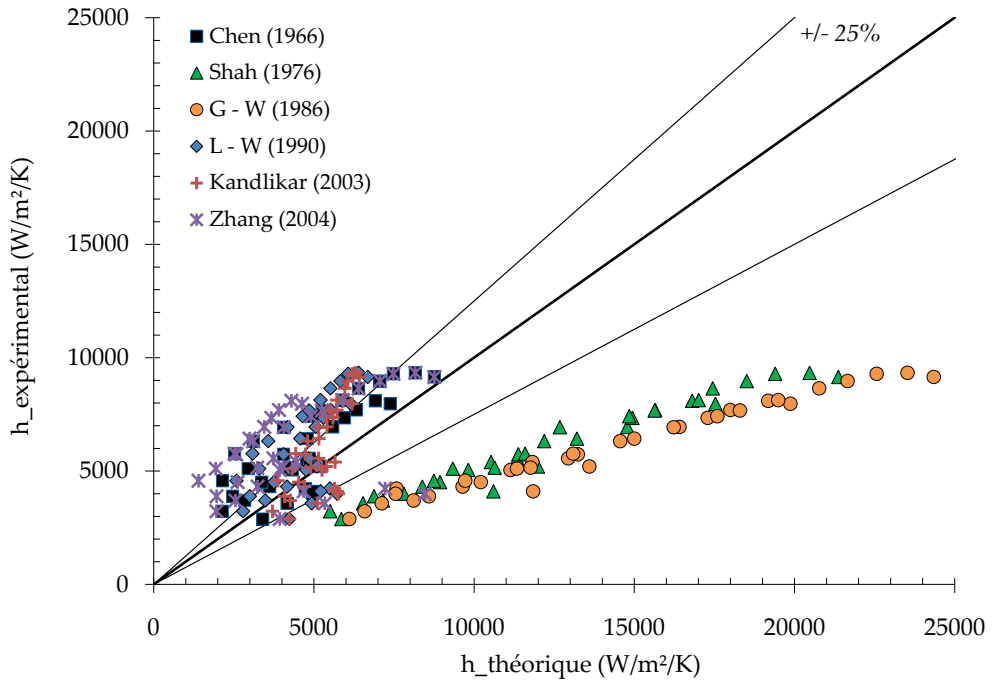


FIGURE 6.45 – Comparaison entre les coefficients thermiques expérimentaux et ceux prédits par les données de la littérature pour la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$

La réduction du diamètre hydraulique du mini-canal semble impacter l'évolution de la performance de prédiction des corrélations de la littérature. Ainsi, le modèle qui permet de mieux prédire nos points est cette fois celui de Chen (1966) avec 50 % des points qui sont prédits à ±25%. Le modèle de Kandlikar et Balasubramanian (2003) a un niveau de performance que nous avons estimé équivalent, avec 44% des points expérimentaux prédits.

✍ Formalisation d'une corrélation pour l'estimation des échanges thermiques

Selon notre étude expérimentale, les coefficients d'échange thermique ne dépendent que de l'intensité de la densité de flux échangée entre les parois des mini-canaux et le fluide de travail. De plus, nous avons montré dans ce paragraphe que ces coefficients d'échange thermique ne dépendraient pas de la géométrie pour une même densité de flux échangée. Ainsi, nous avons proposé de représenter l'évolution du coefficient d'échange thermique selon la formulation suivante, souvent rencontrée dans les conditions d'ébullition en vase :

$$h = c_1 \left(q''\right)^{c_2} \tag{6.27}$$

Ainsi en ajustant au mieux les constantes c_1 et c_2 nous aboutissons à :

$$h_{ad-hoc} = 2,91\left(q''\right)^{0,6684} \tag{6.28}$$

où h_{ad-hoc} est exprimé en $W.m^{-2}.K^{-1}$ et q'' en $W.m^{-2}$. De ce fait, en appliquant cette loi corrélative pour prédire l'évolution de nos coefficients d'échange expérimentaux, nous avons obtenu un très bon résultat. La performance de cette nouvelle corrélation a été comparée avec les performances des autres corrélations prédictives en fonction des écarts relatifs sur la Figure 6.46.

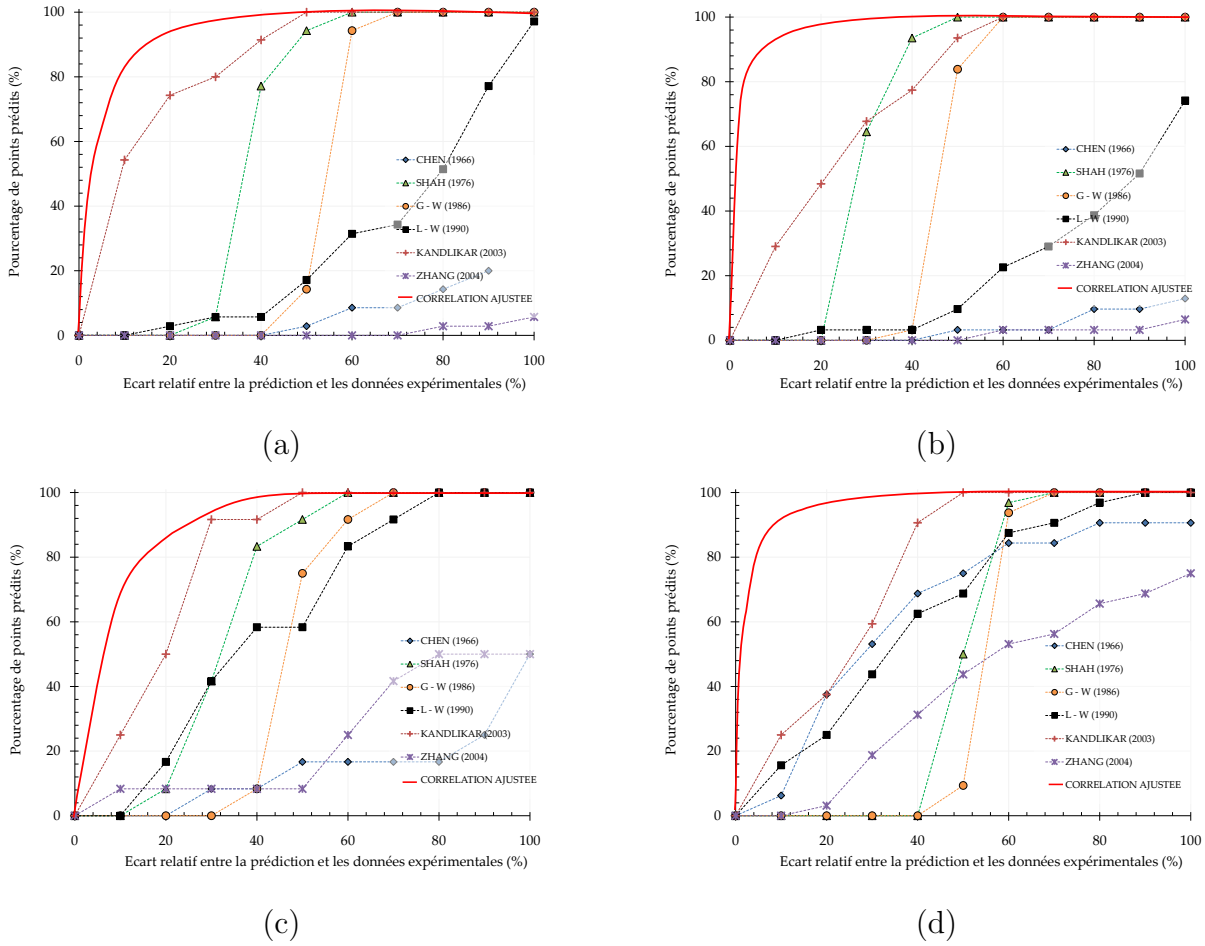


FIGURE 6.46 – Représentation du pourcentage des points expérimentaux prédits par les corrélations d'échange thermique en fonction de l'écart relatif pour le mini-canal : (a) $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ (b) $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ (c) $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$ (d) $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$

Les comparaisons avec les autres corrélations montrent que notre nouvelle corrélation permet de surpasser l'ensemble des méthodes de prédiction que nous avons étudiée dans notre revue bibliographique. Pour illustrer ces observations, nous représentons sur la Figure 6.47 la performance de cette nouvelle loi pour la prédiction de l'ensemble de nos points expérimentaux.

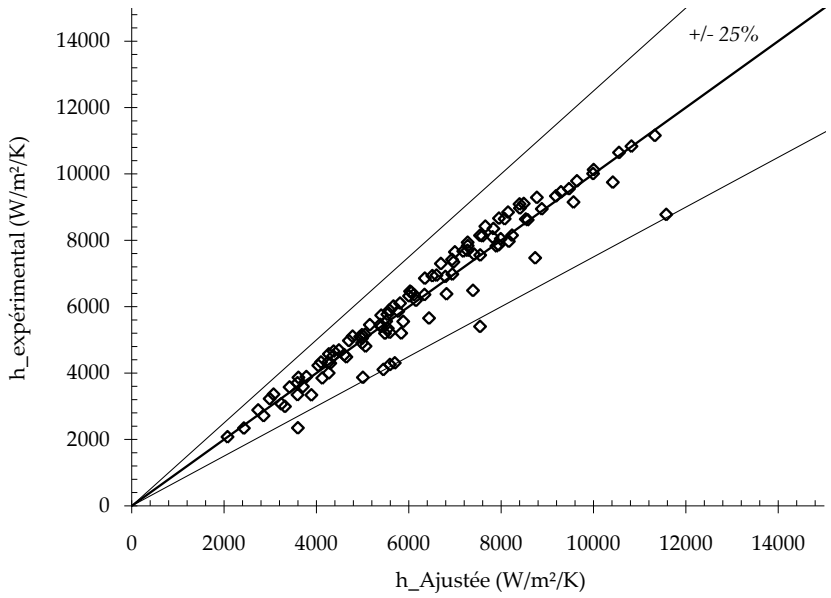


FIGURE 6.47 – Comparaison entre les données expérimentales et la corrélation h_{ad-hoc} définie à l'équation (6.28)

6.4.4 Conditions conduisant à l'assèchement de paroi

Après l'analyse de l'ensemble de ces données, nous avons étudié, de manière plus précise, l'évolution du flux conduisant à l'assèchement de paroi. Cette évolution constitue un paramètre important qui permet de caractériser un échangeur thermique fonctionnant en conditions diphasiques. Selon notre analyse réalisée à l'aide des visualisations, l'assèchement serait encore partiel, pour les conditions où nous l'avons observé. Selon les images acquises, ces phénomènes d'assèchement « cycliques » seraient suivis de remouillage de la paroi. De plus, pour les faibles vitesses massiques, nous avons pu observer que cet assèchement débute dans les coins des mini-canaux puis s'intensifie jusqu'au centre de ces derniers et peut conduire à l'apparition d'une instabilité similaire à celle observée par Barajas et Paton (1993) (appelée rivulet par les auteurs - (§ 2.3.2)). La Figure 6.48 illustre l'influence des coins du mini-canal $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$ dans l'apparition de l'assèchement pour une vitesse massique de $200\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ et une densité de flux de $81,7kW.m^{-2}$.

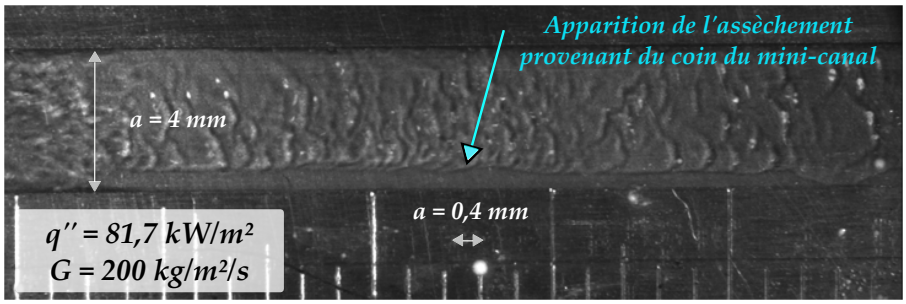


FIGURE 6.48 – Visualisation de l'assèchement dans le mini-canal $C_4(a = 4mm - b = 0,421mm)$ pour une vitesse massique de 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, une densité de flux de chaleur de $81,7kW.m^{-2}$ et un sous-refroidissement de 15^oC

De plus, nous avons observé ce phénomène de manière plus frappante (avec apparition d'une instabilité présentant un filet de liquide au centre) dans la cale $C_1(a = 2,3\ mm - b = 1\ mm)$ lors d'essais préalables effectués pour une pression de fonctionnement de $0,35\ bar$, une vitesse massique de 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et un flux de chaleur imposé de $77,5kW.m^{-2}$. Nous présentons la succession d'images retraçant l'évolution de ce phénomène sur la Figure 6.49.

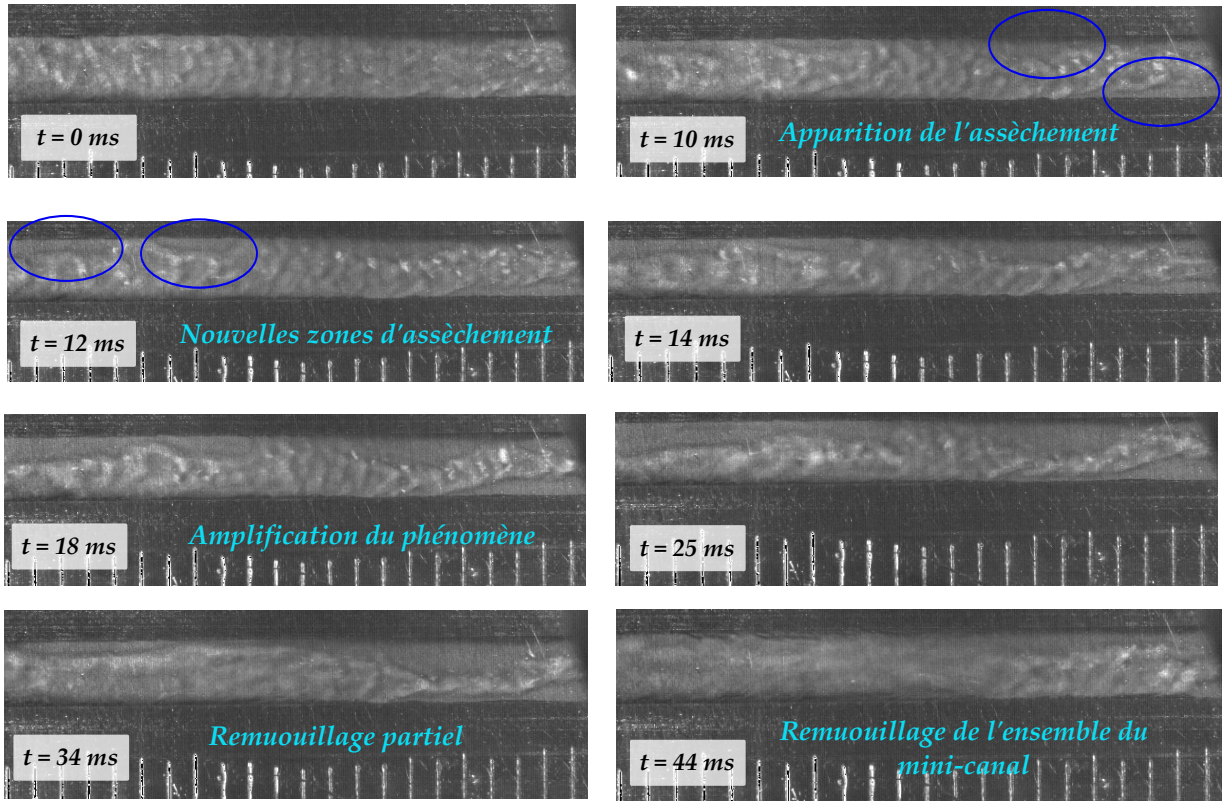
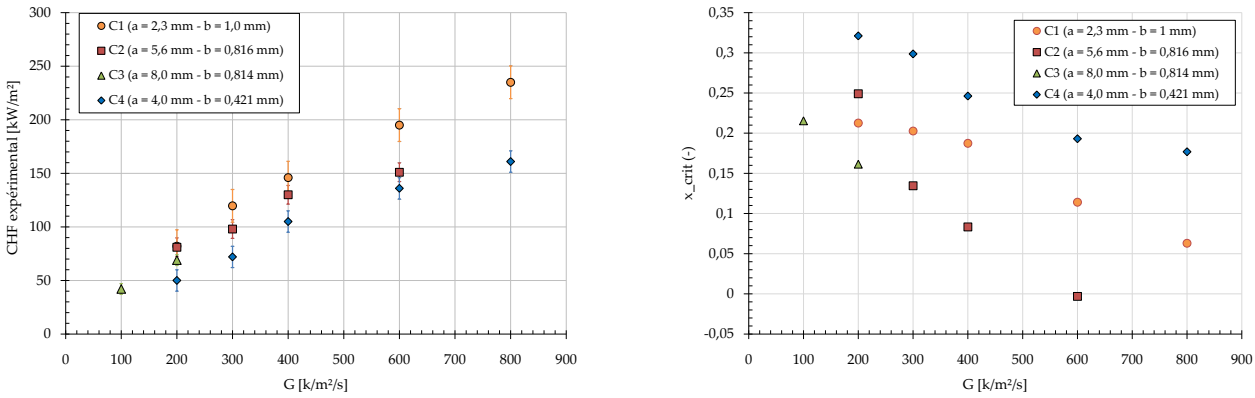


FIGURE 6.49 – Évolution de l'assèchement pour la cale $C_1(a = 2,3\ mm - b = 1\ mm)$ pour une vitesse massique de 200 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, une densité de flux de chaleur de $77,5kW.m^{-2}$ et un sous-refroidissement de 2^oC

Pour les vitesses plus élevées ($G > 300\ kg.m^{-2}.s^{-1}$), l'influence des coins n'a pas été aussi manifeste que sur les clichés présentés précédemment.

Comme nous l'avons précisé auparavant, le flux de chaleur amenant à l'assèchement de paroi augmente avec la vitesse massique pour chaque mini-canal. De surcroît, l'étude des données sur les courbes d'ébullition suggère que les paramètres géométriques semblent aussi moduler l'évolution de l'assèchement comme le montre la Figure 6.50a.

Les résultats présentés sur la Figure 6.50b indiquent que l'augmentation de la vitesse massique conduit à la diminution du titre critique (titre où l'assèchement de paroi apparaît). En effet, la vitesse de la vapeur devient plus importante avec l'accroissement de la vitesse massique. Cette augmentation amplifie le cisaillement interfacial entre le cœur de vapeur et le film liquide présent en paroi. Ainsi, les rides (ou vagues) générées par les instabilités de l'interface liquide/vapeur sont atomisées lorsque ce cisaillement devient très important (généralement pour les hauts flux de chaleur échangés). Dans ce cadre, le film liquide présent près des parois s'amincit plus rapidement avec l'augmentation du débit qui peut accélérer sa disparition en proche paroi.



(a) (b)

FIGURE 6.50 – Évolution expérimentale du : (a) flux critique (b) titre critique en fonction de la vitesse massique

Nous avons proposé, dans les paragraphes suivants, quelques explications concernant l'impact des paramètres géométriques sur l'apparition de l'assèchement.

➢ Impact du diamètre hydraulique

La comparaison des résultats est effectuée pour la cale $C_4(d_h = 0,761\,mm)$ par rapport aux autres cales. Les données expérimentales montrent que la réduction du diamètre hydraulique conduit à la diminution du flux amenant à l'assèchement pour un même débit. Ces données sont en accord avec l'évolution des données expérimentales de Wojtan *et al.* (2006). Ce résultat

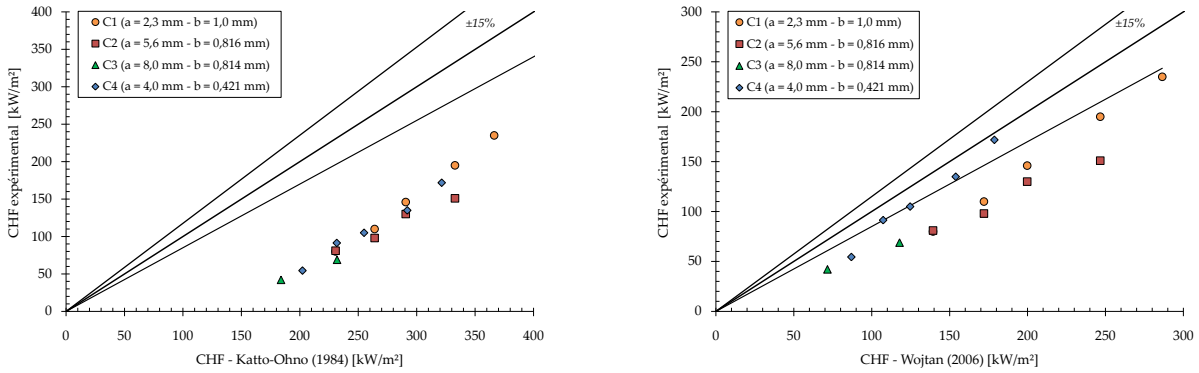
s'explique par le fait que l'augmentation du confinement entraîne généralement une intensification des frottements interfaciaux et pariétaux qui peuvent conduire à un arrachement plus rapide du film liquide présent sur la paroi du mini-canal pour une même densité de chaleur échangée.

➢ Impact du rapport d'aspect

Les résultats obtenus au cours de cette étude suggèrent que l'augmentation du rapport d'aspect tend à augmenter aussi le flux conduisant à l'assèchement de paroi comme le montrent les données de la Figure 6.50 (comparaison des cales $C_1(\gamma = 0,435)$ et $C_2(\gamma_2 = 0,146)$). Lors des visualisations, nous avons noté que l'assèchement pouvait commencer des coins des mini-canaux vers le centre de ceux-ci. De ce fait, ces coins pourraient jouer un rôle majeur dans l'évolution de l'assèchement. Ainsi, nous pensons que la vapeur produite dans les coins du mini-canal $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ serait plus facilement renouvelée pour cette cale que pour la cale C_2 et que ce phénomène permettrait ainsi de repousser les conditions menant à l'assèchement.

☞ Comparaison avec des corrélations définies dans la littérature

De manière à évaluer nos données expérimentales sur l'évolution du flux conduisant à l'assèchement, nous avons comparé nos données expérimentales à la méthode prédictive de référence de Katto et Ohno (1984) et à la corrélation de Wojtan *et al.* (2006), qui a été définie pour l'utilisation de fluides réfrigérants. Les comparaisons effectuées entre nos données et ces corrélations prédictives ont été reportées sur la Figure 6.51 pour une performance de ±15%.



(a) (b)

FIGURE 6.51 – (a) Comparaison des données expérimentales avec la méthode prédictive de : (a) Katto et Ohno (1984) (b) Wojtan *et al.* (2006) en fonction de l'évolution de la vitesse massique

Les résultats de la Figure 6.51a montrent qu'aucune de nos données expérimentales n'est prédite par la méthode de Katto et Ohno (1984). En effet cette corrélation est généralement adaptée pour de l'eau en tant que fluide de travail et a été définie dans le cadre d'écoulements verticaux. De plus, en parcourant les données de la revue bibliographique, nous avons relevé que les corrélations généralement définies sont applicables à un fluide de travail (ou à une catégorie de fluides spécifiques) et il ne semble pas y avoir aujourd'hui de corrélation généralisée. La corrélation de Wojtan *et al.* (2006), qui est issue d'une adaptation de la corrélation de Katto et Ohno (1984) est définie pour du R134a et du R245fa . Les données de la Figure 6.51b montrent qu'elle ne permet de prédire que 25% de nos points expérimentaux. Partant de la constatation qu'aucune de ces deux lois ne prédit un nombre suffisant de nos points expérimentaux, nous avons décidé de déterminer une loi corrélative propre à nos données expérimentales. La démarche permettant d'obtenir cette corrélation a été présentée au paragraphe suivant.

✍ Formulation d'une corrélation prédictive pour la détermination du CHF

En étudiant les formulations des lois existant dans la littérature, nous avons déduit qu'une formulation généralisée permettant de prédire les phénomènes d'assèchement pour un écoulement en ébullition convective s'écrirait sous la forme :

$$q''_{CHFad-hoc} = c_1 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{c_2} We^{c_3} \left(\frac{L}{d_h}\right)^{c_4} Gh_{lv} \tag{6.29}$$

Les valeurs des constantes c_1, c_2, c_3 et c_4 doivent être ajustées à l'aide d'une méthode itérative de manière à corréler au mieux les données expérimentales.

Ainsi, après ajustement sur nos résultats, le flux critique conduisant à l'assèchement peut être correctement représenté par :

$$q''_{CHFad-hoc} = 0,6 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,54} We^{-0,15} \left(\frac{L}{d_h}\right)^{-0,51} Gh_{lv} \tag{6.30}$$

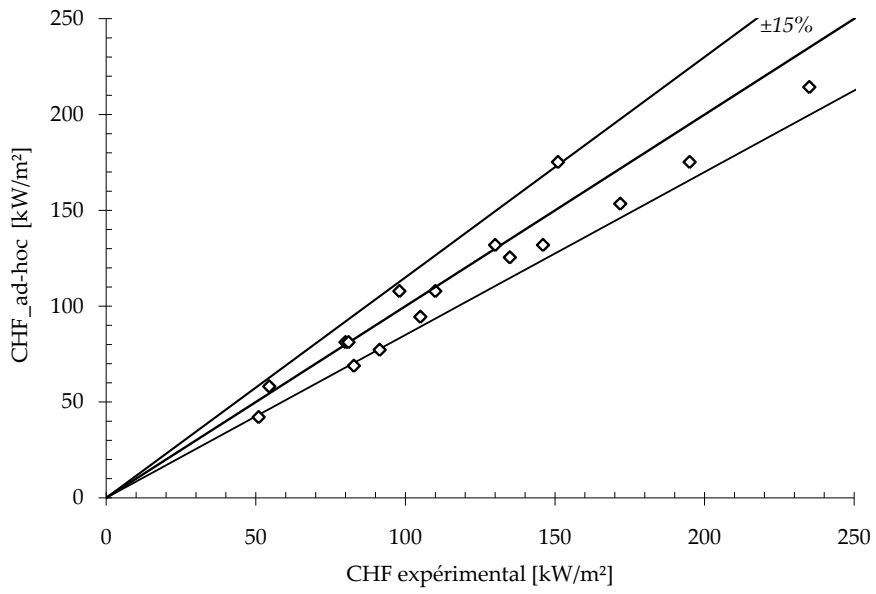


FIGURE 6.52 – Comparaison entre nos données expérimentales et l'outil de prédiction adapté à notre étude

Avec cette nouvelle corrélation, nous avons pu prédire $81,2\%$ de nos points expérimentaux à$\pm 15\%$ comme le montre la Figure 6.52. Une fois que les conditions permettant l'apparition de l'assèchement sont connues, il est possible de définir, de manière plus objective, la plage de fonctionnement de notre échangeur de chaleur.

6.5 Conclusions sur le Chapitre 6

Lors de ce chapitre, nous avons étudié l'évolution des phénomènes d'ébullition (de l'apparition de l'ébullition (ONB), jusqu'à l'assèchement de paroi (CHF)) pour le forane 365 HX s'écoulant dans les mini-canaux que nous avons définis.

▷ Dans un premier temps, nous avons procédé à une étude paramétrique qui nous a permis de déterminer les conditions opératoires qui influencent particulièrement l'apparition de l'ébullition. Les résultats obtenus suggèrent que c'est la température du liquide à l'entrée des mini-canaux qui aurait le plus d'impact sur l'apparition de l'ébullition. De plus, nous avons montré que les modifications géométriques des mini-canaux entraînaient une évolution du flux minimal conduisant à l'apparition des premières bulles de vapeur.

▷ Dans la suite de ce travail, nous avons analysé l'évolution des pertes de pression pour des conditions d'ébullition. En fonction des résultats obtenus, nous avons défini un nombre de confinement spécifique nous permettant de prédire l'importance relative du confinement au sein des différents mini-canaux de cette étude. Après avoir comparé nos résultats expérimentaux avec les données bibliographiques, nous avons déduit que la corrélation la plus adaptée était celle de Müller-Steinhagen et Heck (1986). Cependant, cet outil de prédiction pouvait devenir inadéquat lorsque le diamètre hydraulique du mini-canal était réduit. Ainsi, de manière à prédire correctement l'ensemble de nos données expérimentales, nous avons proposé une formulation originale, qui permet de généraliser notre outil de prédiction à toutes les dimensions géométriques traitées dans cette étude.

▷ Après avoir évalué les pertes de pression, nous avons étudié l'évolution des coefficients d'échange thermique dans nos différents mini-canaux. De la même manière que Harirchian et Garimella (2009), nous avons observé que pour un même flux échangé et une même vitesse massique de l'écoulement, l'influence de la géométrie était faible sur l'évolution des coefficients d'échange thermique. D'un autre point vue, après avoir évalué l'impact du titre thermodynamique sur l'évolution de ces transferts thermiques, nous avons conclu que le mécanisme du transfert de chaleur dominant était l'ébullition nucléée. En fonction de cette observation, nous avons proposé une corrélation adaptée à notre étude permettant de prédire les évolutions expérimentales observées.

▷ Enfin, de manière à caractériser l'ensemble de la plage de fonctionnement (en termes de flux de chaleur échangé) de nos échangeurs de chaleur, nous avons traité de l'assèchement de paroi. Les résultats expérimentaux présentés ont montré que les dimensions géométriques des mini-canaux ont un impact important. Après étude des résultats obtenus, nous avons proposé une corrélation permettant de prédire les évolutions expérimentales observées.

A l'issue de ce travail de formulation de corrélations pour la prédiction des pertes de pression ainsi que celle des coefficients d'échange thermique, nous pouvons évaluer les performances

énergétiques en fonction des dimensions des mini-canaux utilisés. Aussi, la transposition d'une partie des résultats présentés dans ce chapitre, à un cas idéalisé de refroidissement d'une pile à combustible, sera traitée dans le Chapitre 7.

Quatrième partie

Transpositions à l'application

Chapitre 7

Application au refroidissement d'une pile à combustible PEMFC

7.1 Présentation succincte du principe de fonctionnement **253**

7.1.1 Présentation générale du système 253

7.1.2 Régulation thermique d'une pile à combustible 255

7.2 Comparaison des performances énergétiques **260**

7.3 Dimensionnement des canaux de refroidissement **264**

7.4 Conclusions sur le Chapitre 7 . . . . . **265**

Résumé :

Ce chapitre a pour but de présenter synthétiquement le principe de fonctionnement d'une pile à combustible et de son système de régulation thermique. Dans un premier temps, nous introduirons les différentes boucles hydrauliques servant à alimenter la réaction électrochimique se produisant au sein de la pile. Puis, dans une seconde partie, nous détaillerons les différents éléments constitutifs de cette pile et nous présenterons le système permettant sa régulation thermique. Ensuite, nous présenterons des résultats de bilans énergétiques qui ont été réalisés afin d'établir les conditions permettant le meilleur refroidissement lors de l'étude d'un écoulement monophasique par rapport à un écoulement en ébullition. L'effet de la géométrie des mini-canaux a aussi été étudié sur l'évolution de ces puissances hydrauliques et thermiques. En partant de ces résultats, nous proposons de simuler un cas très simplifié de refroidissement d'une pile à combustible.

7.1 Présentation succincte du principe de fonctionnement

7.1.1 Présentation générale du système

La Figure 7.1 présente le principe de fonctionnement d'une pile à combustible. Le montage de fonctionnement est composé de trois boucles hydrauliques différentes. En effet, comme nous l'avons introduit dans l'Avant-Propos, l'utilisation de la pile à combustible nécessite l'apport de dioxygène (O_2) et d'hydrogène (H_2) pour les deux demi réactions d'oxydo-réduction (équations (1) et (2) - Avant-Propos). Dans le cadre de cette description, nous considérerons que la pile à combustible utilisée est de type PEMFC (Proton Exchange Membrane Fuell Cell) [1].

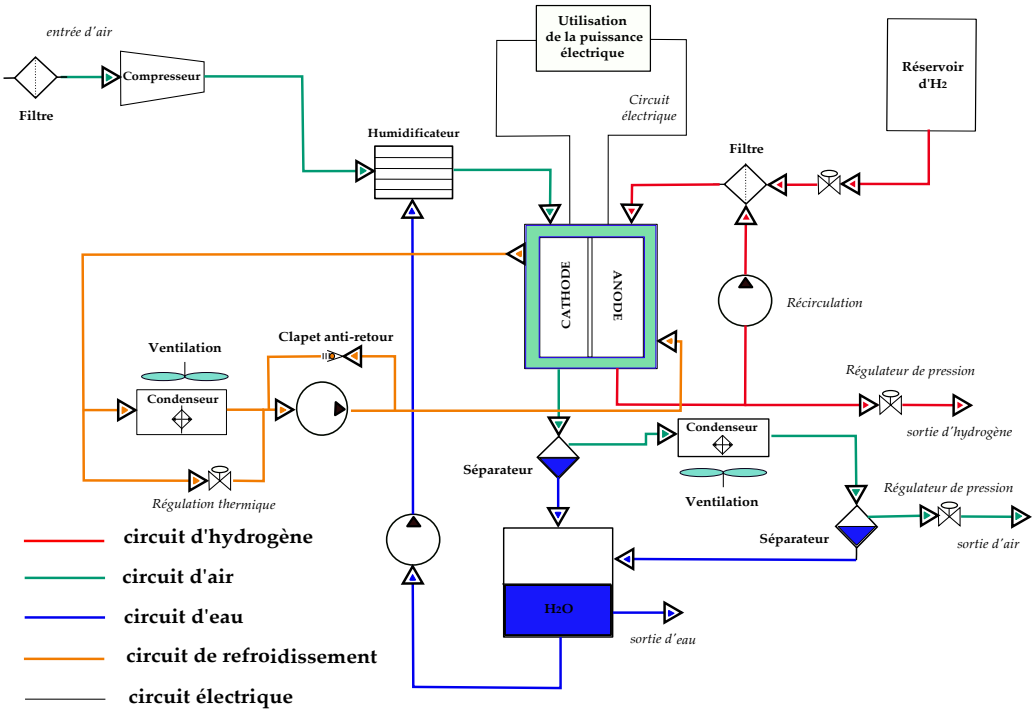


FIGURE 7.1 – Système de génération d'électricité incluant une pile à combustible

➢ Circulation de l'hydrogène

L'utilisation de l'hydrogène, en tant que carburant de la réaction électrochimique, pose un problème de compacité. En effet, le pouvoir énergétique de l'hydrogène, lorsqu'il est utilisé à pression atmosphérique, est relativement faible en comparaison des énergies actuellement disponibles [2]. Ainsi, de manière à augmenter son pouvoir énergétique, il est nécessaire de le

1. Certaines illustrations reportées dans ce manuscrit qui concernent le fonctionnement d'une pile à combustible, ont été basée sur les données présentées dans Antoni (2006).

2. 1 litre d'essence a approximativement le même pouvoir énergétique que 1500 litres d'hydrogène à pression atmosphérique.

pressuriser [3]. Une fois stocké, le fluide sous pression est mis en circulation dans une boucle spécifique venant alimenter la pile. Cette circulation est réalisée à l'aide d'un détendeur associé à une vanne de régulation. Une pompe disposée dans une branche parallèle de cette boucle permet d'effectuer des recirculations d'hydrogène de manière à optimiser son utilisation dans la pile à combustible.

Lorsque l'hydrogène est obtenu dans un processus de reformage, une méthodologie doit être mise en place de manière à limiter voire supprimer l'apport de monoxyde de carbone CO) au cœur de pile. En effet, les faibles températures de fonctionnement de la pile de type PEMFC la rendent très sensible à ce gaz qui dégrade rapidement les performances des électrodes en empoisonnant les sites de nucléation. Ces sites sont des lieux où la réaction électrochimique est catalysée (§ 7.1.2).

➢ Circulation de l'air (ou du dioxygène)

L'air est capté dans l'atmosphère et est filtré afin de limiter l'apport de polluants. Cet air transite ensuite par un compresseur qui permet d'augmenter la pression de fonctionnement de la boucle. L'augmentation de la pression permet généralement d'augmenter les performances de la pile à combustible. Afin d'apporter de l'humidité, nécessaire au bon fonctionnement de la réaction électrochimique, à la membrane, l'air est humidifié grâce à de l'eau stockée dans un réservoir, puis est envoyé dans le cœur de pile. Au sein de cette pile, la réaction électrochimique produit de l'eau, du dégagement de chaleur ainsi que de l'énergie électrique. Le mélange air / eau est, par la suite, évacué de la pile, du côté de la cathode. Une première séparation intervient à la sortie de la pile et l'eau séparée est stockée dans un réservoir tandis que l'air restant est envoyé vers un condenseur. Le reliquat d'air est ensuite évacué à l'extérieur du système.

➢ Circulation du fluide réfrigérant

Cette boucle hydraulique fonctionne en système fermé et permet la régulation thermique de la pile à combustible. En effet, un fluide caloporteur et antigel est mis en circulation à l'aide d'une pompe au cœur de pile. Le fluide choisi doit pouvoir maintenir la température de la pile en-dessous des conditions conduisant à l'assèchement de la membrane tout en permettant à celle-ci d'atteindre sa température de fonctionnement. Ce fluide doit respecter le cahier des charges que nous avons déjà défini au Chapitre 3. La vanne, présente au sein de ce circuit, permet de contrôler la pression de fonctionnement et la régulation du débit de l'écoulement. Le clapet anti-retour, localisé près de la pompe, permet d'assurer le contrôle adéquat de la pression de fonctionnement du système en limitant les surpressions, dans le circuit fermé, qui pourraient endommager la pile.

3. Le stockage se fait dans des réservoirs à une pression d'environ $700 bars$. Dans ce cadre, 3 litres d'hydrogène ont à peu près le même pouvoir énergétique qu'1 litre d'essence.

7.1.2 Régulation thermique d'une pile à combustible

Une pile à combustible est composée de plusieurs éléments qui sont soumis à de nombreuses sollicitations thermiques. L'élément le plus sensible à ces variations thermiques est la membrane échangeuse de protons. Celle-ci doit fonctionner selon des conditions thermiques précises pour que sa durée de vie soit suffisamment longue [4]. Nous détaillerons les éléments constitutifs de cette pile dans les paragraphes suivants.

☞ *Éléments de la pile de type PEMFC*

▷ Les électrodes

Les électrodes sont le siège des réactions électrochimiques. Elles sont généralement poreuses pour assurer le bon contact entre le conducteur ionique (électrolyte) et le conducteur électronique (circuit électrique). Ces électrodes se décomposent en deux zones :

① **La zone active**

Les électrodes sont les activateurs de la réaction d'oxydation, côté anode et de la réaction de réduction, coté cathode. Les réactions, qui ont lieu sur ces électrodes, ont une cinétique qui est généralement lente à basse température. Aussi, pour accélérer les réactions d'oxydation et de réduction, des catalyseurs sont employés pour les PEMFC. Le catalyseur, le plus souvent utilisé pour ces dernières est le platine, qui est disposé sur des charbons actifs de surface spécifique importante. L'inconvénient de l'utilisation de ce catalyseur est actuellement son coût très prohibitif [5] dans le cadre d'une production de masse. De plus, les sites actifs situés sur ces électrodes sont très sensibles aux molécules de monoxyde de carbone qui peuvent contaminer les sites actifs de nucléation, ce qui peut être fâcheux. Généralement, l'ensemble du système de filtration est réalisé pour limiter voire supprimer l'apport en monoxyde de carbone. Pour accélérer ces vitesses de réaction, d'autres méthodes complémentaires existent. En effet, ces vitesses de réactions électrochimiques peuvent être aussi accélérées lorsque la pression de fonctionnement du système augmente. Toutefois, l'ensemble de la production électrique de la pile sert également à alimenter les auxiliaires qui lui permettent de fonctionner (compresseur, pompes, ventilateurs). Ces auxiliaires parasitent directement la pile en ponctionnant approximativement 20% de l'énergie électrique produite (Wahdame (2006)). Ainsi, pour des questions de rendement du système, la puissance à fournir à ces auxiliaires, et en particulier au compresseur, pour l'augmentation de cette pression ne peut être accrue indéfiniment.

4. Actuellement, la durée de vie d'une membrane est, en moyenne, égale à 4000 heures (Bigot (2005)).
5. Le prix de fabrication des électrodes représente le 2ème poste dans le coût total de la pile (Antoni (2006))

② La zone diffusive

Cette zone doit assurer essentiellement trois rôles : autoriser et diffuser les gaz sur toute la surface de la zone active ; assurer la gestion de l'eau en humidifiant la membrane tout en évacuant le surplus d'eau, généré par la réaction, pour ne pas empêcher l'arrivée de gaz frais [6] ; assurer le transport des électrons de la zone active vers les plaques bipolaires.

▷ La membrane (l'électrolyte)

Le but de cet électrolyte est d'assurer à la fois le passage des espèces protoniques H^+ et le blocage des électrons et des gaz. Pour les piles de type PEMFC, l'électrolyte est solide (l'électrolyte le plus utilisé est le Nafion®, qui est produit par la société DuPont de Nemours). Cependant, des efforts importants sont effectués dans les laboratoires pour trouver une membrane de remplacement qui permettrait d'augmenter les performances en termes de conduction ionique. Ces efforts portent également sur l'accroissement des températures de fonctionnement. En effet, l'augmentation de ces températures permettrait d'accélérer les cinétiques de la réaction électrochimique mais permettrait, surtout, de limiter l'influence de l'empoisonnement des sites de nucléation au monoxyde de carbone.

▷ Les plaques bipolaires

Les plaques bipolaires sont accolées aux supports d'anode et de cathode. Elles ont plusieurs fonctions :

① Canaliser les gaz venant de l'extérieur

② Collecter le courant

③ Gérer les flux d'eau

Ces plaques doivent être très bonnes conductrices du courant, mais aussi permettre une distribution homogène des gaz jusqu'aux électrodes. Elles interviennent dans la gestion de l'eau à évacuer ou à apporter à la membrane pour l'humidifier. Une grande partie du poids d'une pile à combustible provient de ces plaques bipolaires. Durant les années 1990, ces plaques étaient réalisées en graphite, choisi pour ses bonnes propriétés électriques. Cependant, du fait de la difficulté de la réalisation des canaux d'alimentation en gaz et des canaux de refroidissement [7], son coût s'avère être rédhibitoire pour une production de masse. De plus, pour assurer l'étanchéité du système, l'épaisseur des plaques, réalisées en graphite, se devait d'être assez importante,

6. À la cathode, cette zone de diffusion est généralement constituée de particules de PTFE qui sont très hydrophobes et permettent ainsi d'assurer la gestion de l'eau. À contrario, côté anode, ces particules sont absentes ; ce qui permet d'assurer une humidification de la membrane.

7. La plaque en graphite était usinée à l'aide d'un outil à commande numérique. Cette technique permet d'assurer l'étanchéité mais rend le coût de fabrication très élevée (prix avoisinant les 300 à 400 € pour une plaque de 200 cm^2). L'objectif à atteindre est d'environ 1 à 2 € par plaque (http ://www.afh2.org)

d'où un poids de pile relativement important. Ainsi, des nouvelles techniques et de nouveaux matériaux ont été définis pour permettre la réalisation de ces plaques. L'une des techniques les plus prometteuses, aujourd'hui, est l'emboutissage de plaques en aluminium qui permet de réaliser des motifs et des géométries de canaux très variés et assez faciles à mettre en œuvre. L'avantage de cette technique est de disposer d'un savoir-faire déjà existant dans le monde industriel. De plus, l'épaisseur des plaques bipolaires peut être, dans ce cas, fortement réduite et ainsi conduire à la diminution du poids de la pile. Par conséquent, sa compacité ainsi que ses performances sont augmentées.

☞ *Montage AME*

Le montage d'un assemblage électrode membrane (AME) est illustré sur la Figure 7.2. Nous avons représenté, sur ce schéma, les canaux de circulation de l'air, de l'hydrogène et du liquide de refroidissement, avec des sections de passage rectangulaires. C'est généralement le dimensionnement des canaux d'alimentation en comburant / carburant qui fixe la section de passage des canaux de refroidissement. Le lecteur pourra relever que la géométrie avec des canaux de circulation rectangulaires est tout à fait envisageable sur une pile de type PEMFC.

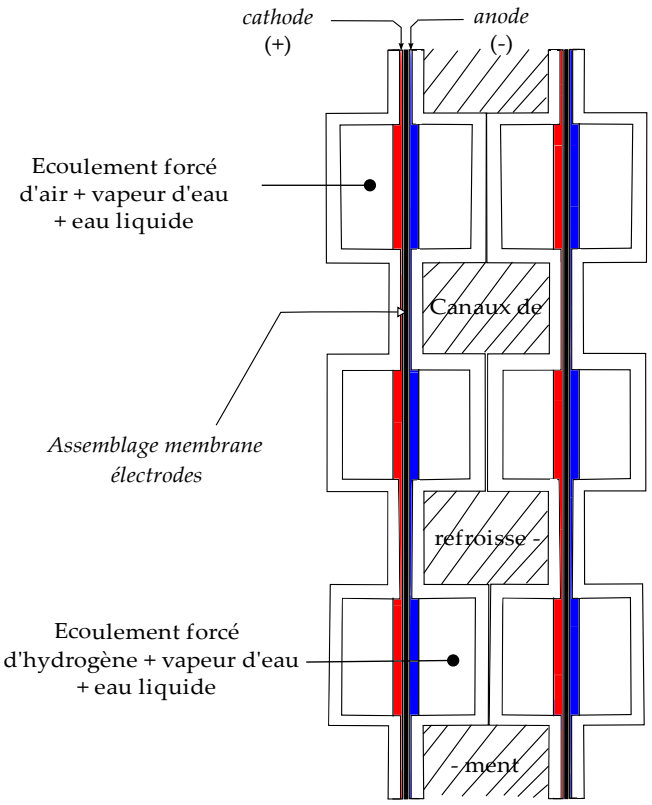


FIGURE 7.2 – Représentation du positionnement des canaux de refroidissement

☞ *Gestion thermique*

Le bilan de la réaction globale d'oxydo-réduction est exothermique et libère une énergie moyenne de 237 $kJ.mole^{-1}$. Cette production de chaleur se fait à la cathode, mais de par les faibles dimensions de l'AME, l'augmentation de température due à cette énergie thermique libérée est généralisée. De plus, différemment des systèmes de combustion interne, la puissance thermique créée au cœur de pile ne peut être évacuée à l'aide d'un système d'échappement des réactifs. Ainsi, 1 kW d'énergie électrique produite, conduit à évacuer (du cœur de pile) 1 kW d'énergie thermique. Cette chaleur doit être extraite de la pile pour préserver la membrane. En effet, lorsque celle-ci s'assèche, la conduction ionique chute brutalement. Mais pire encore, cette membrane peut même se rompre si l'humidité relative devient trop faible.

Lorsque l'énergie thermique est extraite du cœur de pile, elle peut être soit valorisée dans un circuit secondaire (cogénération), soit simplement rejetée à l'extérieur de la pile dans une boucle constituée d'un condenseur (Figure 7.1).

Ainsi, le dimensionnement du système de refroidissement de la pile à combustible est de première importance. En effet, celui-ci doit prendre en compte l'influence des pertes de pression dans les canaux de refroidissement ainsi que les conditions d'homogénéité thermique afin d'obtenir de bonnes performances énergétiques. De plus, l'homogénéisation des températures des plaques bipolaires permet d'augmenter la durée de vie du système en limitant l'apparition de gradients thermiques. C'est dans ce cadre que l'ébullition en mini-canaux apparaît comme un candidat adéquat dans cette perspective. En effet, le changement de phase du liquide vers sa vapeur se fait à température constante si la pression de fonctionnement est fixée. De plus, lorsque l'épaisseur des plaques bipolaires est faible, la température de ces plaques est à la fois pilotée par la température du fluide à saturation et l'augmentation d'enthalpie générée par les réactions électrochimiques. Notons de plus que la gestion des points chauds de la pile est importante et devrait, dans l'absolu, être considérée en parallèle du dimensionnement des canaux de refroidissement.

Dans la suite de ce chapitre, nous simulerons un cas de refroidissement d'une pile à combustible selon des critères proches des conditions de fonctionnement. Cette approche a pour but de proposer des axes de réflexion sur le dimensionnement de ces échangeurs de chaleur. Ainsi, en s'appuyant sur nos résultats expérimentaux (Chapitre 5 et Chapitre 6), nous avons des éléments qui nous permettent de faire des transpositions simples en fonction des conditions de fonctionnement de nos mini-canaux (en termes de débit et de flux échangé aux parois). Cette démarche, nous permettra de déterminer les éléments « pertinents » pour le choix de la géométrie la plus adaptée au refroidissement de cette pile sur un cas test. Ce dernier est basé sur des ordres de grandeur réalistes en termes de flux de chaleur à dissiper. La zone d'étude sera limitée aux seuls canaux de refroidissement situés au cœur de pile. Ainsi, le distributeur et le collecteur de fluide réfrigérant ne seront pas considérés dans cette approche. Plusieurs hypothèses doivent être dans ce cas définies afin de délimiter le cadre de cette transposition.

✍ Hypothèses simplificatrices en vue de la transposition des résultats à un cas test

▷ Les piles visées ont une température de fonctionnement comprise entre 60^oC et 70^oC. Cette température est basée sur les courbes d'ébullition que nous avons obtenus.

▷ Le débit est fixé de telle sorte que la densité de flux de chaleur soit de $7000\ W.m^{-2}$. Cette densité de flux de chaleur sera considérée comme homogène le long des parois des mini-canaux.

▷ La pile est composée de 24 cellules (dont les dimensions de la surface de refroidissement sont les suivantes : largeur$\times$ longueur $\times$ hauteur $= 10\,cm \times 10\,cm \times 10\,cm$) et la puissance thermique totale à extraire est de $1,5\,kW$.

▷ Les canaux de refroidissement permettent d'évacuer une partie de cette densité (il existe des pertes à l'environnement par convection ou rayonnement). L'efficacité des échanges thermiques dans les mini-canaux est fixé à 65%.

▷ L'écoulement est horizontal, ainsi les pertes de pression par gravité sont négligeables.

▷ L'impact des points chauds sur les transferts thermiques n'est pas considéré.

▷ La section de passage de l'écoulement transportant le liquide de refroidissement est rectangulaire et la technologie en mini-canaux droit est privilégiée devant celle utilisant les serpentins.

▷ Les vitesses d'écoulement sont considérées comme uniformes et l'interaction entre les mini-canaux est négligée.

▷ Chaque mini-canal a le même comportement hydraulique et thermique que son voisin au même instant.

7.2 Comparaison des performances énergétiques

☞ *Quid des performances entre un écoulement monophasique et un écoulement en ébullition*

Dans un premier temps, nous avons choisi de comparer les performances de nos échangeurs de chaleur pour des conditions monophasiques et des conditions d'ébullition pour le forane 365 HX. Cette comparaison, très intéressante, permet de montrer les éventuels avantages d'une approche utilisant un écoulement en changement de phase. L'évaluation de ces performances est effectuée à densité de flux de chaleur transmise équivalente. Dans ce cadre, le paramètre comparé est la puissance hydraulique. Les puissances hydrauliques théoriques sont obtenues à l'aide de la relation :

$$P_{pompe} = \dot{v} \times \Delta P \tag{7.1}$$

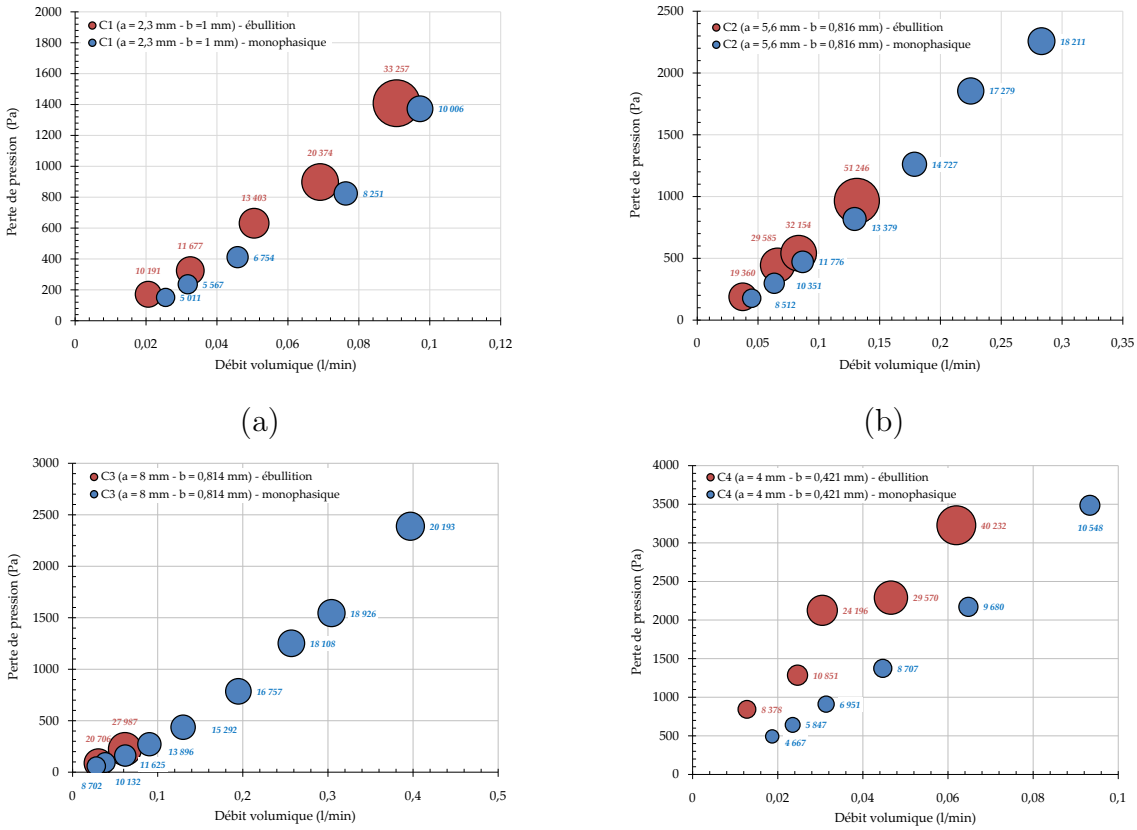
où $\dot{v}$ représente le débit volumique et ΔP la perte de pression dans le mini-canal.

Les puissances que nous avons comparées ont été choisies proches (lorsque c'était possible) de celles des conditions de refroidissement d'une pile de type PEMFC selon les hypothèses formulées au § 7.1.2. Nous illustrons cette comparaison pour les quatre mini-canaux sur la Figure 7.3. Les cercles visibles (et surtout leur taille) sur l'ensemble des séries représentent l'intensité de la densité de flux échangée entre les parois et le fluide de travail. Cette densité est exprimée en $W.m^{-2}$.

Nous pouvons relever que, pour un débit donné, l'ébullition conduit généralement à une perte de pression légèrement plus élevée que pour la configuration monophasique pour les cales $C_1(a = 2,3mm - b = 1mm)$, $C_2(a = 5,6mm - b = 0,816mm)$ et $C_3(a = 8mm - b = 0,814mm)$. Cette élévation est plus marquée pour la cale $C_4(a = 4mm - b = 0,421mm)$, où les phénomènes de confinement sont plus importants, comme nous l'avons déjà explicité au Chapitre 6. De manière générale, nous avons noté que, si nous traçons des « iso-pertes de pression » ou des « iso-débit volumique » , la densité de flux de chaleur échangée est toujours plus élevée pour les conditions d'ébullition.

Une étude plus pertinente nous amènerait à raisonner sur la puissance thermique échangée entre le fluide et les parois. En effet, pour l'exemple de la cale $C_1(a = 2,3mm - b = 1mm)$, la densité que nous comparons est approximativement égale à 10000 $W.m^{-2}$, ce qui nous place dans des conditions proches de celles de la pile en terme de flux échangé. Ainsi, nous observons que pour atteindre ce même flux échangé, les puissances hydrauliques à fournir sont très différentes en fonction de l'écoulement. Aussi, nous avons synthétisé les rapports entre la puissance de pompage en condition monophasique et la puissance de pompage en ébullition, pour des densités de flux échangées équivalentes, dans la Table 7.1.

Nous détaillerons dans les paragraphes suivants une analyse permettant de déterminer l'in-



(a) (b)

(a) (b)

FIGURE 7.3 – Comparaison des performances énergétiques entre un écoulement monophasique et un écoulement en ébullition pour la cale : (a) $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ (b) $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ (c) $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$ (d) $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$. À côté de chaque cercle, est indiquée la densité de flux de chaleur échangée en $W.m^{-2}$

Cale d'essais	q''	$P_{pompe,mono}/P_{pompe,ébull}$
$C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$	$\approx 10000\,W.m^{-2}$	38
$C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$	$\approx 19000\,W.m^{-2}$	91
$C_3(a = 8,0\,mm - b = 0,814\,mm)$	$\approx 20000\,W.m^{-2}$	350
$C_4(a = 4,0\,mm - b = 0,421\,mm)$	$\approx 8500\,W.m^{-2}$	10

TABLE 7.1 – Comparaison des puissances hydrauliques théoriques à fournir pour une densité de flux de chaleur échangée équivalente entre un écoulement monophasique et un écoulement en ébullition

fluence des paramètres géométriques sur l'efficacité des échanges thermiques lors de l'ébullition convective.

➢ Influence de la largeur du mini-canal

Cette comparaison est effectuée entre les cales $C_2(a = 5,6\ mm - b = 0,816\ mm)$ et $C_3(a = 8,0\ mm - b = 0,814\ mm)$. Les données de la Table 7.1 montrent très clairement que ce paramètre est très (*le plus*) important dans l'évolution de la performance de l'échangeur de chaleur. En effet, l'augmentation de largeur permet de diminuer les pertes de pression. Ainsi, lorsque l'ébullition apparaît dans le mini-canal C_3, il s'ensuit une faible augmentation de la perte de pression, mais une très forte augmentation des échanges thermiques. Cette situation intervient aussi pour la cale C_2, mais de manière plus modérée.

➢ Influence du rapport d'aspect

Cette comparaison est effectuée entre les cales $C_1(\gamma_1 = 0,435)$ et $C_2(\gamma_2 = 0,146)$, qui ont un rapport d'aspect différent, mais un diamètre hydraulique très voisin et proche de $1,4\ mm$. Ici, nous observons que l'augmentation du rapport d'aspect n'a pas une influence bénéfique sur l'évolution de la performance du système. En effet, comme nous l'avons montré au § 6.4.2, l'augmentation du rapport d'aspect conduit à l'accroissement de la perte de pression pour un même flux échangé du fait de l'intensification du confinement causé par le rétrécissement de la section de passage de ce mini-canal. Ce rétrécissement conduit à l'augmentation importante des cisaillements interfaciaux qui contribuent à l'intensification de la perte de pression totale.

➢ Influence du diamètre hydraulique

La réduction du diamètre hydraulique (comparaison de la cale $C_4(d_h = 0,762\ mm)$ avec les autres cales) conduit à une amélioration plus limitée de l'efficacité du système. En effet, le confinement pour cette cale est très important et conduit, comme nous l'avons précisé, à une intensification des pertes de pression qui limitent l'amélioration des performances liée à l'apparition de l'ébullition.

Grâce à cette analyse, nous pouvons confirmer que, quelle que soit la cale d'essais choisie, les performances thermiques sont meilleures pour un écoulement en ébullition. Dans le paragraphe suivant, nous aborderons l'étude comparative des performances de ces mini-canaux entre eux lors des campagnes d'ébullition.

☞ *Comparaison des performances énergétiques entre les mini-canaux d'essais (pour l'ébullition)*

Nous avons représenté sur la Figure 7.4, les données permettant de comparer les performances énergétiques des mini-canaux définis dans l'ensemble de cette étude.

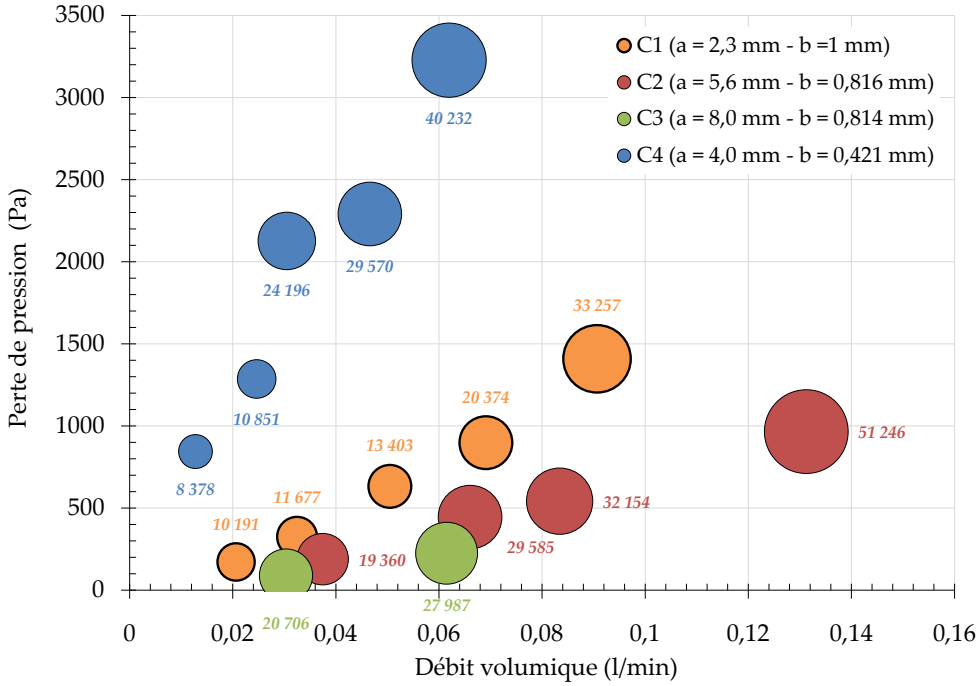


FIGURE 7.4 – Performances énergétiques en ébullition de l'ensemble des mini-canaux de l'étude

Les données de cette figure montrent que les meilleures performances sont atteintes (pour nos configurations expérimentales) pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$. De manière à effectuer une analyse comparative sur une donnée thermique fixée, nous avons évalué le rapport de la puissance hydraulique de chaque cale à la puissance hydraulique de la cale C_3 pour une densité de flux de chaleur échangée de l'ordre de $20000 W.m^{-2}$. Ces comparaisons sont présentées dans la Table 7.2.

Cale d'essais	q''	$P_{pompe,C_i}/P_{pompe,C_3}$
$C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$	$\approx 20373\,W.m^{-2}$	23
$C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$	$\approx 19360\,W.m^{-2}$	3
$C_3(a = 8,0\,mm - b = 0,814\,mm)$	$\approx 20706\,W.m^{-2}$	1
$C_4(a = 4,0\,mm - b = 0,421\,mm)$	$\approx 24196\,W.m^{-2}$	24

TABLE 7.2 – Comparaison des puissances hydrauliques théoriques à fournir pour une densité de flux de chaleur échangée équivalente entre les différents mini-canaux

Les données de cette table confirment ainsi, que lorsque les dimensions du diamètre hydraulique

et / ou de la section de passage du mini-canal sont importantes, les performances énergétiques liées aux transferts thermiques augmentent aussi pour un écoulement diphasique dans un unique mini-canal. Néanmoins, lors d'une application de refroidissement in situ, l'intensité du flux de chaleur à évacuer nécessite des configurations du système de refroidissement plus complexes (en serpentin ou en canaux parallèles). Aussi, nous avons choisi de nous limiter dans le cadre de l'exemple qui sera présenté au § 7.3, au cas de la configuration des mini-canaux parallèles.

7.3 Dimensionnement des canaux de refroidissement

Au § 7.2, nous avons pu démontrer que le mini-canal qui permettait d'avoir les meilleures performances énergétiques, lors de l'ébullition convective, était le mini-canal C_3. Cette information, certes importante, ne peut pas être considérée comme définitive lorsque que l'on cherche à dimensionner un système ayant ses contraintes propres. En effet, la surface de refroidissement de la pile à combustible que nous avons définie (voir hypothèses) a les dimensions suivantes : largeur$\times$ longueur $\times$ hauteur $= 10\,cm \times 10\,cm \times 10\,cm$. De plus, la puissance thermique à évacuer est de $1,5\,kW$ pour une densité de flux de chaleur de $7000\,W.m^{-2}$.

Nous avons aussi supposé que la pile était constituée de 24 cellules. Ainsi, partant de ce constat, nous pouvons simplifier le système en précisant que le flux à évacuer sur chaque paire de cellule est de $65,2\,W$ (en considérant 23 fentes où des canaux de refroidissement sont présents). La question est de savoir combien de canaux vont être nécessaires pour extraire la chaleur sachant que la densité de flux échangée aux parois est de $7000\,W.m^{-2}$. Cette condition de densité de flux fixe le débit. Sans considérer l'architecture des canaux d'alimentation de la pile, nous pouvons voir que les dimensions de la section de passage de certains mini-canaux de refroidissement ne peuvent pas permettre l'évacuation totale de cette chaleur (selon les hypothèses que nous avons formulées). Nous résumons dans la Table 7.3, les puissances qui peuvent être évacuées par ces canaux en considérant une efficacité des échanges thermiques de 100% (à titre de comparaison) et de 65%.

Cale d'essais	nbre max de canaux	P_{extr} ($\eta = 100\%$)	P_{extr} (η =65%)
$C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$	22	$101,6\,W$	$66\,W$
$C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$	9	$79,5\,W$	$51,6\,W$
$C_3(a = 8,0\,mm - b = 0,814\,mm)$	6	$77,1\,W$	$50,1\,W$
$C_4(a = 4,0\,mm - b = 0,421\,mm)$	12	$77,3\,W$	$50,3\,W$

Table 7.3 – Estimation des dimensions de mini-canaux et de la puissance que ceux-ci peuvent extraire en fonction de l'efficacité des échanges thermiques

Le nombre de canaux reporté dans cette table est fixé, pour chaque section droite, par les dimensions de la surface d'échange de la pile à combustible. Les données de cette table

montrent clairement que le paramètre d'efficacité énergétique pour un mini-canal unique (défini au § 7.2), ne permettrait pas de justifier le choix d'une dimension spécifique de géométrie lors de l'application de refroidissement global de la pile. En effet, dans cette configuration, seule la cale C_1 permettrait d'assurer une évacuation de la chaleur suffisante pour permettre le refroidissement de la pile à combustible. Bien entendu, l'ensemble de cette démarche, très simplifiée, n'est qu'une illustration de l'influence du confinement au sein de la pile sur le choix d'un bon dimensionnement. De plus, le dimensionnement des mini-canaux d'alimentation en gaz de la pile est souvent plus critique que celui des mini-canaux de refroidissement. Ainsi, si l'on choisissait hypothétiquement cette cale d'essais pour le refroidissement d'une pile soumise à une densité de 7000 $W.m^{-2}$, avec un sous-refroidissement en entrée de 15^oC (afin d'être homogène avec nos données expérimentales), nous devrions, pour pouvoir obtenir l'ébullition au sein des mini-canaux, fixer le débit à une valeur inférieure à $\dot{v} \leq 0,027 l/min$. Ainsi, en supposant que ce débit soit fixé à $0,022 l/min$ la valeur du flux conduisant à l'assèchement selon nos données expérimentales est approximativement égale à 80 $kW.m^{-2}$, ce qui est largement supérieur à la densité de $7000 W.m^{-2}$. Ainsi, le choix de cette cale C_1 lors de l'ébullition convective préviendrait largement les conditions d'assèchement à débit constant dans le cadre de cette simulation.

Nous précisons que l'ensemble de notre démarche de dimensionnement est fondée uniquement sur l'influence de la géométrie sur les performances énergétiques. Cependant, au regard des résultats présentés dans le Chapitre 6, nous indiquons que l'évolution de la température de sous-refroidissement du fluide a un impact important sur les performances énergétiques du système de refroidissement. Aussi, il serait intéressant d'intégrer un système de régulation thermique permettant la maîtrise de cette température d'entrée au cœur de pile.

7.4 Conclusions sur le Chapitre 7

Lors de ce Chapitre, nous avons présenté, de manière très succincte, le principe de fonctionnement d'une pile à combustible de type PEMFC. Nous avons ensuite réalisé des bilans énergétiques permettant d'établir qu'un écoulement en ébullition était moins coûteux en terme de rendement énergétique que l'utilisation d'un écoulement monophasique. L'étude de l'influence de la géométrie, nous a permis d'établir que la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,814\,mm)$ permet d'obtenir les meilleures performances énergétiques. Cependant, dans le cadre d'une simulation de refroidissement de pile, très simplifiée, nous avons démontré que le confinement de la pile pouvait conduire à choisir une dimension de section droite d'écoulement différente permettant de réaliser un meilleur refroidissement global (multi-canaux) par rapport à son usage en simple canal. En conclusion, ce Chapitre 7 permet de montrer, tout comme les données présentées au Chapitre 6, que les paramètres géométriques sont de première importance lors du dimensionnement des canaux de refroidissement d'un échangeur de chaleur et ces dimensions doivent être choisies avec soin.

Conclusion générale et Perspectives

Ce travail a été dédié à l'étude des transferts thermiques et des pertes de pression pour des écoulements monophasiques et des écoulements en ébullition convective. Quatre mini-canaux de section rectangulaire ont été définis dans le cadre de cette étude. Les dimensions, qui ont été choisies, permettent de caractériser les influences du rapport d'aspect, du diamètre hydraulique ainsi que de la largeur du mini-canal sur l'ébullition convective.

Un fluide de travail, le forane 365 HX, a été choisi selon un cahier des charges défini afin de respecter les contraintes de fonctionnement d'une pile à combustible dans le cadre de son refroidissement. Nous précisons que ce fluide n'a jamais été utilisé en conditions d'ébullition convective en mini-canaux selon la revue bibliographique que nous avons parcourue.

Préalablement aux essais en ébullition, nous avons étudié les comportements hydrodynamiques et thermiques de ce fluide lors d'écoulements monophasiques. Une modélisation numérique, réalisée pour des conditions monophasiques, nous a permis d'estimer la répartition de la densité de flux de chaleur échangée aux parois de nos mini-canaux. Les résultats de ce travail de modélisation permettent de mieux évaluer l'influence de la géométrie et du fluide de travail sur cette distribution de la densité de flux de chaleur. Nous avons démontré que l'estimation de cette répartition de densité de flux de chaleur est très importante en vue de la réalisation des essais en ébullition. Les résultats du modèle numérique permettent d'estimer l'emplacement de la zone où la densité de flux de chaleur intégrée depuis l'entrée du mini-canal est sensiblement égale à la densité de flux de chaleur moyenne échangée.

Les données obtenues en ébullition montrent que l'impact de la géométrie sur la naissance de celle-ci peut être significative. Sur les trois variations géométriques choisies, l'influence du diamètre hydraulique est la plus importante. En effet, la réduction de ce diamètre conduit à l'apparition plus rapide de l'ébullition lorsque les vitesses massiques sont supérieures à $200 kg.m^{-2}.s^{-1}$. Pour les vitesses massiques inférieures, il ne ressort pas de paramètre spécifique permettant de caractériser l'influence de la géométrie. La gamme de fonctionnement d'un échangeur thermique, utilisé en conditions d'ébullition, est réellement caractérisée lorsque les conditions conduisant à l'assèchement sont connues. Ainsi, nous avons étudié l'influence de la géométrie sur l'évolution de ce flux critique. Les données montrent que le rapport d'aspect ainsi que le diamètre hydraulique semblent modifier l'apparition de ce flux critique pour des vitesses massiques égales.

Il a été montré que les paramètres géométriques ont une influence très importante sur l'évolution des pertes de pression diphasiques totales :

Les données de la revue bibliographique montrent que la réduction du diamètre hydraulique conduit à l'augmentation des pertes de pression totales lors d'un écoulement en ébullition, ce que nous observons expérimentalement. Cependant, nous avons relevé que ces pertes de pression augmentent avec le rapport d'aspect. Selon notre interprétation, cette augmentation est 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. Grâce à l'étude des évolutions de ces pertes de pression, nous avons défini un nombre de confinement (Co_{ad-hoc}) qui prend en compte l'influence de ce rapport d'aspect et permet de prédire l'importance relative des pertes de pression entre différents mini-canaux. Après avoir comparé nos données expérimentales avec les outils de prédiction de la littérature, nous avons défini une corrélation généralisée, et basée sur ce nombre de confinement, qui permet de prédire nos points expérimentaux. En revanche, lors de ces campagnes d'essais, la géométrie a eu une faible influence sur l'évolution des coefficients d'échange thermique pour une même densité de flux de chaleur transmise. Pour ces échanges thermiques, nous avons aussi défini une corrélation permettant de prédire nos résultats expérimentaux. Cette corrélation est basée sur l'hypothèse de la prédominance de l'ébullition nucléée.

Par cette étude, nous avons démontré que le choix des paramètres géométriques influence l'évolution des performances énergétiques d'un échangeur de chaleur constitué d'un seul mini-canal. La transposition de ce résultat à un refroidissement d'une pile à combustible doit se faire avec précaution. En effet, les dimensions de la surface, où le flux de chaleur doit être évacué du cœur de pile, jouent un rôle important car elles fixent le nombre de canaux de refroidissement qui vont pouvoir être disposés sur cette surface. Ainsi, un travail de dimensionnement doit être réalisé afin d'optimiser l'extraction de la puissance thermique générée par la réaction électrochimique.

Il existe certains points qui pourraient conduire à une meilleure évaluation des échanges de chaleur. Ainsi, nous pensons qu'un système de mesure original de la température du fluide pourrait permettre de mieux déterminer l'évolution des coefficients d'échange locaux et de relier les variations de températures du fluide en ébullition aux fréquences de passage des structures de vapeur. Dans ce cadre, une méthodologie de mesure sans contact pourrait être envisagée à l'aide d'un système de mesure par infrarouge. Ainsi, l'utilisation d'une caméra thermique permettrait, de plus, d'obtenir une résolution spatiale qui pourrait apporter un éclairage très intéressant sur la nature de l'écoulement en ébullition.

De plus, l'évaluation du taux de vide serait une donnée pertinente pour caractériser l'évolution des pertes de pression diphasiques totales. Ainsi, un système de mesure expérimental ou

de traitement d'images [8] qui permettrait d'obtenir cette valeur avec précision pour des vitesses massiques variées serait très approprié.

Enfin, les images visualisées nous ont permis de démontrer que la géométrie a une influence sur les transitions de régimes d'écoulement. Cependant, ces différences de régimes d'écoulement (observées entre les mini-canaux) n'ont pas eu d'impact sur l'évolution des transferts thermiques pour un même flux de chaleur échangé. Ainsi, nous pensons qu'il serait très intéressant de se pencher sur les apparitions d'instabilités au sein de nos mini-canaux qui conduisent, selon notre interprétation, à une invariabilité du coefficient d'échange thermique en fonction du flux de chaleur lorsque l'on est loin des conditions d'assèchement de paroi.

À court terme, nous pensons qu'il serait particulièrement fructueux de réaliser de nouvelles expériences permettant de caractériser l'apparition de l'ONB pour des vitesses massiques plus faibles que celles analysées lors de ce travail de thèse. En effet, cette étude permettrait ainsi de mieux comprendre ces évolutions qui semblent être non-linéaires à faibles vitesses massiques. De plus, ces essais viendraient compléter les nôtres et devraient nous permettre de formaliser une loi d'évolution de ce flux de chaleur en fonction de la vitesse massique. À plus long terme, les données obtenues dans cette étude devraient aussi être comparées avec les résultats d'une approche réalisée en multicanaux. L'objectif de cette étude suivante serait, bien évidemment, de réaliser dans une étape finale, des essais de refroidissement in situ d'une pile à combustible de type PEMFC.

8. Une première approche très intéressante a été initiée par Longa (2008) lors de ce travail de thèse et la méthodologie pour obtenir le taux de vide est présentée en Annexe F

Références Bibliographiques

Agostini, B. : *Etude expérimentale de l'ébullition de fluide réfrigérant en convection forcée dans des mini-canaux*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2002.

Agostini, B., Fabbri, M., Park, J. E., Wojtan, L., Thome, J. R. et Michel, B. : State of the art of high heat flux cooling technologies. *Heat Transfer Engineering*, 28(4):258–281, 2007.

Agostini, B., Revellin, R. et Thome, J. R. : Elongated bubbles in microchannels. part i : Experimental study and modeling of elongated bubble velocity. *International Journal of Multiphase Flow*, 34(6):590–601, 2008.

Agostini, F. : *Boiling on a Tube Bundle : Heat Transfer, Pressure Drop and Flow Patterns*. Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2008.

Antoni, L. : Les piles à combustible. *École Énergies et Recherches - 23 mars 2006 (CEA)*, 2006.

Baker, O. : Simultaneous flow of oil and gas. *Oil and Gas Journal*, 53:185–195, 1954.

Barajas, A. et Paton, R. : Effet of contact angle on two phase flow in capillary tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, 19:337–346, 1993.

Baroczy, C. : Correlation of liquid fraction in two-phase flow with application to liquid metals. *Chemical Engineering Progress Symposium series*, 61(57):179–191, 1965.

Baroczy, C. : A systematic correlation for two-phase pressure drop. *Chemical Engineering Progress Symposium series*, 62:232–249, 1966.

Bavière, R. : *Etude de l'hydrodynamique et des transferts de chaleur dans des microcanaux*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2005.

Bavière, R., Favre-Marinet, M. et Le Person, S. : Bias effects on heat transfer measurements in microchannel flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49:3325–3337, 2006.

Bergles, A., Lienhard, J., Kendall, G. et Griffith, P. : Boiling and evaporation in small diameter channels. *Heat Transfer Engineering*, 24(1):18–40, 2003.

Bergles, A. et Rohsenow, W. : The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer. *Journal of heat transfer*, 86:365–372, 1964.

Bertsch, S., Groll, E. et Garimella, S. : Effects of heat flux, mass flux, vapor quality, and saturation temperature on flow boiling heat transfer in microchannels. *International Journal of Multiphase Flow*, 35:142–154, 2009.

Bhide, R., Singh, S., Sridharan, A., Duttagupta, S. et Agrawal, A. : Pressure drop and heat transfer characteristics of boiling water in sub-hundred micron channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33:963–975, 2009.

Bigot, J. : *Etude du refroidissement diphasique d'une pile à combustible de traction automobile.* Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2005.

Blasius, H. : Das Ahnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgangen in Flussigkeiten. F*orschg* A*rb* I*ng* W*es*, 131, 1913.

Butterworth, D. : A comparison of some void-fraction relationships for co-current gas-liquid flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 1:845–850, 1975.

Carey, V. : *Liquid-Vapor Phase Change Phenomena.* Taylor & Francis, New-York, second édition, 2008.

Chen, J. C. : Correlation for boiling heat transfer to satured fluids in convective flow. *IEC Process Design and Development*, 5(3):322–329, 1966.

Chen, P.-H., Lee, Y.-W. et Chang, T.-L. : Predicting thermal instability in a closed loop pulsating heat pipe system. *Applied Thermal Engineering*, 29:1566–1576, 2009.

Cheng, P., Wu, H.-Y. et Hong, F.-J. : Phase-change heat transfer in microsystems. *Journal of Heat Transfer*, 129:101–108, 2007.

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*, 16:347–358, 1973.

Chisholm, D. et Laird, A. : Two-phase flow in rough tubes. *Transactions of the ASME*, 80:276–286, 1958.

Choi, K.-I., Pamitran, A., Oh, J.-T. et Saito, K. : Pressure drop and heat transfer during two-phase flow vaporization of propane in horizontal smooth minichannels. *International Journal of Refrigeration*, 32(5):837–845, 2009.

Cicchitti, A., Lombardi, C., Silvestri, M., Soldaini, G. et Zavattarelli, R. : Two-phase cooling experimentals - pressure drop, heat transfer and burnout measurements. *Energia Nucleare*, 7(6):407–425, 1960.

Colebrook, C. : Turbulent flow in pipes with particular reference to the transition region beetween the smooth and rough pipes laws. *Journal of the Institute of Civil Engineers*, 11:133–156, 1939.

Colin, C., Yoshikawa, H., Legendre, D. et Montout, M. : Hydrodynamics of bubble detachment in convective boiling. *In 7th ECI International conference on boiling heat transfer*, Florianopolis , Brésil., 2009.

Collier, J. et Thome, J. R. : *Convective boiling and condensation.* Oxford University Press, New-York, 1994.

Consolini, L. : *Convective Boiling Heat Transfer in a Single Micro-Channel.* Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2008.

Davis, E. et Anderson, G. : The incipience of nucleate boiling in forced convection flow. *AIChe Journal*, 12:774–780, 1966.

Desrats, C. : *Etude expérimentale de l'ébullition d'hydrocarburbures dans les échangeurs à plaques et ailettes. Analyse des écoulements et des transferts de chaleur par une approche locale.* Thèse de doctorat, Université de Provence Aix-Marseille, 2006.

Diaz, C. et Schmidt, J. : Experimental investigation of transient boiling heat transfer in microchannels. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28:95–102, 2007.

Dittus, P. et Boelter, L. : Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *Univ. Calif. Publ. Eng.*, 2:443–461, 1930.

Dupont, V. et Thome, J. R. : Evaporation in microchannels : influence of the channel diameter on heat transfer. *Microfluid Nanofluid*, 1:119–127, 2005.

Fluent 6, I. : Fluent 6 user's guide, 2001.

Forster, H. et Zuber, N. : Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChe Journal*, 1:531–535, 1955.

Friedel, L. : Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow. *In European Two-phase Flow Group Meeting Paper E2*, volume 18, pages 485–492, Ispra, 1979.

Fritz, W. : Berechnung des maximal Volume von Dampfblasen. P*hys.* Z, 36:379–388, 1935.

Frost, W. et Dzakowic, G. : An extension of the methods of predicting incipient boiling on commercially finished surfaces. *In* ASME, éditeur : *National Heat Transfer Conference*, pages Paper 67–HT–61, Seattle, Washington, 1967.

Fu, X., Zhang, P. et Wang, R. : Visualization of flow boiling of liquid nitrogen in a vertical mini-tube. *International Journal of Multiphase Flow*, 31:333–351, 2007.

Gamrat, G. : *Modélisation de l'hydrodynamique et des transferts de chaleur dans des micro-canaux à parois rugueuses*. Thèse de doctorat, INP Grenoble, 2007.

Gao, P., Le Person, S. et Favre-Marinet, M. : Scale effects on hydrodynamics and heat transfer in two-dimensional mini and microchannels. *International Journal of Thermal Sciences*, 41:101.–1027, 2002.

Geisler, K. et Bar-Cohen, A. : Confinement effects on nucleate boiling and critical heat flux in buoyancy-driven microchannels. *International Journal of Heat and Mass Tranfer*, 52:2427–2436, 2009.

Ghiaasiaan, S. et Chedester, R. : Boiling incipience in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45:4599–4606, 2002.

Gnielinski, V. : New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *International Chemical Engineering*, 16:359–368, 1976.

Grönnerud, R. : Investigation in liquid holdup, flow resistance and heat transfer in circular type evaporators, part IV : Two-phase resistance in boiling refrigerant. *Bulletin de l'Inst. du Froid*, Annexe 1972-1, 1972.

Gungor, K. E. et Winterton, R. H. : A general correlation for flow boiling in tubes and annuli. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29(3):351–358, 1986.

Harirchian, T. et Garimella, S. : The critical role of channel cross-sectional area in microchannel flow boiling heat transfer. *International Journal of Multiphase Flow*, 35:904–913, 2009.

Harirchian, T. et Garimella, S. V. : Microchannel size effects on local flow boiling heat transfer to a dielectric fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51:3724–3735, 2008.

Hasan, M. I., Raged, A., Yaghoubi, M. et Homayoni, H. : Influence of channel geometry on the performance of a counter flow microchannel heat exchanger. *International Journal of Thermal Sciences*, 48:1607–1618, 2009.

Hetsroni, G., Mosyak, A., Pogrebnyak, E. et Segal, Z. : Periodic boiling in parallel micro-channels at low vapor quality. *International Journal of Multiphase Flow*, 32:1141–1159, 2006.

Hrnjak, P. et Tu, X. : Single phase pressure drop in microchannels. *Heat and Fluid Flow*, 28:2–14, 2006.

Hsu, Y. : On the size range range of active nucleation cavities on a heating surface. *Journal of Heat Transfer*, 84:207–213, 1962.

Huh, C., Kim, J. et Kim, M. H. : Flow pattern transition instability during flow boiling in a single microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50:1049–1060, 2007.

Huo, X., Chen, L., Tian, Y. S. et Karayiannis, T. : Flow boiling and flow regimes in small diameter tubes. *Applied Thermal Engineering*, 24:1225–1239, 2004.

Jassim, E. et Newell, T. : Prediction of two-phase pressure drop and void fraction in microchannels using probabilistic flow regime mapping. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49:2446–2457, 2006.

Judy, J., Maynes, D. et Webb, B. : Characterization of frictional pressure drop for liquid flows through microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45:3477–3489, 2002.

Kandlikar, S. G. : A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. *Journal of Heat Transfer*, 112:219–228, 1990.

Kandlikar, S. G. : Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26:389–407, 2002.

Kandlikar, S. G. : Nucleation characteristics and stability considerations during flow boiling in microchannels. *Experimental Thermal ans Fluid Science*, 30:441–447, 2006.

Kandlikar, S. G. et Balasubramanian, P. : An extension of the flow boiling correlation to transition, laminar, and deep laminar flows in minichannels and microchannels. *Heat Transfer Engineering*, 25:86–93, 2003.

Kandlikar, S. G. et Balasubramanian, P. : An experimental study on the effect of gravitational orientation on flow boiling of water in 1054x197 μm parallel minichannels. *Journal of Heat Transfer*, 127:820–829, 2005.

Katto, Y. et Ohno, H. : An improved version of the generalized correlation of critical heat flux for forced convective boiling in uniformly heated vertical tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27:1641–1648, 1984.

Kew, P. et Cornwell, K. : Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. *Applied Thermal Engineering*, 17:705–715, 1997.

Kline, S. et McClintok, F. : Describing uncertainties in single-sample experiments. *Mechanical Engineering*, 75:3–8, 1953.

Kohl, M. J., Abdel-Khalik, S. I., Jeter, S. M. et Sadowski, D. L. : An experimental investigation of microchannel flow with internal pressure measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(8):1518–1533, 2005.

Kuo, C.-J. et Peles, Y. : Local measurement of flow boiling in structured surface microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50:4513–4526, 2007.

Kutateladze, S. : Boiling heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Tranfer*, 4:31–45, 1961.

Lancereau, Q. : Étude numérique d'une convection forcée en régime laminaire monophasique dans un micro-canal. Rapport technique, ENSE3 - G-INP, 2008.

Lee, C. Y. et Lee, S. Y. : Influence of surface wettability on transition of two-phase flow pattern in round mini-channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 34:706–711, 2008.

Lee, H. J. et Lee, S. Y. : Heat transfer correlations for two phase flow within horizontal rectangular channels with low aspect ratio. *International Journal of Multiphase Flow*, 27: 2043–2062, 2001a.

Lee, H. et Lee, S. : Pressure drop correlations for two-phase flow within horizontal rectangular channels with small heights. *International Journal of Multiphase Flow*, 27:783–796, 2001b.

Lee, J. et Mudawar, I. : Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications : Part I : pressure drop characteristics. *International Journal of Heat and Mass Tranfer*, 48:928–940, 2005a.

Lee, J. et Mudawar, I. : Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications : Part II : heat transfer characteristics. *International Journal of Heat and Mass Tranfer*, 48:941–955, 2005b.

Lee, J. et Mudawar, I. : Fluid flow and heat transfer characteristics of low temperature two-phase micro-channel heat sinks part 2. subcooled boiling pressure drop and heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008:4327–4341, 2008.

Lee, P.-S. et Garimella, S. V. : Thermally developing flow and heat transfer in rectangular microchannels of different aspect ratios. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49:3060–3067, 2006.

Li, H., Tseng, F. et Pan, C. : Bubble dynamics in microchannels. part ii : two parallel microchannels. *International Journal of Heat and Mass Tranfer*, 47:5591–5606, 2004.

Liu, D., Lee, P.-S. et Garimella, S. : Prediction of the onset of nucleate boiling in micro-channel flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48:5134–5149, 2005.

Liu, Z. et Winterton, R. H. : A general correlation for satured and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on nucleation pool boiling equation. *International Journal of Heat and Mass Tranfer*, 24:51–56, 1990.

Lockhart, R. et Martinelli, R. : Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chemical Engineering Progress*, 45(1):39–48, 1949.

Longa, F. : L'étude des effets d'échelle lors d'une ébullition en micro-canal. Rapport technique, Université Joseph Fourier, 2008.

Mandhane, J., Gregory, G. et Aziz, K. : Flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, 1:537–553, 1974.

Maranzana, G., Perry, L. et Maillet, D. : Mini- and micro-channels : influence of axial conduction in the walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47:3993–4004, 2004.

Martin-Callizo, C., Palm, B. et Owhaib, W. : Subcooled flow boiling of R-134a in vertical channels of small diameter. *International Journal of Multiphase Flow*, 33:822–832, 2007.

McPhail, S. : *Single-Phase Fluid Flow and Heat Transfer*. Thèse de doctorat, Université de Stuttgart, 2007. Ecoulement monophasique.

Megahed, A. et Hassan, I. : Two-phase pressure drop and flow visualization of FC-72 in a silicon microchannel heat sink. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(6):1171–1182, 2009.

Mehendale, S. S. et Jacobi, A. M. : Fluid flow and heat tranfer at micro-and meso-scales with application to exchanger design. *Applied Mechanical Engineering*, 53:175–193, 2000.

Mishima, K. et Hibiki, T. : Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, 22:703–712, 1996.

Müller-Steinhagen, H. et Heck, K. : A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes. *Chemical Engineering Processing*, 20:297–308, 1986.

Moody, L. : Friction factors for pipe flow. *Transactions of the ASME*, 66:671–684, 1944.

Niño, V. : Characterization of two-phase flow in microchannels. Rapport technique, University of Illinois, 2002.

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(53-54):367–374, 1934.

ONG, C. et THOME, J. R. : Flow boiling heat transfer of R-134a, R-236fa and R-245fa in a horizontal 1.030 mm circular channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33:651–663, 2009.

PARK, C. Y. et HRNAJK, P. : Flow boiling heat transfer, pressure drop, and flow pattern for CO_2 in a 3.5 mm horizontal smooth tube. *Journal of Heat Transfer*, 131:1501–1512, 2009.

PETUKHOV, B. et POPOV, V. : Theoretical calculation of heat exchange in turbulent flow in tubes of an incompressible fluid with variable physical properties. *High Temp.*, 1:69–83, 1963.

PHAN, H., CANEY, N., MARTY, P., COLASSON, S. et GARVILLET, J. : Surface wettability control by nanocoating : The effects on pool boiling heat transfer and nucleation mechanism. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52:5459–5471, 2009.

PREMOLI, D., FRANCESCO, A. et PRINA, A. : A dimensional correlation for evaluating two-phase mixture density. *La Termotecnica*, 25:17–26, 1971.

QU, W. et MUDAWAR, I. : Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink. *Heat and Mass Transfer*, 45:2549–2565, 2001.

QU, W. et MUDAWAR, I. : Prediction and measurement of incipient boiling heat flux in micro-channel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45:3933–3945, 2002.

QU, W. et MUDAWAR, I. : Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46:2737–2753, 2003.

REFPROP 7, N. : Reference fluid thermodynamic and transport properties, 2002.

REVELLIN, R., AGOSTINI, B., URSENBACHER, T. et THOME, J. R. : Experimental investigation of velocity and length of elongated bubbles for flow of R-134a in a 0,5 mm microchannel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32:870–881, 2008.

REVELLIN, R. et THOME, J. R. : Adiabatic two-phase frictional pressure drops in microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 31:673–685, 2006.

REVELLIN, R. et THOME, J. R. : A theoretical model for the prediction of the critical heat flux in heated microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(5-6):1216–1225, 2008.

Ribatski, G., Wojtan, L. et Thome, J. R. : 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*, 31:1–19, 2006.

Rohsenow, W., Harnett, J. et Cho, Y. : *Handbook of heat transfer*. McGrawHill, New-York, 1998.

Saisorn, S. et Wongwise, S. : The effects of channel diameter on flow pattern, void fraction and pressure drop of two-phase airwater flow in circular micro-channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34:454–462, 2010.

Saitoh, S., Daiguji, H. et Hihara, E. : Effect of tube diameter on boiling heat transfer of R-134a in horizontal small-diameter tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48:4973–4984, 2005.

Sato, T. et Matsumura, H. : On the conditions of incipient subcooled boiling and forced convection. *Bull. Japan Soc. Mech. Engineers*, 7:392–398, 1964.

Shah, M. M. : A new correlation for heat transfer during boiling flow through pipes. *Transactions of the ASHRAE*, 82:66–86, 1976.

Shah, R. et London, A. : Laminar flow in forces convection ducts. *Advances in Heat Transfer Suppl. 1 - Academic Press*, 1978.

Shah, R. et Sékulic, D. : *Fundamentals of heat exchanger design*. John Wiley & Sons, New-Jersey, 2003.

Shen, S., Xu, J., Zhou, J. et Chen, Y. : Flow and heat transfer in microchannels with rough wall surface. *Energy conversion and management*, 47:1311–1325, 2006.

Sobierska, E., Kulenovic, R. et Mertz, R. : Heat transfer mechanism and flow pattern during flow boiling of water in a vertical narrow channel experimental results. *International Journal of Thermal Sciences*, 46:1172–1181, 2007.

Steinke, M. E. et Kandlikar, S. G. : Control and effect of dissolved air in water during flow boiling in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47:1925–1935, 2004.

Steinke, M. E. et Kandlikar, S. G. : Single-phase liquid friction factors in microchannels. *International Journal of Thermal Sciences*, 45:1073–1083, 2006.

Stutz, B. : La nucléation. *In Le changement de phase liquide-vapeur et ses applications*, Cargèse, France, 2003.

TAITEL, Y. et DUKLER, A. : A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChe Journal*, 22:47–55, 1976.

THOM, J. : Prediction of pressure drop during forced-circulation boiling of water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7:709–724, 1964.

THOME, J. R. : Boiling in microchannels : a review of experiment and theory. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25:128–139, 2004.

THOME, J. R. : Engineering data book III, 2006.

TRAN, T. N., CHYU, M.-C., WAMBSGANSS, M. W. et FRANCE, D. M. : Two-phase pressure drop of refrigerants during flow boiling in small channels : an experimental investigation and correlation development. *International Journal of Multiphase Flow*, 26:1739–1754, 2000.

TRAN, T. N., WAMBSGANSS, M. W. et FRANCE, D. M. : Small circular and rectangular channel boiling with two refrigerants. *International Journal of Multiphase Flow*, 22:485–498, 1996.

TRIPLETT, K. A., GHIAASIAAN, S., ABDEL-KHALIK, S. I. et SADOWSKI, D. L. : Gas-liquid two-phase flow in micro-channels part i : two-phase flow patterns. *International Journal of Multiphase Flow*, 25:395–410, 1999.

TUCKERMANN, D. et PEASE, R. : High performance heat sinking for vlsi. *IEEE EDL-2*, 5, 1981.

ULLMAN, A. et BRAUNER, N. : The prediction of flow pattern maps in mini-channels. *In 4th Japanese-European Two-Phase Flow Group Meeting*, pages 24–28, Kyoto, Japon, 2006.

VALDENAIRE : Création d'un programme d'acquisition de données dans le cadre de l'étude des écoulements diphasiques aux petites échelles. Rapport technique, IUT - Mesures Physiques, 2008.

WAHDAME, B. : *Analyse et optimisation du fonctionnement de piles à combustible par la méthode des plans d'expériences.* Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 2006.

WALLIS, G. : *One-Dimensional Two-Phase Flow.* John Wiley, New-York, 1965.

WANG, G., CHENG, P. et WU, H.-Y. : Unstable and stable flow boiling in parallel microchannels and in a single microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(21-22):4297–4310, 2007.

WANG, R., CONG, L. et KIDO, M. : Evaluation of the wettability of metal surfaces by micro-pure water by means of atomic force microscopy. *Applied Surface Science*, 191:74–84, 2002.

Webb, R. L. et Gupte, N. S. : A critical review of correlations for convection vaporization in tubes and tube banks. *Heat Transfer Engineering*, 13(3):58–81, 1992.

Wojtan, L., Revellin, R. et Thome, J. R. : Investigation of saturated critical heat flux in a single, uniformly heated microchannel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 30:765–774, 2006.

Wu, H.-Y. et Cheng, P. : Visualization and measurements of periodic boiling in silicon microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46:2603–2614, 2003.

Yen, T., Shoji, M., Takemura, F., Suzuki, Y. et Kasagi, N. : Visualization of convective boiling heat transfer in single microchannels with different shaped cross-sections. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49:3884–3894, 2006.

You, S., Simon, T., Bar-Cohen, A. et Hong, Y. : Effects of dissolved gas content on pool boiling of a highly wetting fluid. *Journal of Heat Transfer*, 117:687–692, 1995.

Yun, R., Heo, J. H. et Kim, Y. : Evaporative heat transfer and pressure drop of R-410a in microchannels. *International Journal of Refrigeration*, 29:92–100, 2006.

Zhang, W., Hibiki, T. et Mishima, K. : Correlation for ?ow boiling heat transfer in mini-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47:5749–5763, 2004.

Zivi, S. : Estimation of the steady-state steam void-fraction by means of the principal of minimum entropy production. *Journal of Heat Transfer*, 86:247–252, 1964.

Zuber, N. et Findlay, J. : Average volumetric concentration in two-phase flow systems. *Journal of Heat Transfer*, 87:453–468, 1965.

Appendices

Annexe A

Propriétés du forane 365 HX

A.1 Propriétés thermophysiques du forane 365 HX

Sur la Table A.1, nous avons reporté les coefficients nécessaires à la détermination de l'évolution des propriétés thermophysiques du fluide en fonction de la température (exprimée en degré centigrade (^oC)). Les techniques de mesures que nous avons présentées au Chapitre 3, permettent d'obtenir les évolutions reportées dans la table pour les valeurs de chaleur spécifique du liquide à pression constante et de viscosité dynamique du liquide. Les autres propriétés thermophysiques ont été données par le constructeur à l'aide d'une modélisation sous ASPEN.

	Unités	Formule	Coefficients			
			a	**b**	**c**	**d**
ρ_l	$kg.m^{-3}$	$aT^3 + bT^2 + cT + d$	$-1,8 \times 10^{-5}$	$-0,00471$	$-1,8$	1280
ρ_v	$kg.m^{-3}$	$aT^3 + bT^2 + cT + d$	$1,66 \times 10^{-5}$	$8,57 \times 10^{-4}$	$0,057$	$1,1$
h_{lv}	$J.kg^{-1}$	$aT^2 + bT + c$	$-8,3 \times 10^{-4}$	$-0,343$	182	
$c_{p,l}$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	$aT + b$	$0,00197$	1309		
$c_{p,v}$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	$aT^3 + bT^2 + cT + d$	3×10^{-7}	-3×10^{-5}	$0,0033$	$0,874$
μ_l	$Pa.s$	$aT^3 + bT^2 + cT + d$	$-1,49 \times 10^{-10}$	$3,81 \times 10^{-8}$	$-5,5 \times 10^{-6}$	$0,000664$
μ_v	$Pa.s$	$aT^2 + bT + c$	$4,17 \times 10^{-11}$	$3,41 \times 10^{-8}$	8×10^{-6}	
λ_l	$W.m^{-1}.K^{-1}$	$aT^2 + bT + c$	$6,62 \times 10^{-7}$	$-3,44 \times 10^{-4}$	$0,111$	
λ_v	$W.m^{-1}.K^{-1}$	$aT^2 + bT + c$	6×10^{-8}	7×10^{-5}	$0,0091$	
σ	$N.m^{-1}$	$aT + b$	$-1,08 \times 10^{-4}$	$0,0175$		

Table A.1 – Lois d'évolution des propriétés thermophysiques du forane 365 HX

A.2 Tableaux de compatibilité du forane 365 HX

Nous présentons sur les Figures A.1 A.2 des résultats de tests permettant d'évaluer la compatibilité chimique du forane avec certains élastomères et certains plastiques.

Tableau de compatibilité:

ELASTOMERES à 40°C

% prise de poids
5minutes
après sortie du bain

	5 minutes	1 heure	24 heures	100 heures
STYRENE BUTADIENE S 6510	0	0	0	0
ETHYLENE PROPYLENE EP 701	0	0	0	0
NITRILE HYDROGENE 7DT 1566	0	5	25,7	24,7
POLYCHLOROPRENE N 658	0	0	0	-1,1
POLYACRYLATE DA 65	24	24	107,6	131
HYPALON DH 70	0	0	1,5	1,5
FLUOROCARBONE DF 801(VITON)	9,9	33,5	55,4	65,7
NITRILE PB 701	0	4	9,5	14,9
SILICONE SL 1002	4	12,7	12,7	12,7
POLYISOPRENE POLYBUTADIENE C 6514	0	0	3,6	3,6
TEFLON 62945R	0	0	0	0

FIGURE A.1 – Compatibilité chimique avec quelques élastomères

Nous précisons qu'Arkéma recommande aux utilisateurs de forane 365 HX de mener leurs propres tests de compatibilité.

PLASTIQUE à 40°C

1: compatible;2: attaque (à tester)

	5 minutes	1 heure	24 heures	100 heures
ABS	1	1	1	1
PVC	1	1	1	1
PBT	1	1	1	2
PEHD	1	1	1	1
PEBD	1	1	1	1
PMMA	1	1	2	2
PET	1	1	1	1
PS CHOC	1	1	1	1
PS CRISTAL	1	1	1	1
PS 1160	1	1	1	1
PP	1	1	1	1
PA 11	1	2	2	2
PC	1	1	1	1
PVDF	1	1	1	1
PEBAX	1	1	2	2

FIGURE A.2 – Compatibilité chimique avec quelques plastiques

Annexe B

Fenêtre de visualisation

Les travaux d'usinage et de dessin du bloc supérieur incluant la fenêtre de visualisation ont été réalisés par Joseph Virone et Milé Kusulja, membres du pool technique du LEGI (Figure B.1). Toutes les autres dimensions des autres éléments de la section d'essais peuvent être retrouvées dans Bavière (2005).

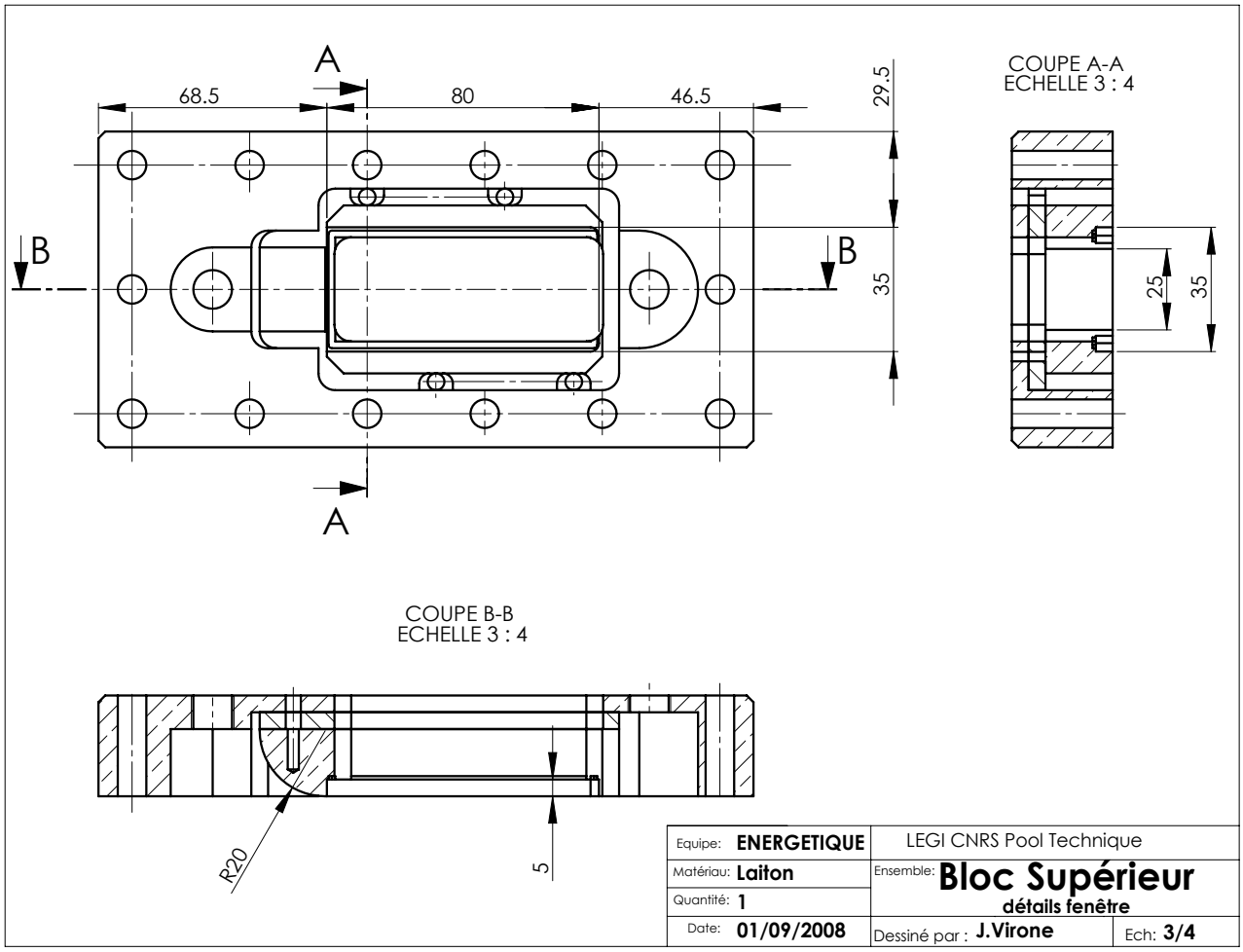


Figure B.1 – Bloc supérieur de la section d'essais comprenant la fenêtre de visualisation

De plus, nous reportons sur la Table B.1 quelques éléments des propriétés mécaniques et thermophysiques de cette fenêtre de visualisation.

Propriétés mécaniques	
Module d'Young	$74,5\,Gpa$
Coefficient de Poisson	$0,28$
Dureté	$1,6\,Gpa$
Caractéristiques générales	
Pureté chimique	$99,99\%$
Masse volumique	$4,08 g.cm^{-3}$
Structure cristalline	*cubique*
Résistance électrique	$> 10\Omega.cm$
Taille de grain	2 à $20\mu m$
Propriétés thermiques	
Coefficient de dilatabilité (à 20^oC)	$6,5 \times 10^-6.K^{-1}$
Conductivité thermique (à 20^oC)	$27,2 W.m^{-1}.K^{-1}$
Chaleur spécifique	$0,53\ J.g^{-1}.K^{-1}$

Table B.1 – Propriétés mécaniques et thermophysiques de la fenêtre de visualisation

Annexe C

Comment faire les manipulations...

Les expériences menées pour caractériser l'ensemble de nos données sont réalisées à l'aide du boîtier du multimètre Keithley 2700 qui est contrôlé par Labview 7.1® [1]. À l'aide de ce logiciel, nous avons défini les conditions de stabilité des régimes hydrodynamiques et thermiques. Chaque point de mesure est obtenu en moyennant entre 10 et 24 points d'acquisition, en fonction de l'essai, ce qui correspond à une échelle de temps comprise entre 1 et 4 minutes. Notons qu'entre chaque moyenne, lorsqu'un changement de débit est opéré pour des conditions thermiques imposées, il est nécessaire d'attendre pendant une période comprise entre 15 et 30 minutes (plateau de thermalisation). L'ensemble des expériences suit une procédure initiale commune qui ne sera pas répétée pour tous les cas, sachant que la racine de ces protocoles est donnée pour la détermination des coefficients de frottement (§ C.1).

C.1 Pour déterminer les coefficients de frottement ?

Lors de nos mesures, nous avons procédé de la manière suivante pour obtenir les valeurs des grandeurs physiques d'intérêt pour la détermination des coefficients de frottement :

① Choix et montage de la cale d'essai,

② Ouverture des vannes et mise en route de la pompe pour un débit compris entre $0,4$ et $0,8\,l\,min^{-1}$ pendant environ $1\,min$,

③ Vérification de la saturation en fluide des tubes en liaison avec le capteur de pression différentielle et réajustement de cette saturation le cas échéant,

④ Arrêt de la pompe et lancement de l'acquisition des données avec Labview 7.1 [2] lorsque l'écoulement est statique,

⑤ Redémarrage de la pompe à une faible valeur de débit,

⑥ Ajustement de la fréquence de rotation du moteur de pompe pour l'obtention de la valeur de débit souhaitée,

1. De plus amples informations sur toute la procédure de mise à niveau du logiciel d'acquisition de données (passage de TestPoint® à Labview®) réalisée dans le cadre de ce travail de thèse peuvent être retrouvées dans Valdenaire (2008).

2. Nous cherchons à déterminer la valeur des signaux des capteurs de pression lorsqu'il n'y a pas d'écoulement, zéro de ces capteurs

⑦ En régime stationnaire, réalisation de la moyenne sur dix points de mesures stables [3],

⑧ Arrêt de la pompe et fermeture des vannes,

⑨ Copie des données et arrêt de l'acquisition des données.

C.2 Pour caractériser les coefficients d'échange thermique ?

Le déroulement de la campagne de mesures pour l'obtention des coefficients d'échange se résume comme suit :

⑤ Redémarrage de la pompe et ajustement à une valeur élevée de débit ($Re > 7000$),

⑥ Allumage du système de chauffe et réglage de la puissance électrique souhaitée,

⑦ Ajustement de la fréquence de rotation du moteur de pompe pour l'obtention de la valeur de débit voulue,

⑧ En régime stationnaire, réalisation de la moyenne sur vingt points de mesures stables [4],

⑨ Arrêt de la pompe et fermeture des vannes,

⑩ Copie des données et arrêt de l'acquisition des données.

C.3 Pour identifier le déclenchement de l'ONB ?

Le protocole d'expérience pour la détermination du flux minimal permettant l'apparition de l'ébullition en mini-canaux suit les règles suivantes :

④ Arrêt de la pompe et lancement de l'acquisition des données avec Labview 7.1,

⑤ Démarrage de la procédure de dégazage,

⑥ Réglage de la vanne à diaphragme pour fixer la pression de fonctionnement,

⑦ Ajustement de la fréquence de rotation du moteur de pompe pour l'obtention de la valeur de débit souhaitée,

⑧ Mise en route du système de préchauffage afin de contrôler la température d'entrée,

⑨ Allumage du système de chauffage et augmentation progressive du flux de chaleur (par paliers et selon de faibles incréments) jusqu'à l'apparition de l'ébullition,

⑩ Arrêt de la pompe, fermeture des vannes, arrêt de l'acquisition et copie des données.

3. Les étapes 6 et 7 sont répétées pour toute la plage de nombre de Reynolds compris entre 200 et 8000

4. Les étapes 6, 7 et 8 sont répétées pour toute la plage de nombre de Reynolds.

C.4 Pour obtenir les courbes d'ébullition ?

Notre protocole d'essais pour l'obtention des courbes d'ébullition respecte les différentes étapes qui suivent :

④ Arrêt de la pompe et lancement de l'acquisition des données avec Labview 7.1,

⑤ Démarrage de la procédure de dégazage,

⑥ Réglage de la vanne à diaphragme pour fixer la pression de fonctionnement,

⑦ Ajustement de la fréquence de rotation du moteur de pompe pour l'obtention de la valeur de débit souhaitée,

⑧ Mise en route du système de préchauffage afin de contrôler la température d'entrée,

⑨ Allumage du système de chauffage et augmentation progressive du flux de chaleur (par paliers), puis lancement de la moyenne sur vingt-quatre points de mesure lorsque la température de paroi du bloc est stable [5],

⑩ Arrêt de la pompe, fermeture des vannes, copie des données et arrêt de l'acquisition des données.

5. Le flux de chaleur est incrémenté par paliers successifs, sur lesquels nous effectuons une moyenne de mesure sur 24 points, et l'augmentation est poursuivie jusqu'à l'apparition de l'assèchement de paroi. Lorsque la température en entrée du mini-canal augmente, la température du préchauffeur est diminuée de manière à obtenir la température d'entrée désirée.

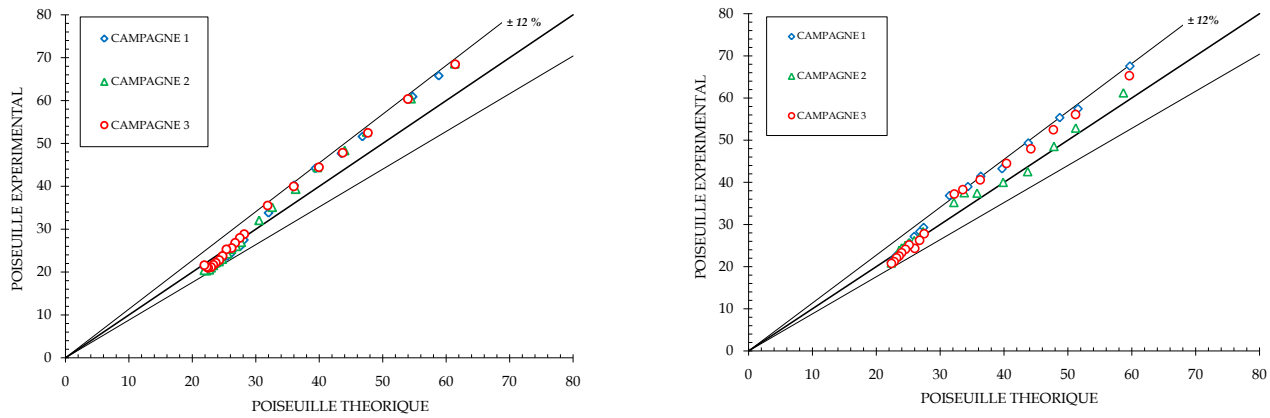
Annexe D

Autres résultats de l'étude

D.1 Résultats pour l'évolution des données monophasiques

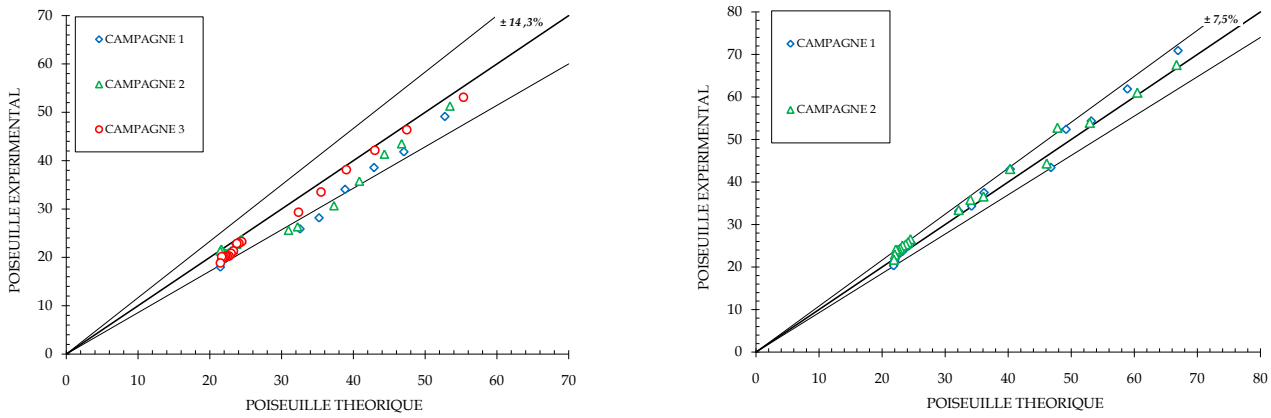
☞ Évolution des coefficients de frottement

Les données des Figures D.1 et D.2 montrent que le bon accord que nous avions trouvé avec les corrélations de la littérature pour les cales $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ est aussi retrouvé pour les cales $C_3(a = 8\,mm - b = 0,816\,mm)$ et $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$ avec les deux fluides d'essais.



(a) (b)

Figure D.1 – Comparaison entre les données expérimentales et les lois de prédiction des pertes de pression pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,816\,mm)$ avec : (a) de l'eau (b) du forane 365 HX

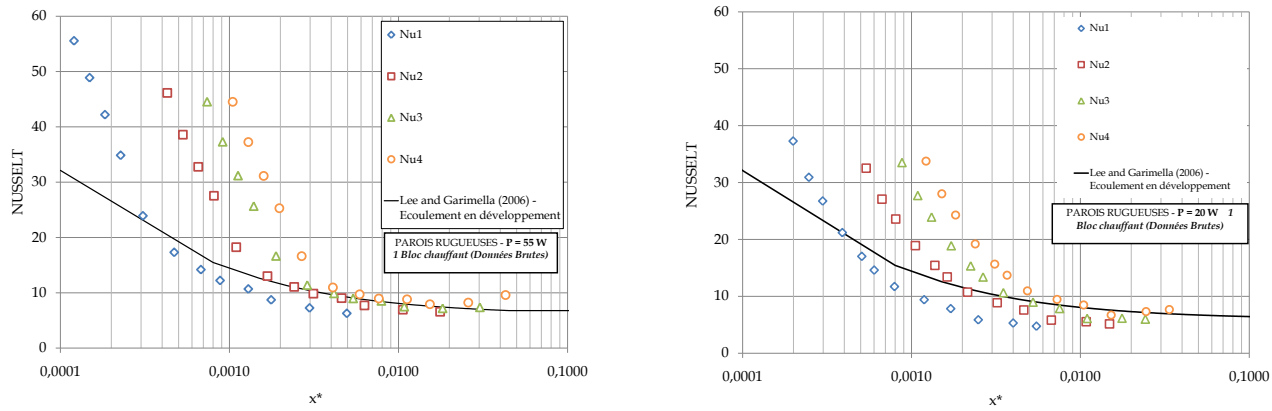


(a) (b)

FIGURE D.2 – Comparaison entre les données expérimentales et les lois de prédiction des pertes de pression pour la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$ avec : (a) de l'eau (b) du forane 365 HX

☞ Évolution des coefficients d'échange thermique

Les données des Figures D.3 et D.4 montrent l'écart qui peut exister entre nos données expérimentales et les corrélations de la revue de la bibliographique.



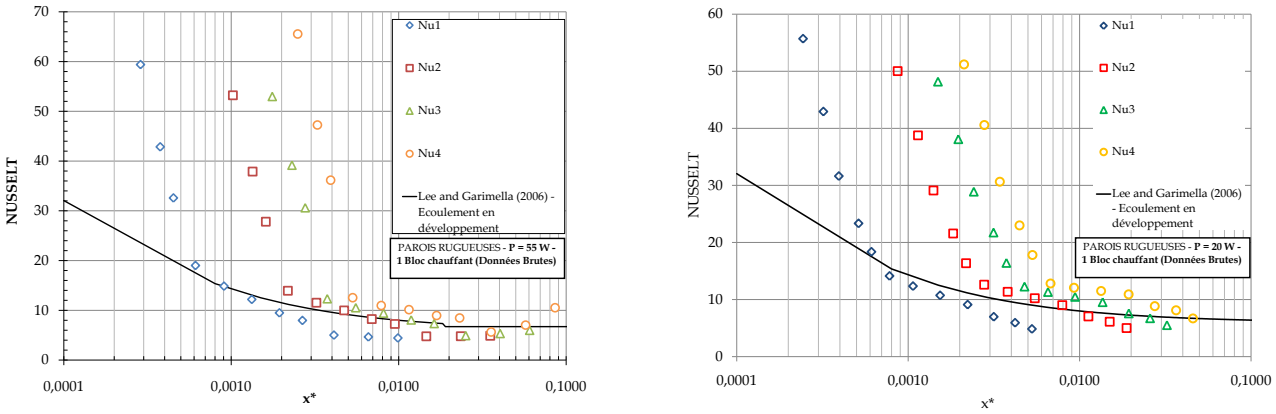
(a) (b)

FIGURE D.3 – Évolution du nombre de Nusselt (non corrigé) en fonction de la longueur thermique adimensionnelle, z^*. Comparaison avec les données théoriques de Lee et Garimella (2006) pour la cale $C_3(a = 8\,mm - b = 0,816\,mm)$ avec : (a) de l'eau (b) du forane 365 HX

De plus, la dispersion observée entre nos points expérimentaux (pour le forane 365 HX en tant que fluide de travail) lorsque les couches limites sont pleinement développées (pour les z^*

élevés), nous conduit à supposer que le flux n'est pas réparti de manière homogène pour ces deux canaux.

Ainsi, ces résultats seraient conformes aux données que nous avons présentées pour les cales $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ dans le § 5.2.4.



(a) (b)

FIGURE D.4 – Évolution du nombre de Nusselt (non corrigé) en fonction de la longueur thermique adimensionnelle, z^*. Comparaison avec les données théoriques de Lee et Garimella (2006) pour la cale $C_4(a = 4\,mm - b = 0,421\,mm)$ avec : (a) de l'eau (b) du forane 365 HX

D.2 Résultats pour l'évolution des données d'ébullition

☞ Influence de la pression et de la température de sous-refroidissement sur l'ONB

Nous avons étudié l'influence de la pression de fonctionnement ($0,35$ - $0,5$ et $0,7 bar$) pour la cale C_4 ($d_h = 0,727\, mm$) sur l'apparition de l'ONB. Cependant, pour ce cas précis, l'évolution de la température d'entrée est conservée constante. Nous pouvons voir en effet, que le flux transmis au fluide avant l'apparition de l'ONB augmente avec cette pression de fonctionnement sur la Figure D.5. Cependant comme les résultats nous l'ont montré au § 6.2.2, il s'agirait plus d'un effet de sous-refroidissement que d'un effet de pression.

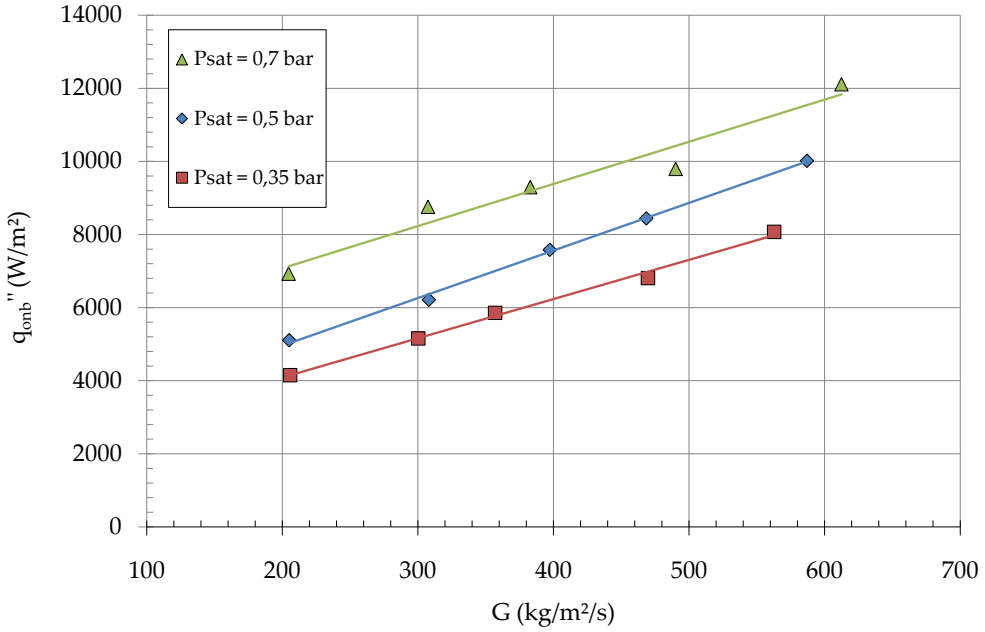


FIGURE D.5 – Influence de la pression de saturation et du sous-refroidissement ($T_{amont} \approx 40^oC$ pour tous les essais) sur la densité de flux échangée aux parois pour la cale C_4 pour $0,35$ - $0,5$ et $0,7\, bar$

Annexe E

Présentation du modèle numérique

La géométrie du modèle a été réalisée sous Gambit 2.2.30 à partir des dessins techniques de la section d'essais. La modélisation comprend le bloc supérieur équipé de la fenêtre de visualisation. Nous avons modélisé uniquement un plan de symétrie longitudinal. Les calculs ont été ensuite menés dans une configuration tridimensionnelle pour l'ensemble des écoulements se déroulant dans les quatre mini-canaux choisis.

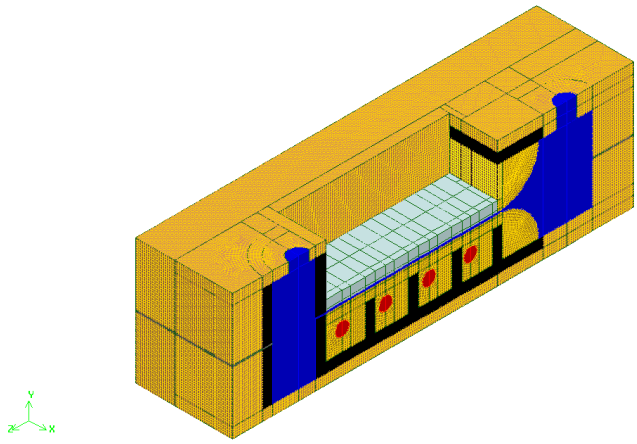


Figure E.1 – Modélisation de la section d'essai sous Gambit 2.2.30

Le but de cette étude a été de pouvoir obtenir des données qualitatives en formulant le minimum d'hypothèses possible. Pour effectuer correctement ce travail, il a été nécessaire de scinder le volume de contrôle initial en de multiples volumes de plus petites dimensions présentant des faces de symétrie. Cette technique permet de s'assurer d'un maillage contrôlé sur l'ensemble de la section d'essais. Le volume de fluide a été découpé d'une manière spécifique de manière à pouvoir effectuer des raffinages progressifs à mesure que l'on se rapproche de l'entrée du mini-canal (qui sera plus finement maillé) et limiter ainsi l'apparition de comportements numériques singuliers à l'entrée du mini-canal. La Figure E.1 représente la géométrie réalisée avec des codes couleurs associés aux différents groupements composant la section d'essais. Le nombre total de volumes est de 471. La zone maillée (traits de couleur jaune) représente les blocs supérieur et inférieur de la section d'essai, la résine isolante est reproduite à l'aide des groupements de couleur noire, tandis que les cartouches chauffantes sont en rouge. Enfin, la zone en bleu représente le volume de fluide présent au sein de la section d'essais. Les différents

traits de couleur verte observables sur cette illustration représentent les volumes qui ont dû être définis pour décrire et mailler l'ensemble de la section d'essai.

Toute la section d'essai a été modélisée exceptés les trous de perçage des goujons de serrage qui permettent l'union des trois parties (bloc supérieur, cale, bloc inférieur), les logements des thermocouples situés dans le bloc inférieur et les thermocouples eux-mêmes [1]. La Table E.1 présente la liste des matériaux qui constituent la section d'essai ainsi que leurs propriétés thermophysiques.

Matériaux	ρ $(kg.m^{-3})$	c_p $(J.kg^{-1}.K^{-1})$	λ $(W.m^{-1}.K^{-1})$	Localisation
Laiton	8400	376	121	Blocs sup. et inf.
Résine époxy	600	795	0,071	Fentes isolantes
Inox (301)	7900	460	14,7	Plaque évidée
Sulfide de Zinc	4080	530	27,2	Bloc sup.
Fluides (20^oC)	ρ $(kg.m^{-3})$	c_p $(J.kg^{-1}.K^{-1})$	λ $(W.m^{-1}.K^{-1})$	μ $(Pa.s)$
eau	998,2	4182	0,6	0,00103
forane 365 HX	1247	1344	0,102	0,000606

Table E.1 – Propriétés physiques des matériaux et des fluides utilisés pour la composition de la section d'essai

Les propriétés thermophysiques des fluides de travail ont été prises variables avec la température moyenne du fluide présent dans la section d'essai. Une condition de type « pressure-inlet » (conditions limites définies sous Fluent 6 (2001)) est imposée en entrée de la section d'essais. En sortie, nous avons choisi une condition de type « pressure-oulet » en supposant que l'écoulement est libéré à la pression atmosphérique. Les cartouches chauffantes ont été modélisées grâce à une source surfacique de chaleur répartie uniformément pour le cas thermique. Pour l'ensemble des campagnes expérimentales, la section d'essai était exposée à la température ambiante de la pièce. Ainsi, l'ensemble des surfaces en contact avec l'extérieur a été soumis à de la convection naturelle. Le coefficient d'échange thermique associé à cette convection naturelle a été estimé à une valeur comprise entre 10 et 20 $W.m^{-2}.K^{-1}$ pour une température extérieure d'environ 300^oK dans le modèle numérique.

1. Notons que l'estimation des températures de paroi est réalisée exactement aux positions où sont placés les thermocouples.

Notre résolution numérique a été effectuée en utilisant les équations classiques de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie) simplifiées selon les hypothèses suivantes :

① Régime d'écoulement stationnaire et conditions laminaires,

② Écoulement incompressible,

③ Transferts de chaleur entre les éléments solides considérés comme purement conductifs,

④ Propriétés thermophysiques constantes pour les solides,

⑤ Variation des propriétés thermophysiques des fluides avec la température moyenne.

Ces équations se réduisent pour le fluide à :

$$\nabla.\vec{U} = 0 \tag{E.1a}$$

$$\rho(\vec{U}\nabla.\vec{U}) = -\nabla P + \nabla.\tau \text{ avec } \tau = \mu((\nabla\vec{U} + \nabla\vec{U}^T) - \frac{3}{2}\nabla.\vec{U}I) \tag{E.1b}$$

$$\rho\nabla.(\vec{U}(h + \frac{U^2}{2})) = \nabla.(\lambda\nabla T) \tag{E.1c}$$

et pour le solide à :

$$\nabla^2.T = 0 \tag{E.1d}$$

Étude de la sensibilité au maillage

Pour toutes les géométries, le maillage a été dans un premier temps réalisé sous Gambit 2.2.30, puis raffiné sous Fluent 6 (2001) dans les différentes parties du volume de fluide. La validation de ce maillage est réalisée en comparant l'évolution du coefficient de frottement et des profils de vitesse avec les données de conditions pleinement développées en hydrodynamique [équations (1.2) et (1.6)] pour les différents mini-canaux. Pour les conditions thermiques, le raffinage du maillage a été stoppé lorsque les résultats numériques ont montré une faible variabilité par rapport au nombre de mailles.

Nous présentons dans ce paragraphe l'influence du raffinage du maillage sur l'évolution des lois hydrodynamiques. Tous les graphiques présentés dans ce paragraphe sont issus des résultats obtenus pour la cale $C_2(a = 5,6mm - b = 0,816mm)$ avec de l'eau en tant que fluide de travail. Après avoir dessiné la géométrie, nous avons réalisé un maillage structuré pour l'ensemble de la section d'essai et du volume de liquide, excepté pour les zones situées près du convergent qui ont nécessité l'emploi d'un maillage déstructuré. Les résultats obtenus pour les coefficients de frottement ont été représentés sur la Figure E.2 en fonction du raffinage pour la cale C_2 et avec l'eau comme fluide de travail.

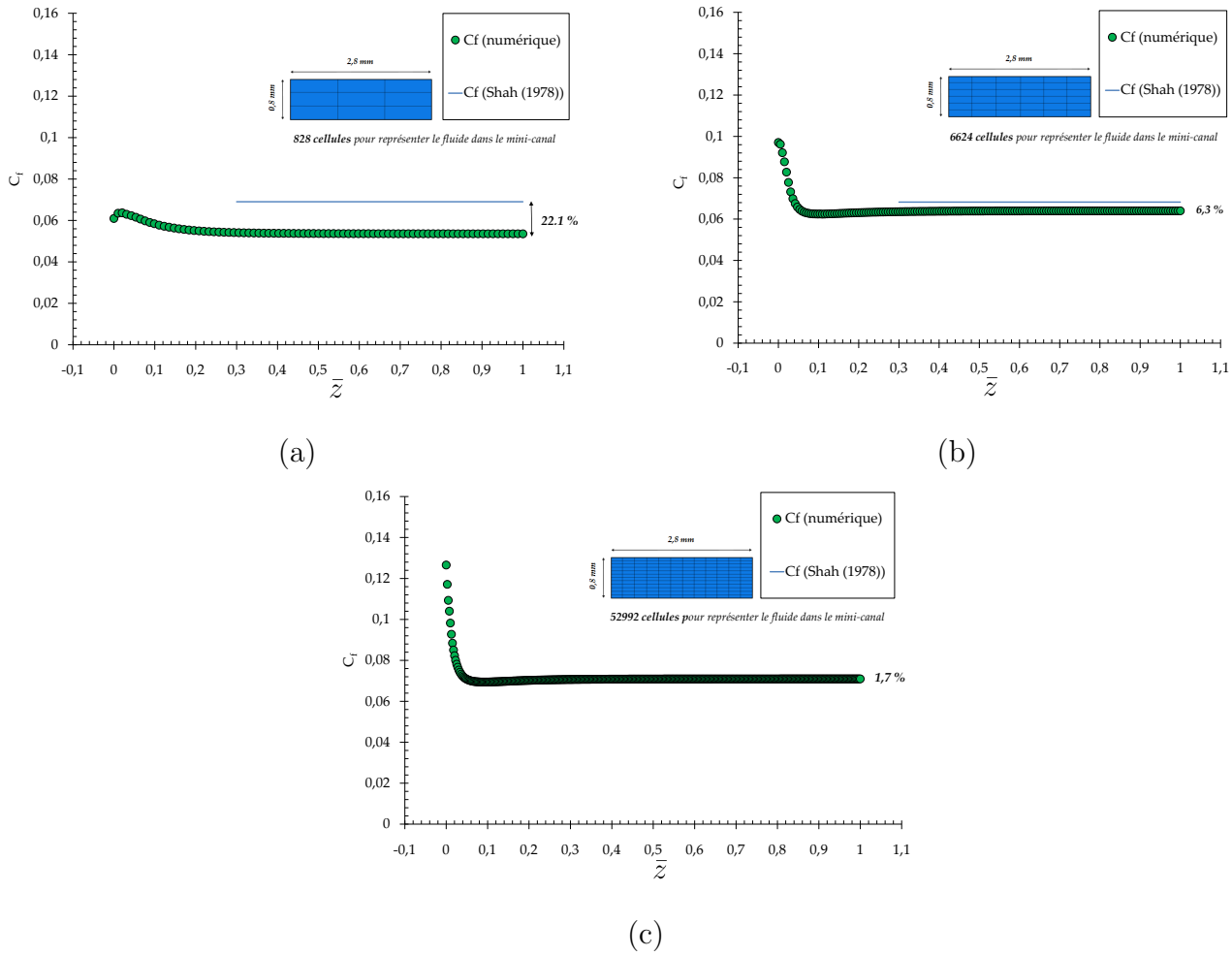


FIGURE E.2 – Évolution du coefficient de frottement pour $Re = 300$ en fonction de la longueur adimensionnalisée ($\bar{z}$) pour la cale C_2 avec l'eau comme fluide de travail pour : (a) 828 cellules (b) 6624 cellules (c) 52992 cellules

Les écarts avec le coefficient de frottement défini selon la loi de Shah et London (1978) pour le régime pleinement développé ont été reportés sur la Table E.2 pour les cales $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ pour de l'eau et du forane 365 HX en tant que fluides de travail. Ces résultats permettent de montrer que le raffinage a un fort impact sur la qualité des résultats obtenus. Lorsque le raffinage atteint un nombre de 52992 cellules, l'écart maximal par rapport aux résultats de Shah et London (1978) est d'environ $1,7\%$ lorsque l'écoulement est pleinement développé pour l'utilisation de l'eau en tant que fluide de travail. Les essais numériques menés avec le forane 365 HX montrent aussi un très bon accord avec les données de Shah et London (1978) avec un écart maximal de $2,3\%$ lorsque le maillage est le plus raffiné.

Cale	Raff.	Mini-canal	Plus petite maille	$(C_{f,\text{eau}})$	$(C_{f,\text{F365}})$
C_1	0	736 cellules	$250\mu m$	49,7 %	45,7%
C_1	1	5888 cellules	$125\mu m$	12,1 %	10,9%
C_1	2	47104 cellules	$62,5\mu m$	0,9 %	2,3%
C_2	0	828 cellules	$266\mu m$	51,8 %	44,1%
C_2	1	6624 cellules	$133\mu m$	6,3 %	6,2%
C_2	2	52992 cellules	$66\mu m$	1,7 %	1%

Table E.2 – Erreur moyenne absolue (MAE) entre le coefficient de frottement numérique et celui défini par la loi de Shah et London (1978) pour un nombre de Reynolds ≈ 300

De manière à conforter notre technique de raffinage pour cette cale, nous avons aussi comparé les profils de vitesses obtenus avec la modélisation par rapport aux profils de vitesses définis selon l'équation (1.2). Nous avons choisi de calculer les profils de vitesses numérique sur deux lignes perpendiculaires s'intersectant au centre du mini-canal sur un plan (xy) situé à une cote $z = 76\,mm$ par rapport à l'entrée du mini-canal. Une synthèse de ces comparaisons est reportée pour les deux fluides de travail dans la Table E.3.

Cale	Mini-canal	$U_{\text{eau}}(x, y = 0)$	$U_{\text{eau}}(x = 0, y)$	$U_{\text{F365}}(x, y = 0)$	$U_{\text{F365}}(x = 0, y)$
C_1	736 cellules	27,5%	20%	29,6%	20%
C_1	5888 cellules	6,1%	5,4%	6,2%	5,6%
C_1	47104 cellules	0,6%	0,15%	0,64%	0,14%
C_2	828 cellules	35,4%	21,1%	35,8%	21,2%
C_2	6624 cellules	7,1%	6,6%	8,3%	6,7%
C_2	52992 cellules	1,7%	1,2%	1,1%	0,7%

Table E.3 – Erreur moyenne absolue (MAE) entre les profils de vitesses numériques et ceux définis par la loi de Shah et London (1978) pour un nombre de Reynolds ≈ 300

Les profils obtenus par notre modélisation numérique et les profils numériques prédits par Shah et London (1978) sont en excellent accord lorsque le nombre de cellules est 47104 pour la cale $C_1(a = 2,3\,mm - b = 1\,mm)$ et de 52992 pour la cale $C_2(a = 5,6\,mm - b = 0,816\,mm)$ avec des écarts en dessous de 2%. L'ensemble de ces comparaisons est présenté sur la Figure E.3 pour la cale C_2, l'eau étant le fluide de travail.

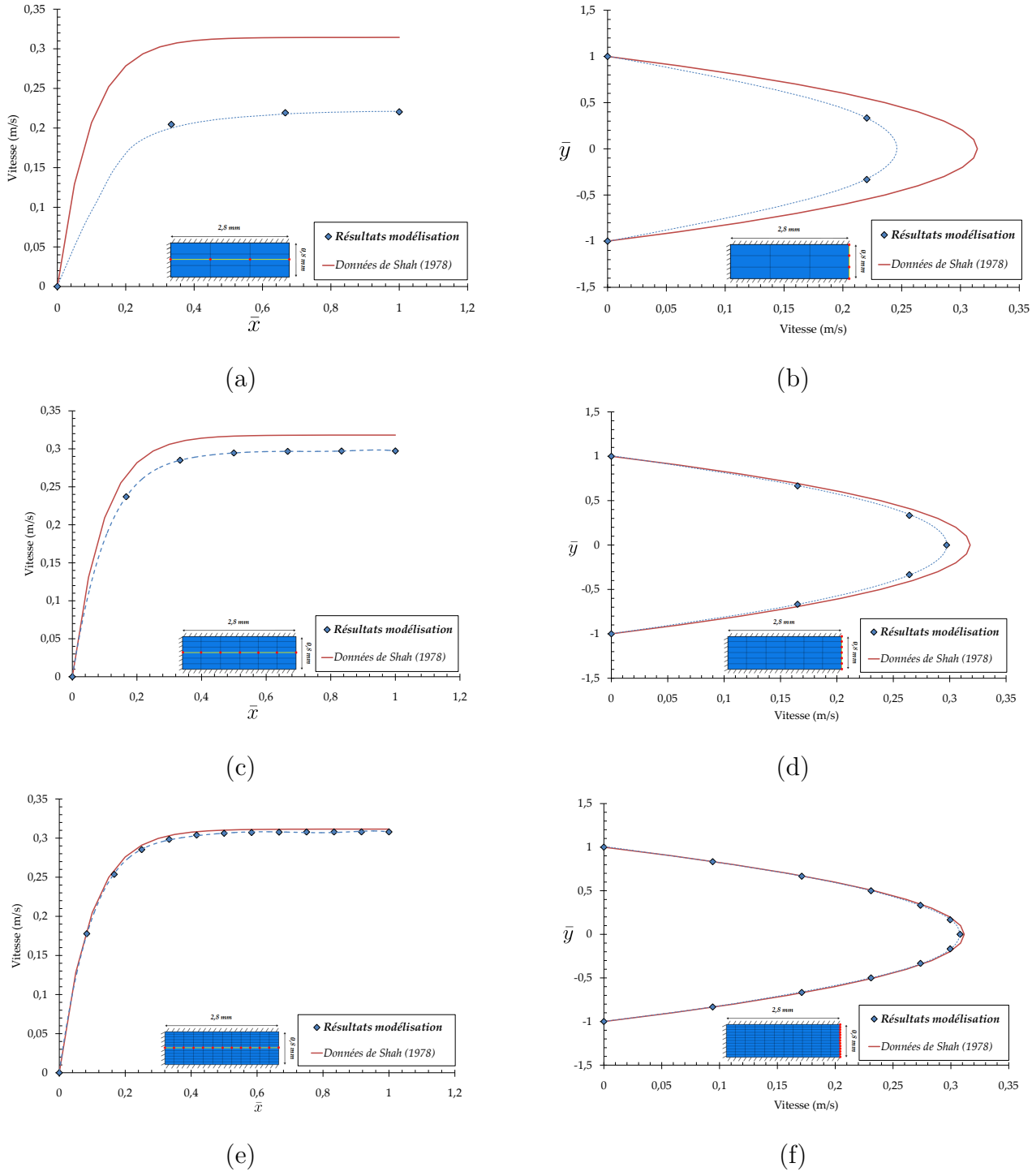


FIGURE E.3 – Évolution des profils de vitesse pour un nombre de Reynolds égal à 300 en fonction de la demi-largeur ($\bar{x}$) ou de la hauteur ($\bar{y}$) adimensionnalisée pour la cale C_2 avec de l'eau comme fluide de travail pour : (a) 828 cellules (b) 6624 cellules (c) 52992 cellules

L'ensemble des résultats présentés au § 5.3.1 a été obtenu avec un niveau encore supérieur de raffinage pour s'assurer d'une bonne qualité de la solution à l'aide du modèle numérique.

Annexe F

Taux de vide et traitement d'images

F.1 Intérêt du traitement d'images

De manière à pouvoir établir des cartes d'écoulements qui nous permettront de déterminer dans quelles conditions les coefficients d'échange sont les meilleurs, il peut être intéressant de connaître la répartition des phases entre le liquide et la vapeur.

Pour pouvoir déterminer ces répartitions, le taux de vide, α (équation 2.1.1), semble être un paramètre pertinent. Pour nos essais expérimentaux, nous pouvons obtenir sous certaines conditions, ce coefficient, grâce au traitement des images. Ainsi, nous pouvons obtenir à l'aide des visualisations le taux de vide surfacique. De manière à réussir à déterminer le taux de vide global, il est donc nécessaire de pouvoir estimer le volume des bulles présentes dans les mini-canaux. L'article de Sobierska *et al.* (2007) permet de donner un mode de détermination des régimes d'écoulement. Trois régimes similaires à ceux présents dans notre cas expérimental sont exposés sur la Figure F.1 :

a - Régime à bulles

b - Régime à poches de vapeur

c - Régime à bouchons

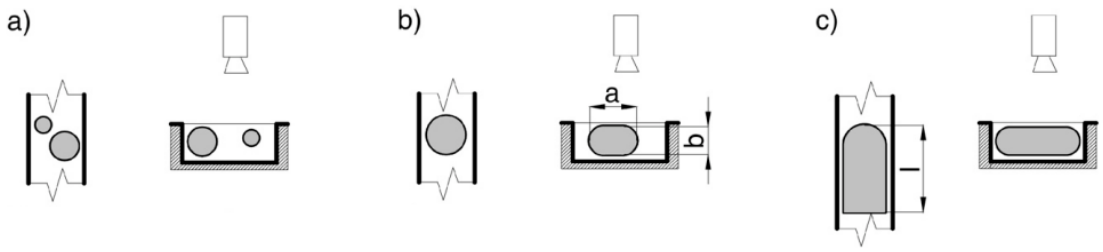


Figure F.1 – Classification des régimes d'écoulement selon Sobierska *et al.* (2007)

Pour minimiser les erreurs sur la détermination de α grâce aux différents éléments de la boucle expérimentale, nous avons décidé de limiter l'étude à des vitesses massiques et à des flux de chaleur faibles - respectivement $< 150 kg/(m^2 s)$ et $< 1 W/cm^2$ -

F.1.1 Régime à bulles

Dans ce régime, les bulles sont de petites dimensions et ne sont ni contraintes ni par la largeur ni par l'épaisseur de la zone d'écoulement. Elles peuvent être considérées comme étant sphériques et leur volume suit la formule classique suivante :

$$V_1 = \frac{4}{3}\pi R^3 \tag{F.1}$$

F.1.2 Régime à poches de vapeur

Le flux de chaleur imposé entraîne l'augmentation de la taille des bulles, ainsi, celles-ci se retrouvent contraintes dans un premier temps par l'épaisseur de cale. En effet, pour tous les cas expérimentaux, la largeur de cale est toujours plus grande que son épaisseur. Ainsi, la première contrainte imposée par les parois vient de cette épaisseur. Nous considérerons pour ce régime uniquement les bulles qui sont toujours sous forme de disques lorsqu'elles sont vues par le dessus de la fenêtre. Ainsi, le volume de ces bulles est représenté par le volume d'une bulle du même rayon que le disque vu du dessus dont les calottes sphériques supérieure et inférieure - due à l'écrasement de la bulle - ont été retranchées. Ainsi la formule dans ce cas est la suivante :

$$V_2 = \frac{4}{3}\pi R^3 - 2 \times \pi H^2 \times (R - H/3) \tag{F.2}$$

où R est le rayon de la bulle et où H représente la différence de hauteur entre la cote de la calotte sphérique et le sommet de la bulle qui est donnée par l'expression :

$$H = R - e$$

La Figure F.2 permet d'éclaircir le propos.

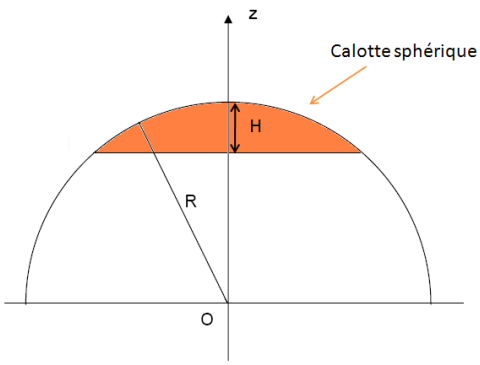


FIGURE F.2 – Retrait des calottes sphériques

avec e qui est l'épaisseur de cale.

F.1.3 Régime à bouchons

Les bulles continuent de grossir jusqu'à être contraintes par la largeur de cale. Quand cette configuration intervient nous nous retrouvons dans la troisième catégorie de régime d'écoulement. Dans ce cas précis, nous considérerons que les bulles sont assimilables à des surfaces projetées dans l'épaisseur et nous déterminerons leur volume grâce à la formule :

$$V_3 = \pi R^2 \times e \tag{F.3}$$

avec e qui est l'épaisseur de cale.

Le taux de vide global constitue la somme de ces trois volumes rapportée au volume total de fluide circulant dans la zone visualisée. On obtient ainsi :

$$\alpha = \frac{V_1 + V_2 + V_3}{V_{total}} \tag{F.4}$$

F.2 Traitement d'images avec Matlab

A partir d'une image, nous pouvons calculer directement le taux de vide surfacique et déterminer par la suite, le taux de vide global grâce aux calculs exposés précédemment.

La qualité de l'image obtenue dépend de nombreux paramètres qui sont difficiles à régler d'une manière constante et optimale. Ces paramètres peuvent avoir un impact plus ou moins important sur la qualité de l'image finale, ils sont les suivants :

1. Le premier, et plus important, est l'éclairage. Cet éclairage est réalisé grâce à deux fibres optiques qui sont fixées sur le stéréomicroscope. Si leur positionnement n'est pas parfaitement normal au canal, des zones d'ombres apparaissent en amont et en aval des bulles. La question est de savoir « comment traiter numériquement ces zones d'ombres ? » Notre image étant en niveaux de gris, ces zones d'ombres ne sont ni de la teinte du liquide, ni de la teinte des bulles.
2. Le second paramètre est inhérent à la qualité de la fenêtre d'observation. En effet les rayures peuvent provoquer la coupure d'une bulle lors du traitement numérique.
3. Le troisième paramètre provient des fibres optiques elles-mêmes. Nous avons remarqué pendant nos expérimentations que leur intensité lumineuse n'était pas constante. Invisible à l'œil nu, c'est le stéréomicroscope qui nous a permis de faire cette observation. En fait, les fibres optiques éclairent une zone par pulsations. Dans l'image, le niveau de gris du liquide et du gaz se trouvant dans cette zone va donc varier suivant les pulsations de la fibre optique. Cependant, l'intensité des niveaux de gris permet encore de faire la

différence entre liquide et gaz. Il apparaîtra alors comme un bruit de fond à l'intérieur de ces zones, sous les fibres optiques.

Nous devons donc rechercher des solutions pour pallier ces problèmes, ou du moins les minimiser. Lors du traitement numérique, nous convertissons l'image en données, c'est à dire qu'à partir d'une image nous obtenons une matrice. Si l'image est d'une taille de $n \times m$ pixels alors la matrice aura n lignes et m colonnes. Notre image étant en niveaux de gris, à chaque pixel est associé un code couleur allant de 0 à 255. C'est ce niveau de gris qui sera enregistré dans la matrice.

A la fin de chaque acquisition d'images, nous en capturons une dernière que l'on appellera « image de fond » . Cette image est prise dans les mêmes conditions d'éclairage et de débit que lors de la manipulation, mais avec un fluide monophasique. Une fois que nous avons converti l'image à traiter et l'image de fond en données, nous procédons à une soustraction de leur matrice respective. Ceci permet d'éliminer toutes les impuretés et les rayures de la fenêtre, qui d'une image à l'autre n'ont pas changé de place. La matrice ainsi obtenue ne contient les données que des nouveaux éléments. Seules les bulles apparaissent. Cette « soustraction d'images » permet de résoudre le deuxième problème qui est la qualité de la fenêtre. Nous n'avons pas trouvé de résolution totale pour le premier problème concernant l'éclairage, ainsi nous essayons de positionner les fibres optiques d'une manière optimale qui limite les ombres créées, ce qui implique un éclairage le plus normal possible à l'écoulement. Les pulsations des fibres optiques ne seront corrigées qu'à l'intérieur du programme de traitement numérique des images. Ces pulses seront en fait assimilés à un bruit de fond que le code de traitement des images élimine « aisément » .

Nous disposons maintenant d'une image en niveaux de gris pour procéder au traitement numérique. Nous allons alors effectuer un seuillage. Cela consiste, à partir d'une valeur seuil, à coloriser en blanc tous les éléments qui ont une valeur inférieure au seuil, et à coloriser en noir les autres. Dans notre cas, les éléments sont les pixels et nous allons seuiller leur niveau de gris. Ce seuil est extrêmement important puisqu'il va permettre de différencier les bulles du liquide. Nous ne pouvons donc pas le fixer arbitrairement. C'est pour cette raison que nous avons réalisé un code de seuillage qui, à partir d'une série d'images, va déterminer un seuil optimal.

Afin de visualiser l'impact que peut avoir le seuil sur le traitement d'une image, nous allons comparer une image acquise à des images obtenues à partir de différentes valeurs de seuil : trop faible, trop grande et optimale. L'exemple donnée en Figure F.3 a été obtenu pour un débit de $0,015\ l/min$, une cale d'épaisseur 914 $microns$, de largeur 3 mm, et pour un flux de chaleur inférieur à 1 W/cm^2. Il y a 14 bulles sur cette image et le taux de vide y est de $0,065$.

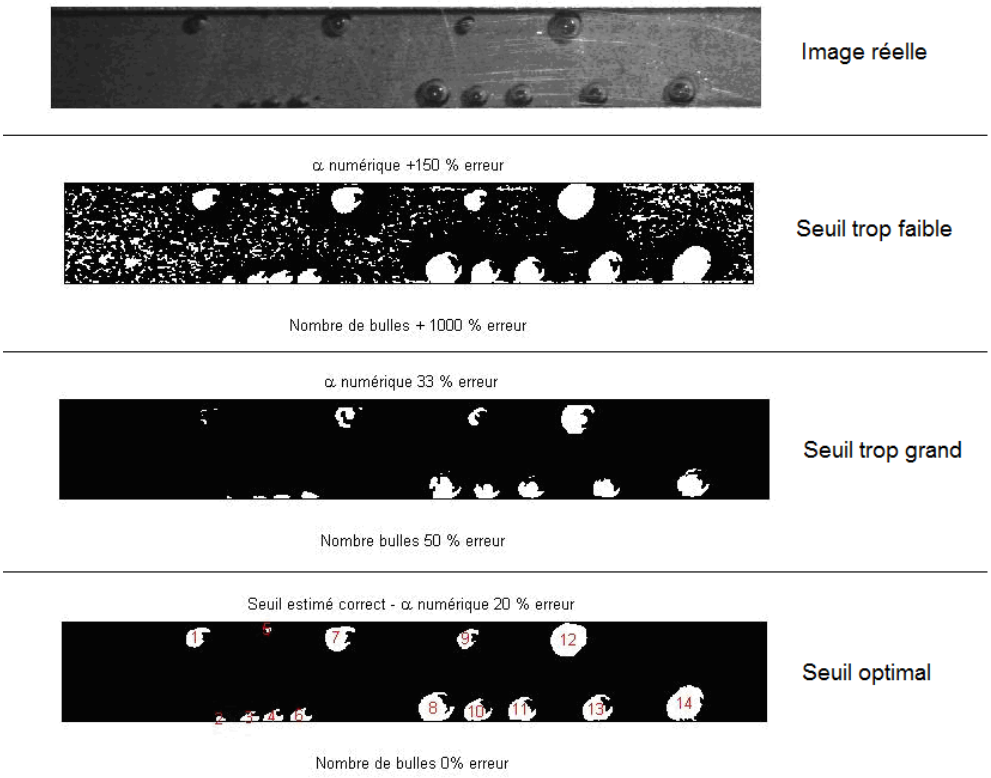


FIGURE F.3 – Impact du seuil sur une image numérique

F.2.1 Programme de seuillage

La Figure F.4 permet d'avoir une vue synthétique du fonctionnement du code de seuillage. La seconde partie de ce code permet de chercher les seuils qui sont optimaux pour notre étude et ce point ce point important est détaillé à la suite :

Pour notre protocole, le fait d'augmenter la valeur de seuillage permet de faire diminuer la proportion de vapeur par rapport au liquide numériquement. Ainsi nos classes de petites, moyennes et grosses bulles ne peuvent que diminuer lorsque cette valeur de seuillage augmente si l'on souhaite conserver le sens physique. Notre premier paramètre de contrôle pour déterminer l'encadrement de notre valeur de seuil concerne les petites bulles. En effet, le nombre de petites bulles va en décroissant jusqu'à ce que les autres types de bulles soient éclatées par l'augmentation du seuil et formant à nouveau de nouvelles petites bulles. Ainsi, les valeurs minimales du nombre de petites bulles vont constituer le premier encadrement. Ensuite, la connaissance du taux de vide expérimental permettra de déterminer le seuil correspondant à l'erreur minimale commise sur ce paramètre. Le temps pour déterminer le taux de vide expérimental est long car le fait de compter et de calculer le volume de chacune des bulles en fonction de sa catégorie

peut être rédhibitoire. Ainsi, des comparaisons en différents endroits de la série d'images sont effectuées pour évaluer le seuil choisi sur l'ensemble de cette série.

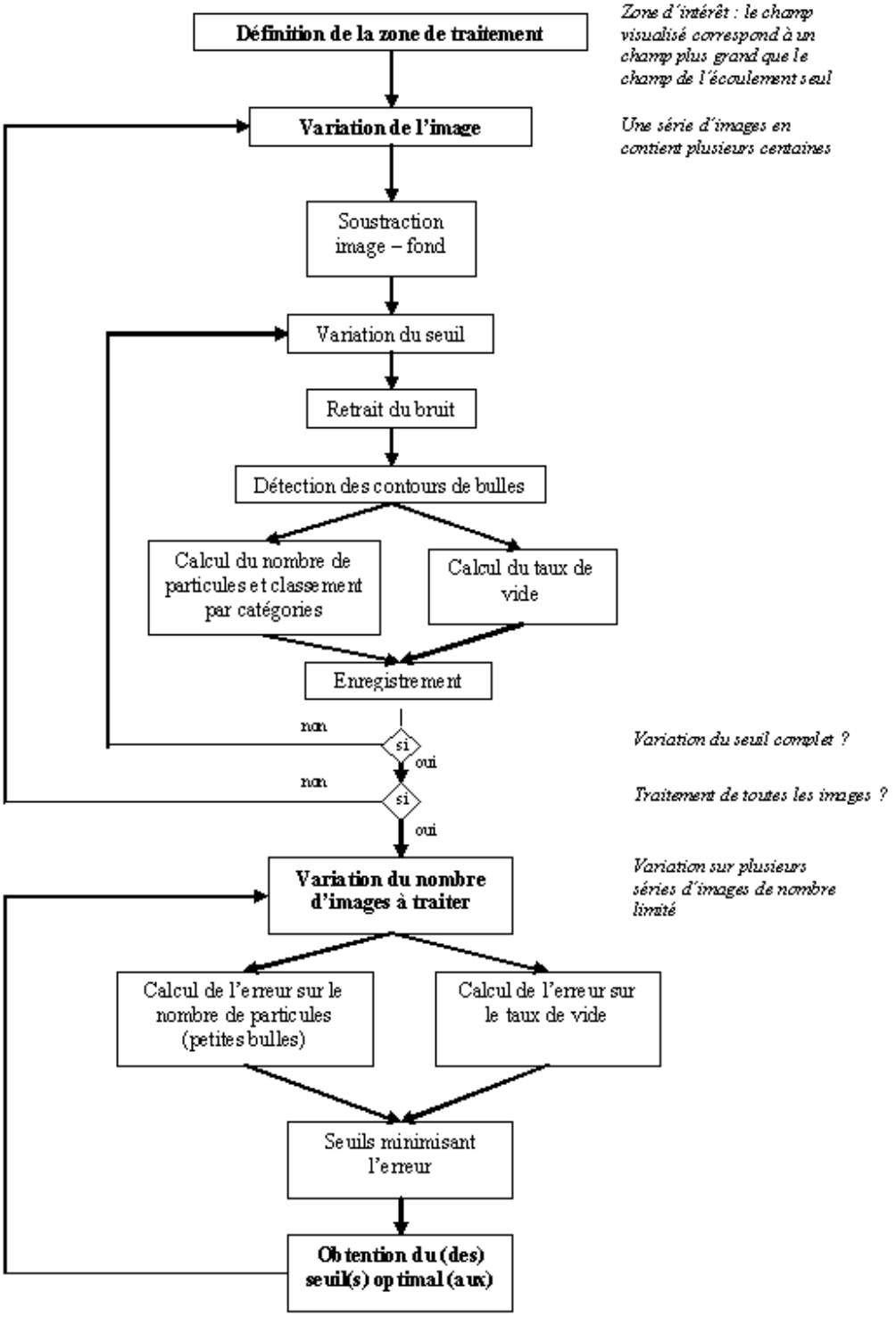


FIGURE F.4 – Décomposition modulaire du code de seuillage

Pour une série typique de 500 images, nous effectuons trois comparaisons sur des séries de

20 images. Le temps de comptage est très long et est d'environ trois heures pour 60 images. Cependant, ce calcul nous a permis de déterminer que la comparaison avec 3 séries de 5 images semblait être suffisante. Dans cette configuration des seuils optimaux peuvent être tout le temps déterminés.

RÉSUMÉ :

Cette thèse est consacrée à l'étude des écoulements internes en ébullition dans des canaux de petites dimensions. L'application visée est le refroidissement des piles à combustible de type PEMFC. Le confinement de plus en plus marqué des PEMFC et l'accroissement des densités de flux de chaleur produites au cœur de pile nécessitent une étude approfondie des transferts de chaleur dans les mini-canaux. Pour cette étude, le fluide utilisé a été le forane 365 HX, qui présente des propriétés intéressantes pour l'objectif visé. Comparativement aux écoulements monophasiques, une quantité élevée d'énergie peut être extraite des parois en limitant le gradient thermique pariétal en condition d'ébullition, lorsque le fluide se trouve à saturation. De manière à effectuer un dimensionnement adéquat d'un échangeur thermique, nous avons étudié l'influence de la dimension de la section droite de la mini-conduite sur les performances de l'appareil. Nous avons ainsi étudié quatre mini-canaux de section rectangulaire et de diamètre hydraulique compris entre $0,727\,mm$ et $1,45\,mm$. Nous avons centré notre étude sur l'influence du rapport d'aspect en définissant deux mini-canaux de même diamètre hydraulique et de rapports d'aspect différents. Nous avons constaté que les valeurs de flux thermiques conduisant à l'apparition de l'ébullition (ONB) ou à l'assèchement du liquide en paroi (CHF) dépendent de la géométrie du mini-canal. Les évolutions des pertes de pression en régime diphasique sont aussi influencées par ces données géométriques tandis que les coefficients d'échange évoluent peu avec celles-ci. De plus, des visualisations de l'écoulement ont été effectuées simultanément aux mesures et nous avons montré que les paramètres géométriques avaient un impact direct sur les transitions entre les régimes d'écoulement. Pour la majeure partie des expériences réalisées, la pression de fonctionnement était de $70\,kPa$ (relativement à la pression atmosphérique), les vitesses massiques étaient comprises entre $100\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ et $800\,kg.m^{-2}.s^{-1}$ et les flux thermiques testés ont pu atteindre la valeur maximale de $250\,kW.m^{-2}$, lors de la détermination du flux de chaleur critique (CHF).

Mots clefs : ébullition, mini-canaux, rapport d'aspect, ONB, CHF, perte de pression, coefficient d'échange de chaleur, configuration d'écoulement, forane

ABSTRACT :

This study is devoted to boiling flows in mini-channels of small dimensions. The objective was the enhancement of the thermal performance of PEM fuel cells. Confinement is nowadays one of the key parameters when considering a fuel cell. Indeed, the amount of heat flux to be removed from the fuel cell increases when its dimensions are decreased. As a consequence, thorough investigations of heat transfer in fuel cells are required. In our study, Forane 365 HX was selected to be used as the working fluid for the purpose of cooling. In comparison with single-phase flows, an important amount of energy can be extracted in forced boiling conditions while keeping a moderate wall temperature gradient. Thus, in order to properly design a heat exchanger in forced boiling conditions, it is important to understand the influence of the dimensions of one single mini-channel on the pressure drop across the channel and the heat transfer coefficients. Consequently, we investigated the flow and associated heat transfer in four rectangular mini-channels of hydraulic diameter ranging from $0.727\,mm$ to $1.45\,mm$. We especially studied the influence of the aspect ratio by considering two mini-channels of same hydraulic diameter and different aspect ratios. We found that the heat flux necessary to the onset of nucleate boiling or the critical heat flux are dependent on the geometric dimensions of the mini-channel in our experiments. For the saturated boiling flow conditions, the pressure drop is also related to the channel cross-section area whereas the heat transfer coefficients seem to be nearly independent of the mini-channel under study. Simultaneously to these measurements, a high-speed video camera was used for visualizing the boiling flow. We observed that the mini-channel cross-section has a significant influence on the flow pattern transitions. Most of our experiments were performed for a working pressure of $70\,kPa$ (relatively to atmospheric pressure) whereas the mass flow rate was in the range [100- $800\,kg.m^{-2}.s^{-1}$]. The heat flux removed by the boiling flow reached values as large as $250\,kW.m^{-2}$ for the critical heat flux conditions.

Keywords : boiling, mini-channels, aspect ratio, ONB, CHF, pressure drop, heat transfer coefficient, flow pattern, forane