UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE
Laboratoire IUSTI UMR CNRS 7343

Thèse

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de L'Université d'Aix-Marseille

par

Kifah SARRAF

intitulée

Echangeurs à plaques corruguées en mode monophasique et en condensation : études expérimentale, numérique et analytique, et analyse des écoulements et des transferts thermiques

Ecole Doctorale 353 : Physique, Modélisation et Sciences pour l'ingénieur
Discipline : Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique
Spécialités : Energétique, Mécanique et physiques des fluides

Soutenue le 12/12/2014 devant le jury :

Ing. Eric AUZENET (CIAT industrie, Centre R&I, Culoz)	Invité
MCF Davide DEL COL (Université de Padova, DII, Italie)	Examinateur
Pr. Michel GRADECK (Université de Lorraine, LEMTA, Nancy)	Examinateur
MCF Stéphane LAUNAY (Aix-Marseille Université, IUSTI, Marseille)	Co-directeur de thèse
Pr. Christophe MARVILLET (Cnam, IFFI, Paris)	Rapporteur
MCF-HDR, Marc MISCEVIC (Université Paul Sabatier, LAPLACE, Toulouse)	Rapporteur
Pr. Hassan PEERHOSSAINI (Université Paris-Diderot, LIED, Paris)	Examinateur
Pr. Lounès TADRIST (Aix-Marseille Université, IUSTI, Marseille)	Directeur de thèse

A ma famille....

A mon amour...

A mes amis...

Remerciements

Dans cette aventure/thèse au laboratoire IUSTI, on est parti du zéro avec une idée dans la tête et une feuille blanche. Finalement, l'idée est concrétisée et la feuille blanche est devenue un manuscrit de thèse rempli de résultats innovants et de nouvelles idées. Cela n'était pas possible sans l'aide de Dieu et le support de beaucoup de personnes. Je vous remercie tous et j'espère pouvoir vous rendre le service.

Tout d'abord je remercie vivement de tout mon cœur mon co-directeur de thèse, M. Stéphane LAUNAY, pour tout ce qu'il a fait au cours de cette thèse. Je le remercie pour sa créativité, sa rigueur et sa passion. Il m'a appris humainement et scientifiquement le métier d'un enseignant-chercheur. Sa disponibilité et sa confiance en moi m'ont permis de réaliser un travail de recherche précis et optimal. Son côté humain irréprochable a enrichi les discussions de travail et m'a permis de surmonter beaucoup d'obstacles. Merci beaucoup Stéphane pour le vélo, l'escalade, les randonnées….Merci d'être un membre de ma grande famille.

Je tiens à remercier fortement mon directeur de thèse M. Lounès TADRIST, qui par son intelligence et sa sagesse, a pu initier ce travail de recherche en collaboration avec l'industriel CIAT. Je le remercie pour ces choix stratégiques et son recul sur les problématiques scientifiques ce qui a permis d'obtenir des résultats de haute qualité.

J'adresse ma gratitude à OSEO pour son financement du projet « Vaicteur Air2 » dans lequel s'inscrit ma thèse, et qui a mis en place une collaboration très riche avec CIAT et le CEA (Grenoble). Cette collaboration a présenté un côté pratique et réel du travail de recherche. Je remercie CIAT et leur équipe de R&D pour la fabrication des prototypes d'échangeurs.

J'adresse aussi mes remerciements aux membres du jury et en particulier à mes rapporteurs, M. Marc MISCEVIC et M. Christophe MARVILLET, pour avoir accepté de rapporter ma thèse et pour le temps qu'ils ont accordé à la lecture de mon mémoire. Je les remercie pour leurs questions enrichissantes et leurs expertises polyvalentes.

Un grand merci à l'équipe des ingénieurs et des techniciens du laboratoire IUSTI, en particulier M. Jean-Marie FELIO, et Mme Nathalie HERET pour leurs aides et soutiens techniques. Ils ont consacré un temps important pour m'aider à réaliser le dispositif expérimental. Merci beaucoup. Merci aussi à Sady, Paul, Frédéric, Jean-Louis et Christophe.

La partie administrative n'était pas facile sans l'aide de M. Pascal CAMPION, Mme Jeanne PAULLINO, Mme Audrey TIBI et M. Jean-Marc TOURNIE. Merci à vous. Merci à Didier et Isabelle pour leur accueil chaleureux chaque matin.

Je n'oublie pas mes collègues et mes amis de la salle 336 et les autres salles bien-sûr, Guillaume, Georges, Jonathan, Sarah, Wassim, Florian, Rym, Prashant, Jean-Michel, Hau, Slim, Elie, Lynda, Benjamin, Alice, Loïc, Salim, Ariane, Claudia, Mathias, Eliam, Tuan… Merci pour vos aides et pour les moments sympathiques que nous avons passés ensemble.

Merci à tous mes amis Roy, Samer, Mireille, Karim, Georges, Stéphanie, Marjorie, Séléné, Hugo, Moncef, Audrey, Mylène, Éléonore. On a partagé des déjeuners et des dîners ensemble. On a partagé le stress et la joie.

La famille est sacrée et elle est la source de la sécurité, du confort et du support moral. Je suis vraiment chanceux d'avoir deux familles. Merci beaucoup à ma famille à Marseille (en particulier le foyer franco-libanais) pour son amour et sa croyance infinis. Merci pour son support indispensable et sans limite. Merci Nathalie, Rachelle, Elias, Dalia, Hanna, Sami, Amira, Josiane, Rita Mgr Jean-Maroun, Mgr Amine, Mansour, Jamix, Marleine, La famille Rancoule, La famille Cordi, La famille Ticozzelli…..

Un énorme merci et une très profonde gratitude à ma famille au Liban. Merci maman Samira et papa Moufid pour votre croyance en moi. Merci pour m'avoir supporté moralement et financièrement depuis mon arrivée en France en 2009. J'espère devenir un parent comme vous, prêt à faire des sacrifices pour voir mes enfants avancer et grandir dans la vie sur tous les niveaux. Merci à mon frère Samer pour son humeur toujours positive et pour son aide. Il m'a encouragé et il était toujours prêt à m'écouter et me conseiller. Merci à ma sœur jumelle Najate qui a vécu avec moi ce doctorat, elle mérite aussi le diplôme. Merci pour ton humour, ta sympathie et ton support illimités.

Finalement, toutes mes pensées vont vers mon amour, vers ma fiancée Marène. Merci pour ta patience, pour ton sourire et tes prières, pour ton écoute et ton soutient.

Table des Matières

Résumé ix

Abstract xi

Introduction générale 1

Partie 1 : Etude thermo-hydraulique d'un écoulement monophasique dans un échangeur à plaques brasées 7

Nomenclature de la Partie 1 9

Introduction 11

Chapitre 1 : Etat de l'art 13

1.1. Approches locales sur l'analyse des structures d'écoulement 15

1.2. Caractérisation thermo-hydraulique des PHE à partir d'approches globales 17

1.3. Généralisation des lois de comportements thermo-hydrauliques des PHE 22

1.4. Etudes sur la non-homogénéité de distribution du fluide au sein des PHE 26

1.5. Synthèse 30

Chapitre 2 : Caractérisation expérimentale d'un échangeur à plaques modèle : mesures de référence 33

2.1. Géométrie et processus de fabrication 35

2.2. Description du banc d'essais 38

2.3. Caractérisation hydraulique 40

2.4. Caractérisation thermique 42

2.5. Synthèse 46

Chapitre 3 : Simulations numériques des transferts thermo-hydrauliques et analyse des écoulements 47

3.1. Géométrie et modèles de simulation 49

3.2. Validation des simulations 53

3.3. Analyse de la non-homogénéité de distribution au sein d'un canal 57

3.4. Analyse des structures d'écoulement 60

3.5. Influence de la géométrie sur le comportement hydraulique du PHE 66

3.6. Synthèse 76

Chapitre 4 : Généralisation de la loi de friction dans les PHE 79

4.1. Modèle général de pertes de pression 82

4.2. Synthèse 92

Conclusion générale et perspectives 93

Références Bibliographiques 95

Partie 2 : Etude de la condensation convective dans l'échangeur EXEL7-3 99

Nomenclature de la Partie 2 101

Introduction 103

Chapitre 5 : étude bibliographique **105**
5.1. Structure d'écoulement *107*
5.2. Transferts thermo-hydrauliques *111*
5.3. Synthèse *132*
Chapitre 6 : dispositif expérimental **135**
6.1. Choix du fluide de substitution *137*
6.2. Design et construction du dispositif expérimental *145*
6.3. Boucle du fluide à changement de phase *147*
6.4. Instrumentation et acquisition de données *152*
6.5. Protocoles expérimentaux *152*
6.6. Métrologie infrarouge *155*
6.7. Synthèse *166*
Chapitre 7 : Condensation à vapeur saturée dans les PHE **169**
7.1. Réduction des données *171*
7.2. Influence de la densité de flux de chaleur sur le comportement thermohydraulique de l'échangeur à plaques *174*
7.3. Etude de la condensation convective à surface d'échange fixe *181*
7.4. Comparaison des résultats globaux et locaux *195*
7.5. Synthèse *204*
Chapitre 8 : Condensation avec désurchauffe de la vapeur **207**
8.1. Etude qualitative sur la distribution des phases liquide-vapeur *209*
8.2. Etude quantitative de l'effet de la désurchauffe de la vapeur sur les caractéristiques thermo-hydrauliques *214*
8.3. Synthèse *235*
Conclusion générale et perspectives **237**
Références bibliographiques **241**
Conclusion générale de la thèse **245**
Annexes **249**

Résumé

Ce travail de recherche examine aux échelles globale et locale les caractéristiques thermo-hydrauliques des échangeurs thermiques à plaques ondulées, pour les modes d'écoulement monophasique et en condensation. L'étude comprend deux parties :

Partie 1 : La première partie concerne l'analyse des structures d'écoulement en mode d'écoulement monophasique. Après sa validation sur les résultats d'une campagne expérimentale, l'outil de simulations numériques, s'appuyant sur des observables judicieusement sélectionnées, permet d'identifier quantitativement la coexistence de deux structures d'écoulement. Ces résultats mettent en évidence le rôle conjoint du flux massique et de l'angle de chevron sur la dominance de l'une ou l'autre des structures. Ce nouvel éclairement sur les écoulements a conduit à la proposition d'un modèle général des pertes de pression. Avec une forme simplifiée et dépendant principalement des paramètres géométriques de la plaque, ce modèle s'inscrit comme un outil d'optimisation des échangeurs à plaques.

Partie 2 : La deuxième partie concerne l'étude de la condensation avec et sans surchauffe de la vapeur en entrée de l'échangeur. Pour ce travail, il a été développé un dispositif expérimental permettant le contrôle précis des conditions aux limites. Il a également été mis au point une métrologie spécifique, basée sur la thermographie infrarouge, afin de remonter à certaines grandeurs locales, comme les profils de température de fluides et du titre vapeur le long du condenseur. Avec des écarts relatifs de l'ordre de 20 % entre les approches globale et locale, les résultats sur les transferts thermiques remettent en considération certaines hypothèses de la littérature. On observe ainsi une très forte variabilité des coefficients d'échanges thermiques et de la densité de flux de chaleur le long du condenseur, et la surchauffe de la vapeur tend à intensifier les transferts thermiques.

Abstract

This research work examines at the global and local scales the thermo-hydraulic characteristics of plate heat exchangers with corrugated chevron plates, for single-phase and condensation flows. The study is divided into two parts:

Part 1: The first part concerns the analysis of flow structures for single-phase flows. After its validation using the results of the experimental campaign, the simulation tool, based on observables carefully selected, allows to identify quantitatively the coexistence of two flos structures. These results highlight the joint role of the mass flux and the chevron angle on the dominance of either of the flow structures. This new understanding of the flows has led to the proposal of a generalized model for pressure drop. Owing to its simplified form and depending mainly on the plate geometrical parameters, this model is considered as an optimization tool for plate heat exchangers.

Part 2: The second part concerns the study of convective condensation with and without vapor superheating at the inlet of the heat exchanger. For this work, a specific experimental setup has been developed allowing precise control of the boundary conditions. Otherwise a specific metrology has been set to the point, based on infrared thermography, in order to determine certain local quantities as the fluids temperatures profiles and the vapor quality along the condenser. With relative deviation in the order of 20 % between the global and local approaches, the results on heat transfer calls into question certain assumptions of the literature. Thus, we observe a high and wide variability of the heat transfer coefficients and the heat flux density along the condenser, and the superheating of the vapor tends to increase the heat transfers.

These additional measures question some assumptions of the literature on the development of heat transfer correlations in condensers. The study has been conducted with and without vapor superheating at the inlet of the condenser.

Introduction générale

Un échangeur de chaleur est un composant incontournable dans la plupart des systèmes énergétiques plus ou moins complexes et permet de transférer une énergie thermique entre deux fluides à des températures différentes. En général, les deux fluides ne sont pas en contact, et le transfert d'énergie thermique s'effectue à travers une surface d'échange. Sur le marché, il existe plusieurs types des échangeurs de chaleur comme les échangeurs à tubes et calandres, les échangeurs tubulaires, les échangeurs à plaques…

Récemment, avec l'augmentation significative des coûts de l'énergie, liée à une demande toujours plus croissante avec des réserves d'énergies conventionnelles limitées, et avec l'impact anthropique indéniable sur l'environnement induisant un changement climatique, il y a une nécessité urgente de conserver, récupérer et valoriser toutes formes d'énergie. Dans ce contexte, les échangeurs thermiques de haute efficacité énergétique sont très prisés par les acteurs industriels, et les échangeurs à plaques brasées font partis des échangeurs les plus performants du marché.

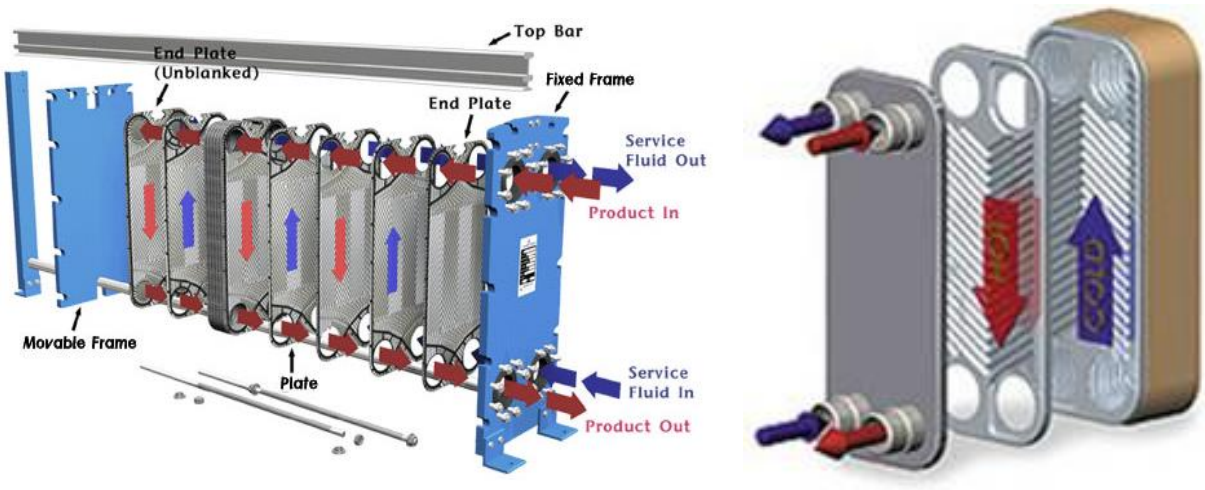
Historiquement, les échangeurs à plaques ont été inventés pour l'industrie laitière (pasteurisation du lait, nettoyage journalier nécessaire), et leur commercialisation a commencé dans les années 1920-1930 ((Kakac & Hongtan, 2002) et (Wang, et al., 2007)). L'intérêt de ces échangeurs est devenu croissant grâce à leur compacité, leur efficacité élevée et leur rapport de surface d'échange au volume très important, pouvant atteindre 700 m^2/m^3. Ainsi, l'échangeur à plaques a été introduit dans de nombreux secteurs énergétiques comme le HVAC&R, le chauffage, la cogénération, des procédés chimiques, etc. Le design de la plaque a progressivement évolué pour permettre une plus grande capacité d'échange et une tenue à des niveaux de pression et température plus élevés pour répondre aux exigences des applications industrielles (Wang, et al., 2007). En effet, comparés aux échangeurs tubes et calandre, les échangeurs à plaques sont compacts, avec une masse réduite de 70 à 80 % et des coûts de production faibles. Aujourd'hui, grâce aux coefficients de transferts thermiques intensifiés induits par des écoulements dans des géométries tridimensionnelles complexes, les échangeurs à plaques sont adéquats pour les applications de récupération de chaleur. En effet, ces échangeurs peuvent travailler à faible écart de température entre deux écoulements (~1°C) tout en assurant une récupération d'énergie de l'ordre de 90%, comparer à 50% d'efficacité pour ces conditions pour les échangeurs à tubes et calandre (Wang, et al., 2007).

Bien que les activités de R&D sur les échangeurs à plaques aient été continues depuis plusieurs décennies, le contexte sociétal actuel impulse un regain d'intérêt sur ces composants. Les échangeurs à plaques sont au cœur de mon travail de thèse. Mais avant d'exposer la problématique, l'objectif de l'étude et l'ensemble de mes travaux conduits, il me semble important de présenter clairement les échangeurs à plaques et leurs grandeurs caractéristiques.

Echangeur à plaques : conception et caractéristiques

Un échangeur à plaques corruguées, est un empilement de plaques ondulées, permettant l'échange de chaleur entre deux fluides qui circulent majoritairement avec une configuration d'écoulement en contre-courant. La **Figure 1** montre deux types d'échangeurs à plaques :

a) échangeur à plaques et joints. Sur la **Figure 1.a**, le terme « Product » représente le fluide principal, et le terme « Service Fluid » correspond au fluide secondaire utilisé pour assurer la fonction principale d'échange. La barre, les boulons, les joints et les cadres mobiles ont pour fonction d'assurer l'étanchéité des canaux, en serrant les plaques les unes contre les



a) b)

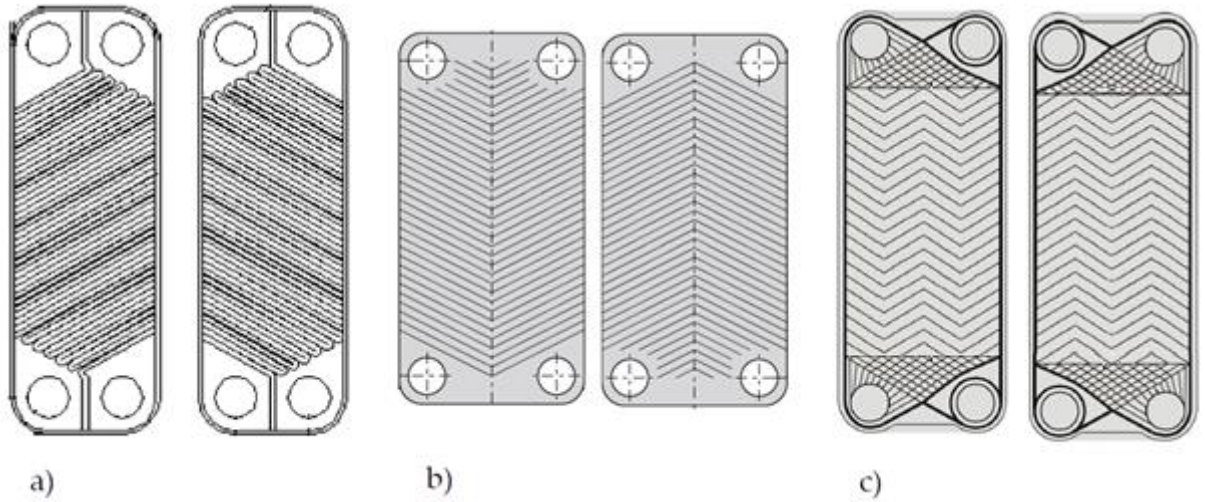
Figure 1 Les échangeurs à plaques : –a) principaux éléments d'un échangeur à plaques et joints (TAIBONG, 2011) –b) échangeur à plaques brasées

autres. Les joints sont en matériau compatible avec les fluides circulants et les niveaux de pression et de température de fonctionnement. La puissance thermique échangée varie en fonction de nombre de plaques installées.

b) échangeur à plaques brasées (**Figure 1.b**). Pour ce type d'échangeur, l'étanchéité est assurée par brasage des plaques ce qui implique une puissance thermique maximale échangée fixe après assemblage. Les niveaux de pression maximum sont en général autour de 40 bars, en utilisant deux plaques de renfort brasées sur les faces extérieures de l'échangeur. Ce niveau de pression permet l'utilisation des fluides frigorigènes à haute pression de saturation pour diverses applications industrielles, tertiaires et résidentielles.

Il existe d'autres types de configurations d'échangeur à plaques, mais avec une présence sur le marché moindre par rapport aux deux types présentés.

Parmi les différentes géométries des plaques qui constituent l'échangeur (voir **Figure 2**), celles avec une forme en chevron (**Figure .b** et **c**) sont les plus répandues aujourd'hui dans les applications de chauffage et refroidissement. Sur la **Figure** , les deux plaques présentées pour chaque modèle s'empilent alternativement pour constituer les canaux. De cette manière, les chevrons des plaques adjacentes sont croisés et assurent un nombre important de points de



a) b) c)

Figure 2 Différentes types de géométries des plaques : –a) (Baba, et al., 2009) –b) (Longo, 2008)–c) (Djordjevic, 2008)

contact entre plaques pour la tenue mécanique. Cette géométrie de canal génère alors un domaine d'écoulement tridimensionnel de géométrie complexe. Cette géométrie de canal a pour objectif d'induire des perturbations dans l'écoulement, même à faibles nombres de Reynolds, ce qui a pour effet d'augmenter le coefficient d'échange et les pertes de pression. La nature ondulée des plaques génère des changements de direction de l'écoulement et influe sur le profil des vitesses ce qui a pour effet d'augmenter la longueur effective et le temps de séjour de l'écoulement dans l'échangeur.

La **Figure 3** montre une vue 3D de la géométrie d'un échangeur à plaques en chevron et présente ses grandeurs caractéristiques. Les structures ondulées des plaques sont réalisées par un procédé d'emboutissage, impliquant certaines limitations des géométries formées pour assurer une bonne tenue mécanique de la plaque. Ces limites sont généralement corrélées aux caractéristiques de la plaque qui sont l'épaisseur et le matériau. L'Inox est le matériau le plus communément utilisé.

Dans la géométrie des plaques, les définitions suivantes sont à retenir :

a) β est l'angle d'inclinaison des corrugations ou chevrons : β est mesuré de la verticale (axe de symétrie de la plaque) à la direction des corrugations ($0° < \beta < 90°$).

b) Pc est le pas entre les corrugations mesuré entre deux crêtes ou deux creux consécutifs sur une direction perpendiculaire à la direction d'inclinaison des chevrons.

c) t est l'épaisseur de la plaque (0,3 à 0,6 mm) : elle est dénotée parfois « e » dans la littérature.

d) b est l'amplitude de corrugation (mesurée entre crête et creux) : c'est cette dimension qui figure en priorité dans l'expression du diamètre hydraulique D_h.

Les lois de comportements thermo-hydrauliques de l'échangeur sont en général exprimées à partir d'une grandeur caractéristique qui est le diamètre hydraulique. Deux définitions se distinguent dans la littérature (Wang, et al., 2007) :

1) $D_h = 2.b$

2) $D_h = \frac{2.b}{\varphi}$ où φ correspond au facteur d'élargissement de la surface lié aux ondulations. φ est égal au rapport entre la surface réelle d'échange et la surface projetée (**Figure 3.b**).

Ces deux définitions du diamètre hydraulique sont basées sur la compacité de l'échangeur avec ou non un paramètre d'élargissement de la surface d'échange. Elles ne représentent pas spécifiquement une dimension relative à la géométrie du canal dans laquelle l'écoulement se développe, et pour cause, la géométrie du canal est tridimensionnelle. Une autre définition de

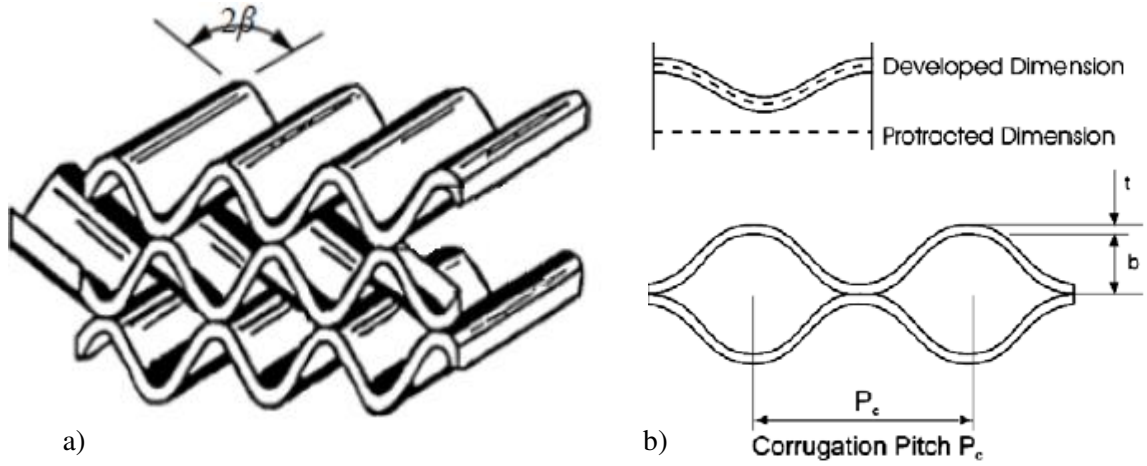


Figure 3 Caractéristiques de la plaque ondulée –a)Vue 3D de l'empilement des plaques –b) Caractéristiques géométriques de la plaque

D_h est proposée par (Meziani, et al., 2004), considérant le canal comme une ellipse de petit axe b et de grand axe P_c. Le diamètre hydraulique s'écrit alors par $D_h = \frac{2.b.P_c}{\sqrt{4.b^2+P_c^2}}$.

Cadre de l'étude, problématique et présentation de mes travaux de recherche

Mes travaux de thèse s'insèrent dans le projet « VAICTEUR AIR^2 », financé par l'agence publique française OSEO. Ce projet participe à un programme plus général pour l'innovation industrielle en France, et a pour objectif, dans sa globalité, d'améliorer la qualité des ambiances intérieures des bâtiments tout en réduisant la consommation d'énergie liée à la ventilation, au chauffage et à la climatisation (CVC). La réduction des consommations des systèmes CVC implique, entre autres, une amélioration des performances des pompes à chaleur (PAC) et des machines frigorifiques. Un des leviers pour améliorer la performance de ces systèmes est l'optimisation des échangeurs à plaques, et plus particulièrement en mode condenseur. En effet, dans le processus de développement des échangeurs à plaques, leur transposition des applications en mode d'écoulement monophasique vers celles en mode d'écoulement diphasique a été effectuée sans réelles modifications de la géométrie des échangeurs à plaques. De plus, la recherche à conduire doit également prendre en considération l'évolution de la réglementation sur les fluides frigorigènes. Cette réglementation vise, d'ici quelques années, à substituer une bonne partie des fluides frigorigènes par de nouveaux fluides en cours de développement et présentant un impact environnemental moindre. Pour mener à bien cette tâche d'optimisation des échangeurs à plaques, le travail est mené avec la collaboration entre des partenaires industriels et académique : CIAT Industries, le CEA de Grenoble et le l'Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI) de Marseille.

Dans le projet « Vaicteur Air^2 », la tâche du laboratoire IUSTI, et dans lequel mes recherches s'inscrivent, est d'étudier le phénomène de changement de phase, et plus particulièrement la condensation. Le choix de l'objet d'étude, l'échangeur à plaques brasées, est une exigence de notre partenaire CIAT industries, motivé par la conservation du caractère tridimensionnel de la géométrie d'écoulement.

Pour ce type d'échangeur, les techniques d'intensification des transferts thermiques sont de deux catégories :

- ✓ la recherche de la meilleure géométrie intrinsèque de la plaque (hauteur, pas du chevron, angle, diamètre hydraulique, forme de l'emboutissage)
- ✓ l'ajout de structures supplémentaires pour intensifier les transferts selon le mode opératoire en œuvre (monophasique, évaporation, condensation)

Dans la littérature, les méthodes les plus communément utilisées pour l'étude des échangeurs à plaques sont des approches corrélatives des caractéristiques thermo-hydrauliques de l'échangeur thermique. Ce processus de caractérisation traditionnel est fiable et est particulièrement utile pour le dimensionnement d'un échangeur ou d'une gamme. Ce processus suit schématiquement le scénario suivant : recherche de corrélations approximatives dans la littérature, pré-dimensionnement de la gamme, campagnes de tests lourdes des produits, ajustement de la corrélation par modèle. Cependant, cette approche s'avère peu adéquat pour aider à configurer des échangeurs plus performants, Les modèles physiques avancés permettent d'établir des méthodes prédictives des performances des échangeurs. Pour élaborer ce type de modèle, il est nécessaire de mettre en place une base physique déduite de l'analyse expérimentale. Ainsi la mise en place des approches locales est nécessaire pour une meilleure connaissance des comportements thermo-hydrauliques au sein des échangeurs à

plaques de géométries complexes. Cela doit nous guider quant au développement d'outils d'optimisation de ces échangeurs. Cette stratégie doit ainsi permettre à l'industriel CIAT de se positionner efficacement sur le marché.

Ainsi, l'optimisation des échangeurs-condenseurs est soumise à diverses difficultés qui se résument principalement par : 1/ une complexité des structures d'écoulement dans des échangeurs de géométrie d'écoulement tridimensionnel ; 2/ des contraintes de forme liées au processus de fabrication.

L'objectif de ce travail de thèse est donc d'étoffer la base physique de connaissances sur les comportements thermo-hydrauliques des échangeurs à plaques en mode « condenseur », avec en vu le développement d'outils de compréhension des transferts thermiques. L'étude bibliographique menée a montré l'ampleur de la tâche à entreprendre, tant sur les écoulements monophasiques que diphasiques dans ce type de structure à géométrie complexe. Pour progresser dans notre connaissance sur les échangeurs à plaques, il est nécessaire d'appréhender les caractéristiques thermo-hydrauliques de l'échangeur à l'échelle locale. Par sagesse, mes travaux de recherche se sont d'abord concentrés sur les écoulements monophasiques. Ces travaux sont présentés dans la partie 1 de ce mémoire. Cette étape m'a permis de mettre au point des outils expérimentaux et numériques sur une physique d'écoulement mieux connue. Cette étape a été très profitable pour l'étude et l'analyse de la condensation, avec et sans surchauffe de la vapeur en entrée de l'échangeur. L'étude de la condensation dans les échangeurs à plaques est présentée dans la partie 2 de ce mémoire.

Ce travail de thèse comprend ainsi deux parties, développé comme suit :

La **Partie 1** concerne l'étude thermo-hydraulique de l'écoulement monophasique (eau) dans les échangeurs à plaques. La première partie de ce travail présente une étude bibliographique avec une attention particulière aux travaux de recherche visant à appréhender les caractéristiques locales de l'écoulement et des transferts thermiques dans ce type d'échangeurs. Le deuxième chapitre présente les outils numériques et expérimentaux mis en place. Les résultats de la campagne de mesures et de simulations entreprise sur un échangeur modèle sont présentés et assure un certain degré de confiance quant aux résultats de simulations. L'étude numérique nous permet d'appréhender plus finement les structures d'écoulements prenant lieu dans ce type d'échangeur pour diverses conditions limites. L'étude numérique est étendue pour des géométries d'échangeur avec d'autres angles de chevron dans le chapitre 3. Les données obtenues dans ce chapitre sur les caractéristiques hydrauliques de l'échangeur représentent la base du développement d'une loi généralisée des pertes de pressions. Cette loi, fonction des paramètres géométriques de la plaque, du type de structure d'écoulement, ainsi que du coefficient de friction établi à l'échelle d'une cellule représentative de l'échangeur, est présentée dans le chapitre 4. Cette loi généralisée représente un premier élément de l'outil d'optimisation des échangeurs thermiques en mode d'écoulement monophasique.

La **Partie 2** concerne l'étude thermo-hydraulique de l'écoulement avec changement de phase (condensation) dans l'échangeur de test à plaques brasées. L'échangeur étudié est identique à celui testé dans la Partie 1. L'étude bibliographique ciblée sur les échangeurs à plaques en mode diphasique est présentée dans le chapitre 5. Dans cette étude, il est distingué les travaux pour lesquels la condensation au sein de l'échangeur à plaques est soit complète, soit partielle. Le chapitre 6 présente les outils expérimentaux qui ont été développés et mis en place dans le cadre de cette thèse pour l'étude de la condensation convective. Nous y détaillons également

les critères de sélection du fluide de travail, basés sur des similitudes de propriétés thermo-physiques et comportements aux fluides R-410 et R-134a. La métrologie infrarouge est choisie comme métrologie d'investigation des paramètres locaux du comportement thermo-hydraulique du phénomène de condensation. Ce choix est basé sur le caractère non intrusif, de la métrologie IR, permettant d'accéder à des informations locales de l'échangeur. Ces informations nous ont permis, entre autres, de mener une étude locale pour identifier l'effet de différents paramètres sur le phénomène de condensation, et plus particulièrement, la densité de flux de chaleur, le flux massique du réfrigérant ou le niveau de surchauffe de la vapeur en entrée de l'échangeur. Les résultats locaux sont comparés aux résultats globaux pour remettre en questionnement certaines approches ou hypothèses utilisées dans la littérature par manque d'information locale. Les résultats des mesures et de l'analyse sont présentés pour l'étude de la condensation en conditions de saturation et avec une surchauffe de la vapeur dans les chapitres 7 et 8 respectivement.

Ce rapport de thèse conclut sur les points forts du travail de thèse, et en particulier sur les nouvelles connaissances établies pour les comportements thermo-hydrauliques des écoulements monophasique et diphasique-condensation au sein des échangeurs à plaques. Cette conclusion ouvre finalement sur le travail à poursuivre dans ce domaine.

Partie 1 : Etude thermo-hydraulique d'un écoulement monophasique dans un échangeur à plaques brasées

Nomenclature de la Partie 1

A	constante dans l'expression de f	(-)
B	constante dans l'expression de f	(-)
A_{tr}	surface d'échange	(m^2)
A_t	surface d'échange totale	(m^2)
b, HP	2 x amplitude de l'ondulation	(m)
C_1, C_2	fonction de β dans l'expression de f	(-)
D	constante dans l'expression de f	(-)
D_1, D_2	fonction de φ dans l'expression de f	(-)
D_h	diamètre hydraulique	(m)
e	épaisseur de la plaque	(m)
f	coefficient de friction	(-)
G	flux massique	($kg.m^{-2}.s^{-1}$)
g	accélération de la gravité	(9,81 $m^2.s^{-1}$)
h	coefficient d'échange	($W.m^{-2}.K^{-1}$)
j	coefficient de Colburn	(-)
k, k_1, k_2, k_3	constantes dans l'expression de f	(k)
k_e	coefficient de correction de l'énergie cinétique	(-)
k_d	coefficient de correction du flux de quantité de mouvement	(-)
L	longueur de la surface d'échange	(m)
l	largeur de la surface d'échange	(m)
m	coefficient de mal-distribution	(-)
n	numéro du canal	(-)
Nu	nombre de Nusselt : $N = h.D_h/\lambda$	(-)
$P1$, $P2$	fonction de β dans l'expression de f	(-)
P, P_c	pas de corrugation	(m)
P_r	nombre de Prandtl $P_r = \mu.C_p.\lambda^{-1}$	(-)
q	densité de puissance	($W.m^{-2}$)
Q	puissance échangée	(W)
Re	nombre de Reynolds $Re = G.D_h.\mu^{-1}$	(-)
S	section de passage	(m^2)
t	épaisseur de la plaque	(m)
T	température	(°C)
U	coefficient d'échange global	($W.m^{-2}.K^{-1}$)
V	vitesse du fluide	(m/s)
w	volume goodness factor	(-)
x^+	abscisse adimensionné d'une cellule	(-)
z	position adimensionnée	(-)
ΔT	différence de température	(K)
ΔP	différence de pression	(Pa)

Symboles grecs

λ	conductivité thermique	($W.m^{-1}.K^{-1}$)
ρ	masse volumique	($kg.m^{-3}$)
C_p	capacité thermique massique	($j.kg^{-1}.K^{-1}$)
μ	viscosité dynamique	(Pa.s)
β	angle de corrugation	(°)
φ	facteur d'élargissement	(-)
γ	rapport d'aspect, $\gamma = b.P_c^{-1}$	(-)
ξ	facteur de friction $\xi_c \approx f_c.\frac{L_c}{D_h}$	(-)

Indices et exposants

c	relatif au fluide chaud ou au canal
cellule	relatif à la cellule représentative
développé	relatif à un écoulement développé
échangeur	relatif à l'échangeur
e/s	relatif à entrée/sortie
f	relatif au fluide froid ou friction
global	relatif à un paramètre global
hélicoïdal	relatif à la structure d'écoulement hélicoïdale
l	relatif au régime d'écoulement laminaire
m	relatif à une valeur moyenne
max	relatif au maximum
p	relatif à la paroi ou conduite (port) dans V_p
t	relatif au régime d'écoulement turbulent ou total
zigzag	relatif à la structure d'écoulement zigzag

Introduction

Bien que l'utilisation des premiers échangeurs à plaques date du début du XXème siècle, les travaux plus approfondis sur l'étude des transferts thermo-hydrauliques au sein de ce type d'échangeur ont émergées à partir des années 1970. En cette période de crise énergétique l'augmentation significative des coûts de l'énergie favorise le développement d'échangeur performant, dont les échangeurs à plaques, pour la valorisation et la récupération d'énergie. De nombreux designs de plaques ont été fabriqués plus ou moins de façon empirique en raison de la difficulté à analyser des structures d'écoulement dans ce type de canal de géométrie tridimensionnelle. Pour les mêmes raisons, la transposition de ces échangeurs pour des transferts thermiques avec écoulement diphasique semble encore réalisée de manière empirique.

Avant d'aborder l'étude des écoulements diphasiques liquide-vapeur au sein d'échangeur de configuration tridimensionnelle, nous nous sommes intéressés à l'étude des écoulements monophasiques. Cette dernière présente plusieurs intérêts :

1- Dans un échangeur à plaques en mode condensation, il y a alternance d'échanges thermiques entre un fluide chaud (l'écoulement diphasique) et un fluide froid, en général de l'eau. La caractérisation et l'optimisation d'un échangeur à plaques sont donc intimement liées à la qualité des transferts thermo-hydrauliques non seulement au sein du fluide diphasique mais également au sein de l'écoulement d'eau de refroidissement.

2- La caractérisation des performances thermiques de l'échangeur se déduit du bilan global sur l'échangeur. L'analyse des transferts thermiques au sein de l'écoulement diphasique peut être déduite à partir d'une connaissance précise des transferts dans le cas des écoulements monophasiques.

3- La compréhension de la structure des écoulements monophasiques (liquide ou vapeur) dans un canal de géométrie complexe participe en partie à la configuration des zones spécifiques du condenseur que sont la désurchauffe de la vapeur et le sous-refroidissement du liquide.

4- L'écoulement diphasique liquide-vapeur peut se comporter dans certains cas comme un fluide homogène, dont les structures d'écoulement s'apparentent à celle d'un écoulement monophasique. Il faut cependant savoir s'affranchir de cette analogie de structure pour éviter certaines conclusions trop hâtives.

5- Le développement de la métrologie envisagée dans cette étude se base sur une méthode d'inversion de mesures de températures déduites du rayonnement infra-rouge de la paroi. La mise au point de cette méthode et l'ajustement de certains coefficients spécifiques au banc expérimental doivent nécessairement s'effectuer sur un écoulement de référence bien maîtrisé. Dans notre étude c'est l'écoulement monophasique qui nous servira d'écoulement de référence.

Pour ces diverses raisons, l'étude préliminaire consistera à coupler l'approche expérimentale et la modélisation. Ces travaux ont pour objectif de mieux identifier la configuration des lignes de courant au sein de l'échangeur à plaques de la gamme EXEL7 du fabriquant CIAT. En plus d'enrichir notre base de connaissances sur les échangeurs à plaques, une étude bibliographique a été menée pour identifier les difficultés et les manques dans les approches adoptées. Cette étude préalable nous permet de mieux cibler notre recherche sur ce thème.

Après la présentation de l'état de l'art sur les échangeurs à plaques pour les écoulements monophasiques, nous consacrons le chapitre 2 à la description du banc d'essais mis en place

afin de constituer des mesures de références pour la validation des simulations numériques. Les modèles utilisés dans les simulations, la validation et l'analyse des résultats pour diverses conditions aux limites sont décrites dans le chapitre 3. Dans ce chapitre, nous présentons également les résultats de simulations numériques étendus à des échangeurs à plaques pour divers angles de chevron. L'optimisation des échangeurs à plaques concerne non seulement certains paramètres géométriques des chevrons, mais également les configurations d'entrée/sortie de l'échangeur. Ainsi, les résultats relatifs à la non-homogénéité de la distribution du fluide au sein d'un canal liée à la typologie d'entrée et sortie du canal, sont détaillés. Les simulations numériques permettent de constituer une base de résultats pour le développement d'un modèle généralisé, basé sur la prédiction du comportement hydraulique d'échangeurs à plaques de caractéristiques diverses. Le développement de l'approche, qui aboutit à un modèle généralisé, est décrit dans le chapitre 4.

Chapitre 1 : Etat de l'art

Sommaire

1.1. Approches locales sur l'analyse des structures d'écoulement..... 15

1.2. Caractérisation thermo-hydraulique des PHE à partir d'approchesglobales.... 17

1.3. Généralisation des lois de comportements thermo-hydrauliques des PHE 22

1.3.1. Caractérisation hydraulique 23

1.3.2. Caractérisation thermique 25

1.4. Etudes sur la non-homogénéité de distribution du fluide au sein des PHE 26

1.4.1. Distribution du fluide entre canaux..... 26

1.4.2. Distribution du fluide au sein de chaque canal 28

1.5. Synthèse 30

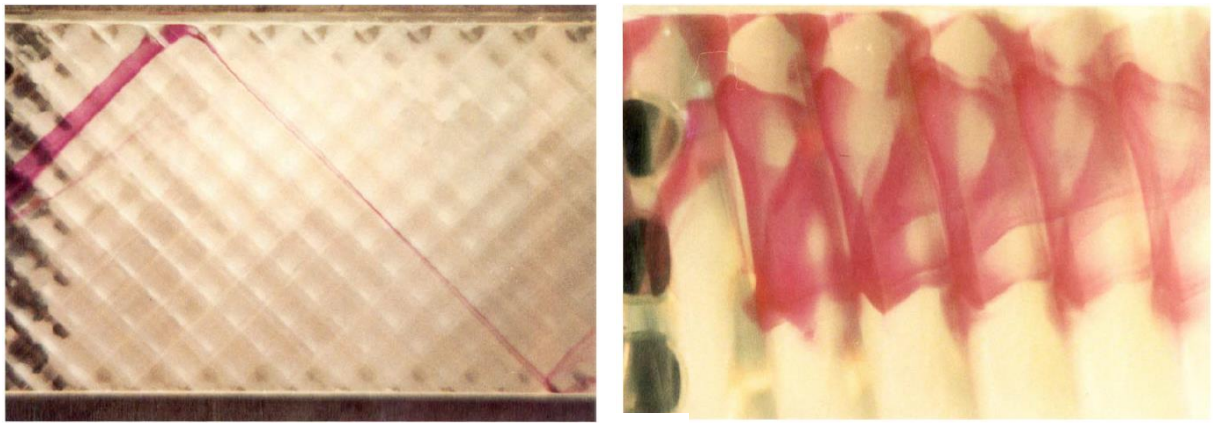
Introduction

Dans la littérature, diverses approches ont été menées pour appréhender la compréhension et la prédiction des transferts thermo-hydrauliques au sein des échangeurs à plaques (PHE) : A/ les approches locales, tentant d'identifier le type de structure d'écoulement prenant lieu dans les PHE , B/ les approches globales, les plus nombreuses, débouchant sur l'élaboration de corrélations prédictives des comportements thermo-hydrauliques, C/ et les études développant une forme généralisée de lois de comportement thermo-hydraulique au sein des PHE.

Dans l'état de l'art présenté dans ce chapitre, en raison du nombre important d'études menées sur les PHE, nous focaliserons principalement sur celles qui introduisent des éléments informatifs de l'état de connaissances du fonctionnement des PHE.

1.1. Approches locales sur l'analyse des structures d'écoulement

Une des premières études menées sur l'analyse des structures d'écoulement se développant au sein des échangeurs à plaques a été présentée par (Focke, et al., 1986). L'étude expérimentale a été conduite dans un canal transparent présentant des ondulations d'amplitude b = 5 mm, et de pas P_c = 10 mm. Deux angles d'inclinaisons des ondulations ont été testés, β = 45° et β = 80°. Les observations des principales structures d'écoulement sont présentées sur les **Figures 1.1 a et b.**



a) Re = 70 ; β = 45° b) Re = 80 ; β = 80°

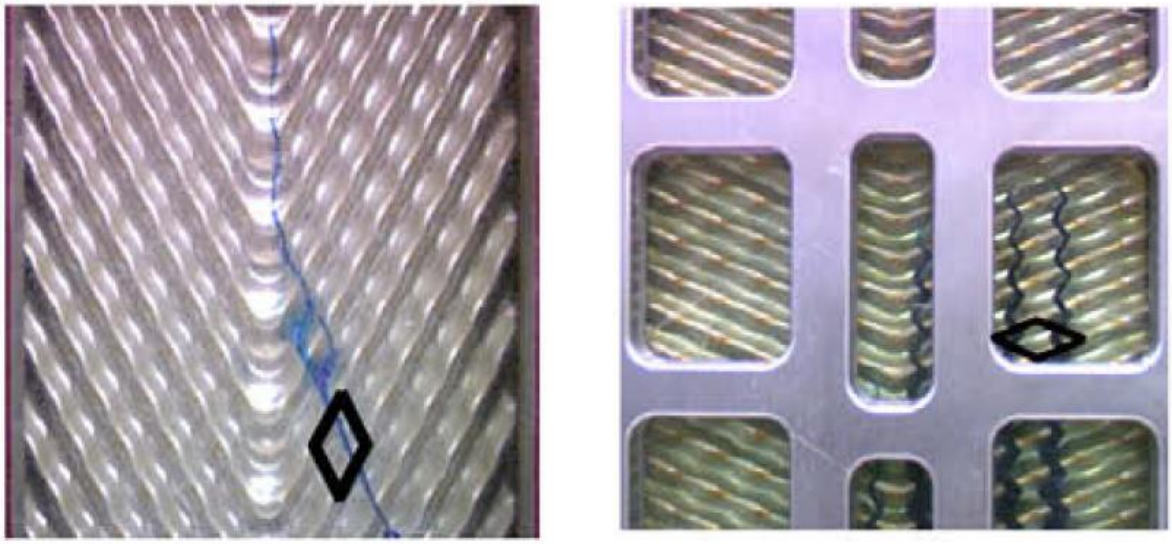
Figure 1.1 Visualisation des structures d'écoulement par (Focke, et al., 1986)

Deux principaux types de structures d'écoulements sont identifiés :

1. la structure « zig-zag » (**Figure 1.1.a)** : l'écoulement suit majoritairement la direction des rainures de l'une des plaques**,** change de direction d'écoulement au bord de l'échangeur, puis suit l'une des rainures de l'autre plaque formant le canal.
2. la structure « hélicoïdale » (**Figure 1.1.b**) : l'écoulement principal passe d'une rainure à l'autre dans la direction longitudinale de l'échangeur entre les points de contact générés par le croisement des rainures entre les plaques supérieure et inférieure. Il n'y a plus de réflexion de l'écoulement sur les bords du canal.

Des travaux similaires ont récemment été conduits par (Dovic, et al., 2009) pour deux échangeurs à plaques, l'un avec des angles d'ondulation de β = 28°, l'autre avec β = 61°. Les observations sur les structures d'écoulement montrent des comportements similaires à ceux de

(Focke, et al., 1986). Pour β = 28°, l'écoulement suit la corrugation (les rainures) (**Figure 1.2.a),** alors que pour β = 61°, l'écoulement possède une structure de type hélicoïdale **(Figure 1.2.b)**. En injectant le fluide traceur en deux niveaux différents de la rainure (bord et centre), les observations indiquent la coexistence possible des deux structures d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds. En plus de la forte dépendance des structures d'écoulement à la géométrie de l'échangeur, Dovic *et al.* (2009) constate une influence de certaines propriétés du fluide, en particulier la viscosité, sur le type d'écoulement.



a) Re = 10 ; β = 28° b) Re = 6 ; β = 61°

Figure 1.2 Visualisation des structures d'écoulement par (Dovic, et al., 2009)

Les observations de (Focke, et al., 1986) et de (Dovic, et al., 2009) sur l'effet de l'angle d'inclinaison des rainures sur les structures d'écoulement sont également mises en évidence par l'étude numérique de (Zhang, et al., 2006). Les caractéristiques de la géométrie d'ondulation simulée sont : b = 5.5 mm et P_c = 25 mm. Pour une vitesse d'écoulement imposée à 0,7 m/s (Re = 8700), trois angles d'inclinaisons, β = 30°, β = 40° et β = 60°, ont été étudiés. Pour β = 30° et β = 40°, les lignes de courant indiquent une structure qui suit majoritairement les rainures, alors que pour β = 60°, l'écoulement a une structure dominante de type hélicoïdal.

Pour l'industrie de l'automobile, (Lozano, et al., 2008) ont également effectué des observations de l'écoulement d'eau ou d'huile dans un échangeur à plaques d'angle d'ondulation β = 60°. La visualisation de l'écoulement est réalisée par la technique « Planar Laser-Induced Fluorescence » au travers d'une paroi transparente. Ce travail est mené conjointement à une étude numérique sous le logiciel Fluent. Les deux configurations d'écoulements ont également été observées. Dans les conditions d'écoulements étudiées, c'est la structure hélicoïdale qui reste prépondérante.

On note que les tests de (Focke, et al., 1986) et (Dovic, et al., 2009) ont été conduits à faible nombre de Reynolds (<100) alors que ceux de Zhang et al. (2006) ont été conduits pour un nombre de Reynolds de 8700. La limite entre les deux structures d'écoulement identifiées a été définie pour l'angle d'inclinaison des rainures β = 45° (par rapport à l'axe longitudinal) : un angle β inférieur à 45° privilégie la structure d'écoulement de type « zig-zag » alors qu'un angle de β supérieur à 45° privilégie celle de type « hélicoïdale ». Cependant, ces études indiquent la coexistence possible de ces deux types de structure quel que soit l'angle. Si l'angle d'inclinaison est clairement identifié comme paramètre principal dans la définition de

la limite de chaque structure d'écoulement, l'effet du débit massique (nombre de Reynolds) n'est quant à lui pas clairement explicité dans son rôle sur ces écoulements.

1.2. Caractérisation thermo-hydraulique des PHE à partir d'approches globales

Une grande partie des travaux de recherche menés sur les échangeurs à plaques et présentés dans la littérature est centrée sur la caractérisation globale du coefficient de friction et des échanges thermiques pour divers PHE de caractéristiques spécifiques (angle d'inclinaison des chevrons, amplitude de l'ondulation...). L'objectif principal de ces études est la plupart du temps d'établir des corrélations prédictives du comportement thermo-hydraulique de l'échangeur étudié. Validé sous certaines conditions de fonctionnement (fluide, débit massique, plage de température, etc.), les corrélations font apparaître divers nombres adimensionnels et certains paramètres géométriques de l'échangeur. Un certain nombre de ces corrélations sont présentées dans l'ouvrage de (Wang, et al., 2007).

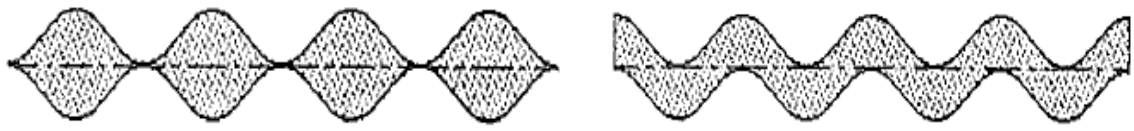
L'étude de (Focke, et al., 1985) se distingue par le nombre de configurations d'échangeur étudiées. Ciblant l'analyse de l'effet de l'angle d'inclinaison des ondulations sur les caractéristiques hydrauliques d'un écoulement d'eau dans un échangeur à plaques formé d'un seul canal, l'étude expérimentale a porté sur sept configurations géométriques. Conservant le pas d'ondulation et l'espacement entre plaques (b = 5 mm, P_c = 10 mm), l'angle des ondulations des diverses configurations varient de 0 à 90°. L'angle de 0° (mesuré par rapport à l'axe entrée/sortie de l'écoulement) correspond à des canaux parallèles à l'axe longitudinal de l'échangeur et de section formée par deux sinusoïdes. L'angle de 90° représente un canal de section rectangulaire avec un profil longitudinal sinusoïdal (voir **Figure 1.3**) (Martin, 1996).

Pour une plage du nombre de Reynolds variant entre 200 et 2000, les résultats indiquent une augmentation du coefficient de friction avec l'angle d'ondulation pour atteindre un maximum pour β = 80°. Suite à cette campagne de mesures, (Focke, et al., 1985) ont alors établi, pour chaque angle d'ondulation, deux formes de corrélation pour le coefficient de friction, distinguant les régimes d'écoulements laminaire et turbulent. Pour la partie laminaire, le coefficient de friction a la forme suivante :

$$f = A + B.Re^{-D} \tag{1.1}$$

où $\boldsymbol{A}$, $\boldsymbol{B}$ et $\boldsymbol{D}$ sont des constantes dépendantes de l'échangeur testé. La transition entre les écoulements laminaire et turbulent est propre à chaque angle. Pour ce qui concerne la partie turbulente, la corrélation du coefficient de friction présente la même forme que celle de *Blasius* pour les écoulements turbulents dans les tubes. Le diamètre hydraulique utilisé dans le calcul correspond à $\boldsymbol{D_h = 2.b}$, b représentant l'amplitude d'une ondulation.

L'effet de l'angle d'ondulation d'un canal constitué de chevron (b = 2,54 mm, P_c =



β = 0 ; canaux indépendants ; $f.Re \approx 50$ β = 90 ; canal sinusoïdal ; $f.Re \approx 90$

Figure 1.3 Configurations extrêmes des plaques ondulées (Martin, 1996)

9mm, $D_h = 2.b$) a également été étudié expérimentalement par (Muley, et al., 1999) Trois échangeurs ont été testés : deux prototypes ayant respectivement des ondulations d'angles 30° et 60°, et un prototype possédant une plaque à 30° d'ondulation et la seconde avec un angle de 60°. Les résultats indiquent une augmentation du transfert thermique et des pertes de pression avec l'augmentation de l'angle de chevron. Une corrélation unique caractérisant le transfert thermique a été développée pour les trois types d'échangeur, et présente la forme suivante :

$$Nu = C_1(\beta).D_1(\varphi).Re^{p_1(\beta)}.Pr^{\frac{1}{3}}.\left(\frac{\mu}{\mu_p}\right)^{0,14} \tag{1.2}$$

où C_1, D_1 et p_1 sont des fonctions polynomiales qui dépendent de la géométrie de l'échangeur. Le paramètre φ représente le facteur d'élargissement et correspond à la surface réelle de la plaque ondulée rapportée à la surface projetée. De la même manière, les auteurs ont établi une corrélation caractérisant le coefficient de friction :

$$f = C_2(\beta).D_2(\varphi).Re^{p_2(\beta)} \tag{1.3}$$

Les corrélations ont été déterminées pour un nombre de Reynolds supérieur à 1000 et un nombre de Prandtl compris entre 2 et 6.

Des échangeurs présentant les mêmes configurations d'angles d'ondulation que (Muley, et al., 1999) ont été testés par (Khan, et al., 2010). Les caractéristiques des échangeurs sont les suivantes : 1/ b = 2,2 mm, β = 60°/ 60°, P_c = 6.25 mm, 2/ b = 2,9 mm, β = 30°/ 60°, et 3/ b = 3,6 mm, β = 30°/ 30°, P_c = 13,25 mm, et l'eau est utilisé comme fluide de travail. La corrélation caractérisant les échanges thermiques, établie par les auteurs sur la base des trois échangeurs testés, fait intervenir le rapport d'angles d'ondulation β/β_{max} et présente la forme suivante :

$$Nu = (0,0161.\frac{\beta}{\beta_{max}} + 0,1298).Re^{(0,0198.\frac{\beta}{\beta_{max}}+0,6398)}.Pr^{0,35}.\left(\frac{\mu}{\mu_p}\right)^{0.14} \tag{1.4}$$

Dans cette corrélation, le diamètre hydraulique est défini tel que $D_h = \frac{2.b}{\varphi}$. Cette corrélation est valide pour un nombre de Reynolds compris entre 500 et 2000 avec un écart maximal de ± 4% par rapport aux résultats expérimentaux.

D'autres formes de corrélations caractérisant le coefficient de friction et les échanges thermiques pour des échangeurs à plaques sont présentées dans l'ouvrage de (Wang, et al., 2007). D'une manière générale, les corrélations sont soit élaborées pour une géométrie donnée, et dans ce cas, les caractéristiques géométriques de l'échangeur ne sont pas explicitement présentes. Soit les corrélations sont établies pour différentes géométries, et dans ce cas, la forme de la corrélation est similaire à celle développé par (Khan, et al., 2010).

En complément des études expérimentales, les simulations numériques ont plus récemment été utilisées comme moyen d'investigation des transferts thermo-hydrauliques dans les PHE. (Tsai, et al., 2009) et (Liu, et al., 2010) ont menés des simulations numériques d'un écoulement d'eau dans la globalité d'un échangeur comprenant deux canaux (β = 65° et b = 2 mm). Dans la plage d'étude (Re < 430), les résultats de (Tsai, et al., 2009) sous-estiment de 20 % les pertes de pression par rapport aux valeurs expérimentales. Concernant l'étude de (Liu, et al., 2010), utilisant le logiciel FLUENT, le modèle est plutôt en bon accord avec

l'expérience dans la zone laminaire, alors que les pertes de pression sont sous-estimées dans la zone turbulente (modèle de turbulence k-ε). D'après la cartographie des lignes de courant, l'écoulement principal présente une structure de type hélicoïdale.

(Gherasim, et al., 2011) ont mené une étude numérique des transferts thermo-hydrauliques pour un écoulement d'eau dans un échangeur à plaques dont les ondulations présentent un profil trapézoïdal (b = 2,5 mm, P_c = 9 mm, β = 60°). Les résultats obtenus sur le coefficient de friction et le nombre de Nusselt sont comparés avec les données expérimentales. Le modèle numérique « laminaire » donne des résultats satisfaisants pour Re < 400. Pour Re > 400, conditions pour lesquelles l'écoulement présente un comportement turbulent, 5 combinaisons de modèles turbulents (à deux équations) et de traitement à la paroi ont été testées. Le modèle « *Realizable k-ε* » avec une fonction de non-équilibre en paroi (EWT) est le plus en accord avec les résultats expérimentaux (voir **Figure 1.4**). Les écarts moyens des résultats du modèle par rapport aux résultats expérimentaux sont, respectivement pour Re <400 et Re > 400, de 15,1 % et 2,5 % pour le coefficient de friction, et de 5,7 % et 8,6% pour le nombre de Nusselt.

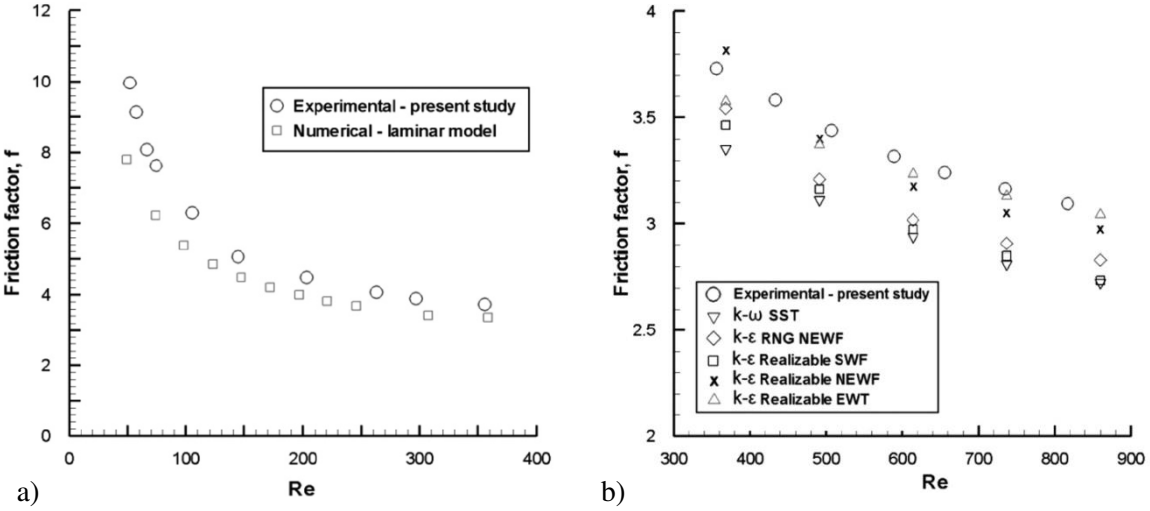


Figure 1.4 Variation du coefficient de friction en fonction du nombre de Reynolds : a) écoulement laminaire –b) écoulement turbulent (Gherasim, et al., 2011)

Pour l'étude de (Kanaris, et al., 2006), réalisant des simulations thermo-hydrauliques à partir du logiciel CFX (ANSYS) pour un PHE de caractéristiques β = 60°, b = 2,4mm, et $D_h = 2.b$, le modèle *k-ω* et *SST* est le plus en accord avec l'expérience. La plage d'étude est menée pour des nombres de Reynolds compris entre 1000 et 2000. A partir des simulations, Kanaris et al. (2006) ont comparé les résultats obtenus sur les coefficients de friction en fonction du nombre de Reynolds pour deux profils d'ondulation, sinusoïdale et trapézoïdale. Les valeurs des coefficients de friction sont 30 % inférieures pour les simulations menées sur les plaques ondulées de profil sinusoïdal.

(Freund, et al., 2010) ont conduit une approche expérimentale originale pour identifier la distribution du coefficient d'échange convectif local sur une paroi d'un canal d'ondulation de caractéristiques β = 63,3° et b = 1,6 mm, P_c = 12 mm, $D_h = \frac{2.b}{\varphi}$. La méthode TOIRT (Temperature Oscillation InfraRed Thermography) a été utilisée. Elle consiste à éclairer périodiquement la surface ondulée de l'échangeur avec une lampe halogène, et de remonter à la température de la paroi à partir de la mesure des flux radiatifs au moyen d'une caméra infrarouge. Le paramètre clé dans cette méthode est le déphasage entre l'oscillation de la température et celle du flux de chaleur, qui est déterminé (par pixel) dans le domaine fréquentiel, suite à un traitement en plusieurs étapes du signal de température. La méthode TOIRT relie la matrice de déphasage à la matrice du coefficient d'échange local, par un

modèle 3D de différence finie à nombre complexe de conduction de la chaleur dans la plaque de l'échangeur. En effet, le modèle de différence finie est issu de l'analogie thermique-électrique en discrétisant le domaine thermique de la plaque en un ensemble de résistances et de condensateurs. Les entrées de ce modèle sont la matrice de déphasage et une matrice, grossièrement estimée, de la distribution de flux chaleur relatif. Le modèle est résolu sous Matlab® itérativement en ayant comme sortie la matrice du coefficient d'échange local. Un des résultats de la méthode TOIRT sur la distribution du coefficient d'échange local est présenté sur la **Figure 1.5**. Ces résultats montrent des motifs distincts d'échange de chaleur. Le transfert de chaleur est minimum au niveau des points de contact entre les plaques ondulées, et est maximum dans certaines zones, en particulier sur le plan incliné le long des

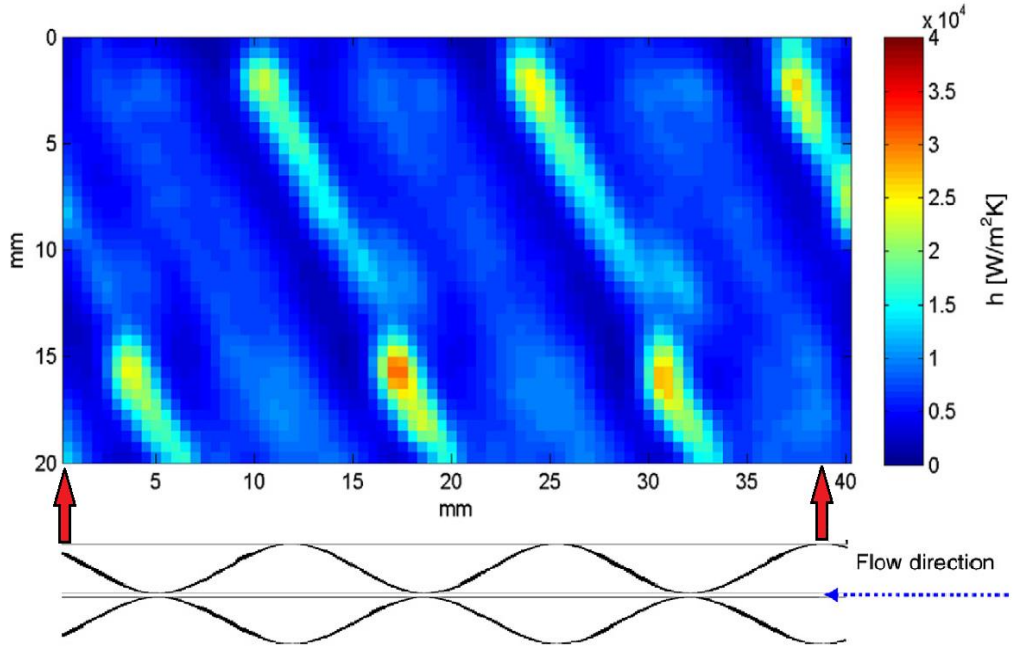


Figure 1.5 Distribution du coefficient d'échange de chaleur local, issue de l'application de la TOIRT, pour un nombre de Reynolds de 1060 (Freund, et al., 2010)

rainures. Le rapport entre les maximum et minimum diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. La valeur moyenne du coefficient d'échange intégrée sur toute la surface est en bon accord avec les données de la littérature.

(Freund, et al., 2010) ont par ailleurs complété leur étude par des simulations numériques sous ANSYS CFX menée sur une cellule représentative de l'échangeur (voir **Figure 1.6**). Une comparaison qualitative des résultats des simulations obtenus à partir des modèles EASM–RSM (Explicit Algebric Stress Model-Reynolds Stress Model) et le modèle de turbulence SST avec les résultats expérimentaux issus de la méthode TOIRT, pour un nombre de Reynolds de 2120, est présentée sur la figure (voir **Figure 1.7**). Le modèle EASM–RSM semble être plus en accord avec les résultats expérimentaux avec une sous-estimation des coefficients d'échange de l'ordre de 25%.

Dans la littérature, il existe également des approches qui caractérisent les performances des échangeurs en couplant les transferts thermiques aux pertes de pression. Cela permet de comparer le comportement de plusieurs géométries différentes. Dans ces approches, les notions de « area goodness factor » et « volume goodness factor » sont employées pour caractériser l'intensification des transferts thermiques d'un échangeur de chaleur. Ce paramètre permet de comparer les performances de géométries différentes ou d'étudier l'effet

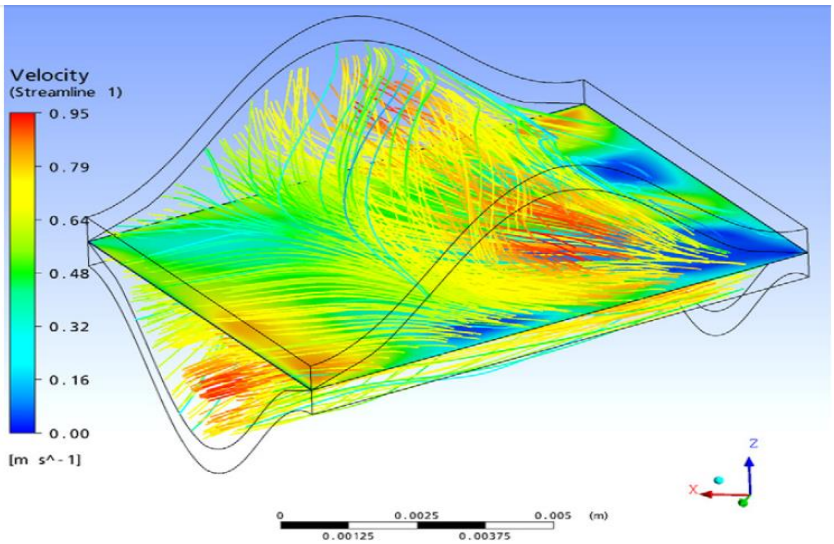


Figure 1.6 Champ de vitesse et lignes de courant dans une cellule représentative de l'échangeur pour Re = 2120, obtenus par simulation numérique (Freund, et al., 2010)

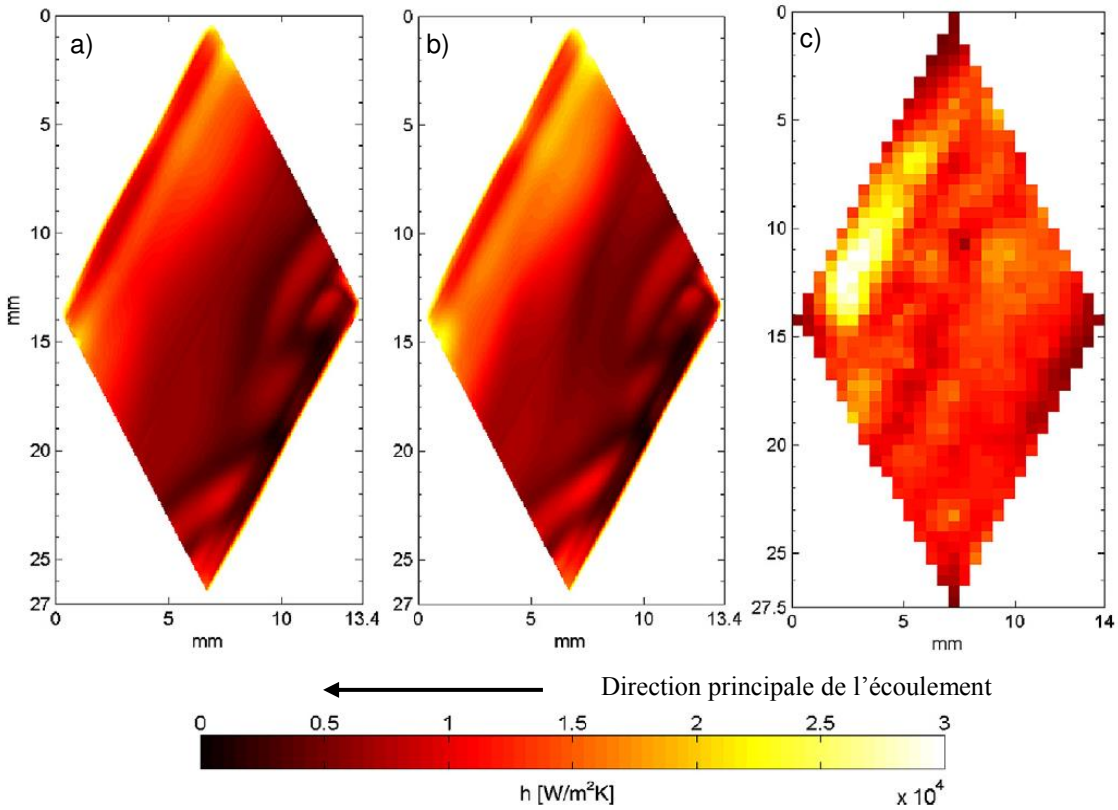


Figure 1.7 Distribution du coefficient d'échange de chaleur local sur la surface d'une cellule représentative : a) modèle SST –b) modèle EASM–RSM –c) résultat TOIRT (Freund, et al., 2010)

d'un paramètre (par ex. l'angle d'inclinaison) sur le comportement de l'échangeur. Le nombre « area goodness factor » (Wang, et al., 2007) s'exprime par la formulation suivante :

$$\left(\frac{j}{f}\right) = \frac{Nu.Pr^{-\frac{1}{3}}}{f.Re} \tag{1.5}$$

où j est le coefficient de Colburn.

Le « volume goodness factor » représente le rapport entre le coefficient d'échange (h) et la puissance de friction par unité de surface (w), qui s'exprime par :

$$w = \frac{\dot{m}.\Delta P}{A_{tr}.\rho} \tag{1.6}$$

Le rapport, $\frac{h}{w}$, est proportionnel à $f.Re^3$. (Sunden, 1999) a utilisé la définition du « volume goodness factor » dans la comparaison des performances des PHE de géométrie différente. Les résultats obtenus sont présentés sur la **Figure 1.8**. On constate une intensification des performances par l'introduction de promoteurs de turbulence dans le canal. Cette augmentation de l'intensification des échanges est d'autant plus marquée que les densités de puissance à transférer sont faibles. Pour les fortes densités de transfert, il faut un travail de pompage plus important au regard du gain récupéré en transfert thermique. Pour les échangeurs à plaques, il serait intéressant d'étendre cette approche à l'effet des paramètres géométriques, et en particulier l'angle de chevron, sur les performances thermo-hydrauliques.

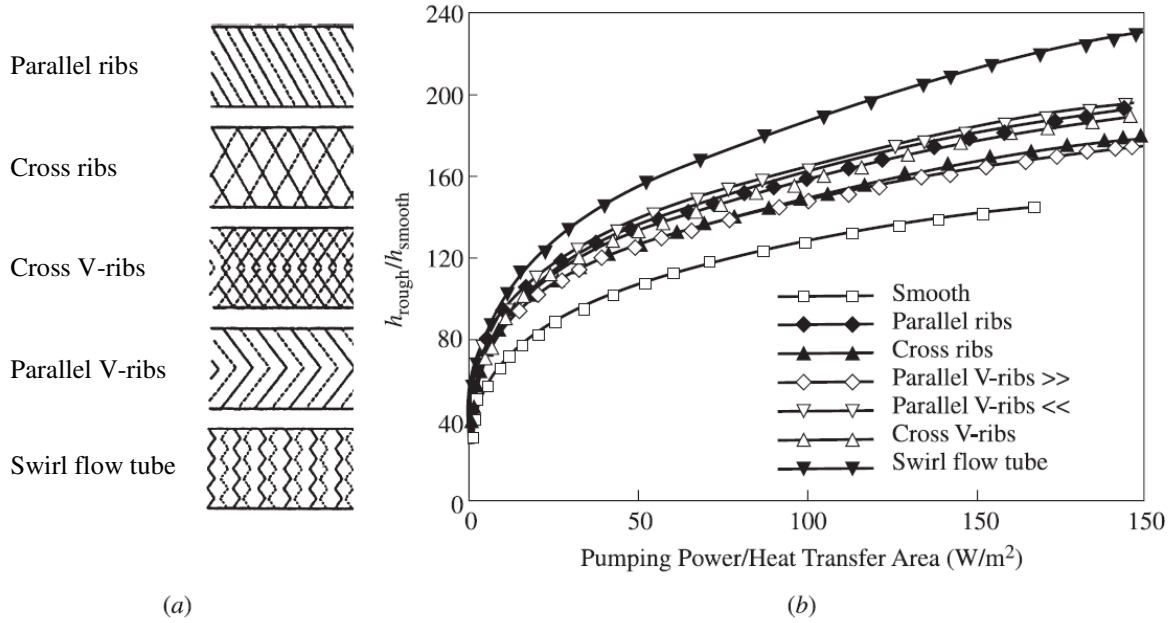


Figure 1.8 Comparaison des performances de canaux rectangulaires avec rugosité structurée: a) différentes orientations des côtes –b) variation du coefficient d'échange de chaleur adimensionné en fonction de la puissance de pompage surfacique (volume goodness factor) (Sunden, 1999)

1.3. Généralisation des lois de comportements thermo-hydrauliques des PHE

Afin de rassembler les diverses corrélations prédictives du comportement thermo-hydraulique des PHE, on trouve plus rarement dans la littérature des travaux présentant des corrélations sous une forme «généralisée» (Martin, 1996) (Dovic, et al., 2009). La généralisation de l'expression du coefficient de friction et du nombre de Nusselt a pour objectif de prédire le comportement thermo-hydraulique d'un échangeur à plaques et de constituer un outil de dimensionnement des nouveaux échangeurs.

1.3.1. Caractérisation hydraulique

(Martin, 1996) a proposé un modèle général pour la détermination du coefficient de friction basé sur la coexistence des deux structures d'écoulement dans l'échangeur. Ces structures d'écoulement sont décrites dans le paragraphe 1.1, à savoir les structures d'écoulement de types « hélicoïdale » et « zigzag ». Dans le développement de son modèle, Martin (1996) se base sur les lois établies dans le travail de (Focke, et al., 1985). Il stipule que, pour un échangeur à plaques d'angle d'ondulation β (quelconque), le coefficient de friction peut être représenté par une combinaison des lois de friction obtenues pour les deux cas extrêmes de l'angle β ($\beta=0$ *et* $\beta=90°$), présentés sur la **Figure 1.3**.

Pour $\beta = 0$, les deux lois de friction utilisées sont :

- Pour l'écoulement laminaire ($Re < 2000$), la loi de poiseuille est utilisée :

$$f_{0,l} = K.Re^{-1} \tag{1.7}$$

- Pour l'écoulement turbulent ($Re \geq 2000$), la loi de Konakov est utilisée :

$$f_{0,t} = (1{,}8.\ln Re - 1{,}5)^2 \tag{1.8}$$

Dans l'expression de $f_{0,l}$, K est une constante qui dépend des caractéristiques géométriques (b et P_c) de la plaque d'ondulation sinusoïdale. $K = 53{,}39$ pour la géométrie de (Focke, et al., 1985) alors que $K = 64$ pour un tube.

Pour $\beta = 90$, les deux lois de friction utilisées sont celles déterminées par (Focke, et al., 1985) :

- Pour l'écoulement laminaire ($Re < 2000$) en présence de vortex (recirculation) :

$$f_{90,l} = 3{,}85 + 597.Re^{-1} \tag{1.9}$$

- Pour un écoulement turbulent ($Re \geq 2000$) :

$$f_{90,t} = 39.Re^{-0.289} \tag{1.10}$$

L'expression du coefficient de friction pour un écoulement majoritairement de type « zigzag » est obtenue en additionnant le coefficient de friction établi pour un canal d'ondulation $\beta = 0$, avec celui relatif aux réflexions de l'écoulement sur les bords de l'échangeur (nombre de réflexions proportionnel à $\tan\beta$), et celui relatif aux interactions liquide-liquide à l'intersection des rainures suivant une ligne verticale (nombre d'interactions proportionnel à $\sin\beta$) :

$$f_{zigzag} = \frac{f_0}{\cos\beta} + k_1.\tan\beta + k_2.\sin\beta \tag{1.11}$$

Dans cette expression, lorsque β tends vers 0, la totalité de l'écoulement suit la direction d'un canal et les pertes de pression sont alors uniquement liées à la friction à la paroi (f_0). La fonction $\cos\beta$ dans l'expression de f_{zigzag} exprime la portion du débit à suivre une rainure.

Pour un écoulement majoritairement de type « hélicoïdal », l'expression du coefficient de friction est obtenue en multipliant le coefficient de friction pour β = 90 par un coefficient k_3 supérieur à 1 :

$$f_{hélicoïdal} = k_3 . f_{90} \tag{1.12}$$

En première approximation, cos β représentant la proportion du débit à suivre une rainure, le coefficient de friction de l'écoulement global dans un échangeur à plaques se présente sous la forme suivante :

$$\frac{1}{\sqrt{f_{global}}} = \frac{\cos\beta}{\sqrt{f_{zigzag}}} + \frac{1-\cos\beta}{\sqrt{f_{hélicoïdal}}} \tag{1.13}$$

où β est l'angle quelconque de l'ondulation. Le modèle de (Martin, 1996), basé sur la coexistence des deux types de structures d'écoulement, nécessite l'ajustement de 3 paramètres (k_1, k_2 et k_3) dans le cas où les lois de frictions sont connues pour les deux cas extrêmes d'angle β *(β = 0 et β = 90°)* pour la configuration géométrique étudiée. La définition du diamètre hydraulique pour le calcul du nombre de Reynolds est $D_h = \frac{2.b}{\varphi}$, où φ est le facteur d'élargissement de la surface. Ce modèle est relativement simple à mettre en œuvre pour corréler des résultats expérimentaux. L'ajustement des paramètres montre le poids de la participation de chaque type de structure d'écoulement dans la friction totale de l'échangeur. Pour des nombres de Reynolds compris entre 200 et 10000 et pour des géométries avec un profil sinusoïdal et un rapport d'aspect entre 0,28 et 0,5, la comparaison du modèle de (Martin, 1996) avec les résultats de la littérature ((Okada, et al., 1972) (Focke, et al., 1985) (Heavner, et al., 1993)) montre un bon accord (Martin, 1996).

Plus récemment, (Dovic, et al., 2009) ont développé un modèle général du coefficient de friction pour les écoulements monophasiques dans les échangeurs à plaques en se basant sur l'étude d'une cellule représentative de l'échangeur. Cette cellule, qui se répète tout au long de l'échangeur, est formée par deux rainures se croisant et possédant une surface en commun. (losange noir de la **Figure 1.2** ou **Figure 1.6**). L'approche de (Dovic, et al., 2009) consiste à établir des lois pour cette cellule et, par la suite, de les étendre à l'échangeur global. L'établissement des lois est complètement empirique et se base sur les résultats de simulation de (Shah, 1975). La détermination de la loi de friction nécessite, dans un premier temps, de définir les grandeurs géométriques de la cellule. La longueur de la cellule (longueur de l'écoulement) est définie de la manière suivante :

$$L_{cellule} = \begin{cases} \dfrac{P_c}{\sin 2.\beta} & ;\ si\ \beta \leq 60° \\ \dfrac{P_c}{\sin\beta} & ;\ si\ \beta > 60° \end{cases} \tag{1.14}$$

Cette limite d'angle de 60° est basée sur les structures d'écoulement présentées sur la **Figure 1.2**. Le diamètre hydraulique de la cellule est corrélé au rapport d'aspect de l'ondulation, $\gamma = \frac{b}{P_c}$, par la relation suivante :

$$D_{h,cellule} = P_c.(0{,}1429.\gamma^3 - 0{,}6235.\gamma^2 + 1{,}0871.\gamma - 0{,}0014) \quad (1.15)$$

Le coefficient de friction d'une cellule est composé de deux termes : les termes représentent la friction pour un écoulement développé et un écoulement en cours de développement :

$$f_{cellule}.Re_{cellule} = f_{\text{développé}}.Re_{cellule} + \frac{k_e(\infty) - k_d(\infty)}{2.x^+} \quad (1.16)$$

où $x^+ = \frac{L_{cell}}{D_{h,cellule}.Re_{cellule}}$ correspond à la longueur axiale adimensionnée, et $k_e(\infty)$ et $k_d(\infty)$ représentent respectivement les coefficients de correction de l'énergie cinétique et du flux de la quantité de mouvement. Les paramètres $f_{\text{développé}}.Re_{cellule}$, $k_e(\infty)$ et $k_d(\infty)$ sont corrélés avec le rapport d'aspect de l'ondulation, γ, par les relations suivantes :

$$f_{développé}.Re_{cellule} = 2{,}6624.\gamma^4 - 10{,}586.\gamma^3 + 11{,}262.\gamma^2 - 0{,}1036.\gamma + 9{,}6 \quad (1.17)$$

$$k_e(\infty) = -5{,}888.\gamma^4 + 9{,}4613.\gamma^3 - 4{,}248.\gamma^2 - 0{,}1333.\gamma + 2{,}648 \quad (1.18)$$

$$k_d(\infty) = -1{,}7237.\gamma^4 + 2{,}7669.\gamma^3 - 1{,}2651.\gamma^2 - 0{,}0097.\gamma + 1{,}512 \quad (1.19)$$

Le coefficient de friction de l'échangeur s'obtient alors par la relation suivante :

$$f_{échangeur} = \begin{cases} 2.\frac{f_{cellule}}{cos^3\beta}.\frac{D_h}{D_{h,cellule}} & ;\ si\ \beta \leq 60° \\ 4.\frac{f_{cellule}}{cos^2\beta}.\frac{D_h}{D_{h,cellule}} & ;\ si\ \beta > 60° \end{cases} \quad (1.20)$$

où D_h est le diamètre hydraulique de l'échangeur ayant l'expression $D_h = \frac{2.b}{\varphi}$. Ce modèle mathématique est comparé avec le modèle de (Martin, 1996) et à des résultats expérimentaux de la littérature ((Okada, et al., 1972) (Bond, 1981) (Heavner, et al., 1993) (Thonon, et al., 1995) (Muley, et al., 1999)). *Re* est compris entre 1 et 10000, D_h entre 3,2 et 7 mm, et le rapport d'aspect b/P_c entre 0,2 et 0,5). Les auteurs indiquent un bon accord de leur modèle sur les divers résultats avec des déviations variant dans certains cas de -16 à 50 %.

1.3.2. Caractérisation thermique

La caractérisation thermique des échangeurs à plaques a été étudiée par (Martin, 1996) et (Dovic, et al., 2009) en utilisant l'équation générale de LÉVÊQUE. Cette équation est bien connue pour le transfert de chaleur dans les couches thermiques en cours de développement pour un écoulement laminaire dynamiquement développé dans les conduites cylindriques :

$$Nu = 0{,}40377.(f.Re^2.Pr.\frac{D_h}{L})^{\frac{1}{3}} \quad (1.21)$$

(Dovic, et al., 2009) ont adapté cette équation à une cellule représentative de l'échangeur de manière à concorder avec les résultats expérimentaux de la littérature, telle que :

$$Nu_{cellule} = 0{,}38.\,0{,}40377.\left(f_{cellule}.Re^2_{cellule}.\frac{D_{h,cellule}}{L_{cellule}}\right)^{0{,}375}.Pr^{\frac{1}{3}}.\left(\frac{\mu}{\mu_p}\right)^{0{,}14} \quad (1.22)$$

et

$$Nu_{échangeur} = Nu_{cellule}.\frac{D_h}{D_{h,cellule}} \quad (1.23)$$

Cette équation prend en compte la variation de la viscosité dynamique du fluide en fonction de la température dans le terme $\left(\frac{\mu}{\mu_p}\right)^{0{,}14}$, où μ_p est la viscosité dynamique du fluide déterminée à la température de la paroi. Les écarts moyens entre l'équation modifiée de LÉVÊQUE avec les résultats de (Dovic, et al., 2009) et de (Muley, et al., 1999) sont respectivement de ±13% et ±15%, pour des nombres de Reynolds compris entre 10 à 10000.

1.4. Etudes sur la non-homogénéité de distribution du fluide au sein des PHE

Le transfert thermo-hydraulique dans un échangeur à plaques, formé d'un grand nombre de canaux, peut être affecté dans l'homogénéité de sa répartition suivant : 1/ la distribution du fluide entre chaque canal et 2/ la distribution du fluide au sein de chaque canal. Cette hétérogénéité de la distribution du fluide dans l'échangeur est d'une part dépendante de l'état du fluide à son entrée : monophasique liquide pour les fluides secondaires, monophasique vapeur pour la condensation, ou encore diphasique liquide-vapeur dans le cas d'évaporateur situé en aval d'un détendeur par exemple (application aux machines frigorifiques ou pompes à chaleur). Cette distribution dépend, d'autre part, des paramètres relatifs aux caractéristiques de l'échangeur : la géométrie de la plaque (en particulier l'angle de chevron), le nombre de plaques, la configuration de l'écoulement (U ou Z) ((Thonon, et al., 1996), (Rao, et al., 2002) (Rao, et al., 2006)).

1.4.1. Distribution du fluide entre canaux

La non-homogénéité de distribution de fluide par canal est relevée plus spécifiquement dans les échangeurs à plaques formés d'un grand nombre de canaux. Plusieurs études traitent ce type de distribution ((Bassiouny, et al., 1984), (Thonon, et al., 1996) (Rao, et al., 2006)). Les travaux sont conduits sur des échangeurs à plaques en configuration d'écoulement en U et en Z pour un écoulement monophasique (**Figure 1.9**). D'après cette figure la configuration en U représente une configuration d'écoulement où l'entrée et la sortie du fluide sont du même côté de l'échangeur, tandis qu'une configuration en Z implique que la sortie du fluide est sur le côté opposé de l'entrée. Les résultats de (Thonon, et al., 1996) montrent une diminution des pertes de pression entre le premier canal et le dernier, ce qui entraine une variation du débit traversant chaque canal (**Figure 1.10**). D'après la **Figure 1.10,** la non-homogénéité de distribution par canal est accentuée pour le cas d'une configuration en Z (différence de débit important entre les deux fluides pour les canaux des deux extrémités de l'échangeur). (Thonon, et al., 1996) déduisent de l'étude que l'efficacité thermique d'un échangeur (composé de 30 canaux) n'est pas affectée de façon significative si les deux fluides (faisant l'échange thermique) arrivent du même côté de l'échangeur (configuration U). En effet, par rapport à la configuration en U, une dégradation de 15% des performances thermiques est obtenue pour une configuration de l'écoulement en Z.

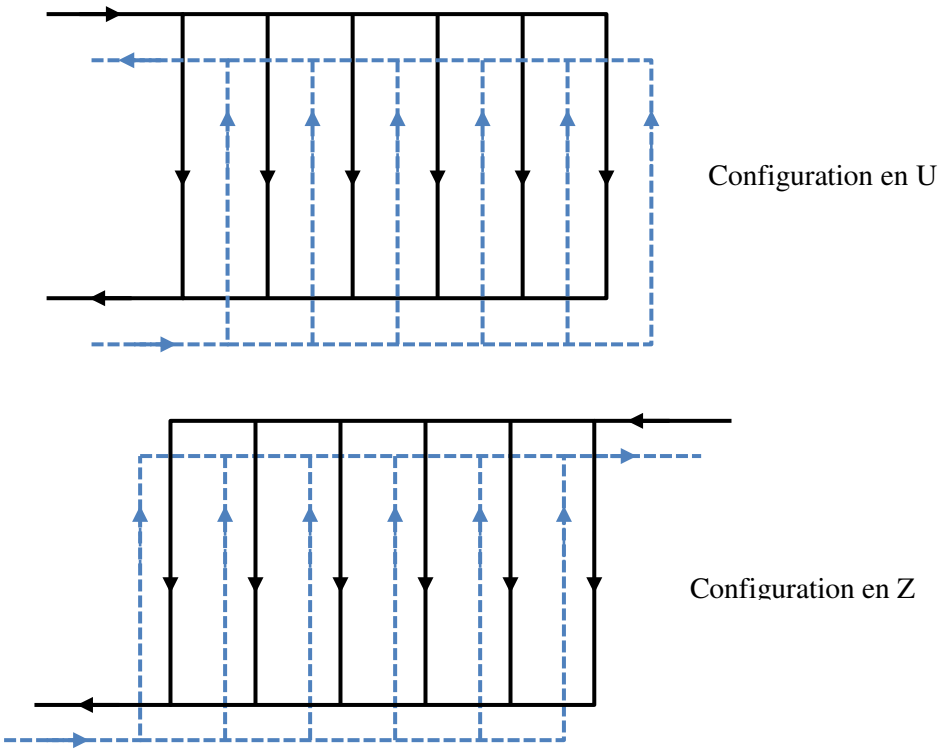


Figure 1.9 Configurations d'écoulements dans un échangeur de chaleur à plaques

Pour exprimer la non-homogénéité de distribution par canal, (Bassiouny, et al., 1984) ont proposé une expression s'appliquant à chaque système qui possède un distributeur (relié à un port d'entrée) alimentant plusieurs canaux :

$$m^2 = \left(n.\frac{A_c}{A_p}\right)^2 . (\frac{1}{\xi_c}) \tag{1.24}$$

Dans cette expression n représente le nombre de canaux, A_c et A_p représentent

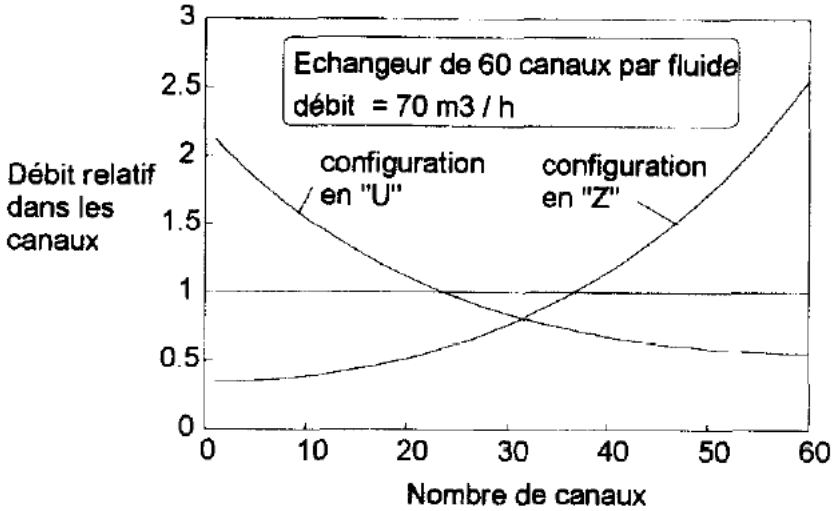


Figure 1.10 Variation du débit relatif dans un canal en fonction de sa position dans l'échangeur pour deux configurations d'écoulement (Thonon, et al., 1996)

respectivement les sections du canal et du port d'entrée, et ξ_c représente le facteur de friction global du canal ($\xi_c \approx f_c.\frac{L_c}{D_h}$; L_c étant la longueur du canal). La non-homogénéité de l'écoulement augmente avec le paramètre m^2. (Bassiouny, et al., 1984) ont ainsi proposé un modèle analytique pour la détermination de la distribution des pertes de pression et de la vitesse adimensionnée du premier canal au dernier :

$$\Delta P = 0{,}5.\rho.V_p^2.\frac{\cosh^2\big(m.(1-z)\big)}{\sinh^2 m} \tag{1.25}$$

$$V_c = \left(\frac{A_p}{n.A_c}\right).m.\frac{\cosh\big(m.(1-z)\big)}{\sinh m} \tag{1.26}$$

où V_p est la vitesse du fluide dans le port d'entrée, ρ sa masse volumique et z la distance adimensionnée représentant la position du canal (mesurée de l'entrée) divisée par la longueur du distributeur (profondeur de l'échangeur). V_c est la vitesse adimensionnée, égale au rapport de la vitesse de l'écoulement dans un canal sur la vitesse moyenne si l'écoulement est uniformément distribué sur tous les canaux.

(Rao, et al., 2006) ont comparé leurs résultats expérimentaux de mesure de pertes de pression par canal avec ceux prédit par (Bassiouny, et al., 1984), pour des échangeurs de 10 et 40 canaux par fluide (21 et 81 plaques) ayant un angle de corrugation de 30° et une configuration d'écoulement en U. Les résultats sont en bon accord et la vitesse adimensionnée possède la même tendance que celle présentée sur la **Figure 1.10** (configuration en U).

L'effet de la non-homogénéité de la distribution du fluide sur l'efficacité thermique d'un échangeur à plaques a été étudié analytiquement par (Rao, et al., 2002) et (Rao, et al., 2006). Leurs résultats montrent que, quelle que soit la nature de l'écoulement, monophasique ou avec changement de phase (condensation), l'efficacité thermique de l'échangeur se détériore avec l'augmentation du paramètre m^2. Les résultats de ces auteurs sont issus des tests paramétrés de leur modèle mathématique qui prend en compte, lors de la résolution des équations du transfert thermo-hydraulique, l'effet de la non-homogénéité de la distribution du fluide. Le modèle a été établi pour un écoulement monophasique à l'entrée du canal, en négligeant la variation des propriétés physiques en fonction de la position du canal.

On trouve dans la littérature plusieurs recommandations dans le but de réduire la non-homogénéité de la distribution du débit par canal :

- Diminuer le nombre de canaux par fluide
- Travailler à des faibles débits massiques
- Eviter les faibles angles d'inclinaison des chevrons
- Favoriser une géométrie variable du distributeur permettant l'alimentation en fluide des canaux loin du port d'entrée.

1.4.2. Distribution du fluide au sein de chaque canal

La non-homogénéité de distribution du fluide au sein de chaque canal de l'échangeur à plaques, bien que moins étudiée dans la littérature, se caractérise par la présence de zones mortes ou moins alimentées en fluide dans certaines zones du canal (Kukulka, et al., 2008). La distribution du fluide au sein d'un canal a été étudiée par (Lozano, et al., 2008) en vue d'une application au refroidissement d'huile de moteur. L'échangeur testé, formé de 21

plaques de taille 95x60 mm^2, présente un faible rapport d'aspect de 1,58. L'ondulation des chevrons a une amplitude de 1,8 mm et un angle d'inclinaison de 60°.

Des simulations numériques (logiciels Fluent), ont été réalisées pour des écoulements d'eau ou d'huile « moteur ». Une non-homogénéité de distribution du fluide sur la largeur de l'échangeur est mise en évidence (**Figure 1.11**). La distribution du fluide dans le canal est très sensible au fluide et au débit circulant. Pour l'écoulement d'eau, la distribution est quasi-symétrique par rapport au plan de symétrie de la plaque avec un écoulement préférentiel sur les bords du canal. Pour l'écoulement d'huile, la symétrie de distribution est moins évidente. Cependant la distribution semble plus homogène. Le maximum de débit reste localisé dans la partie du canal directement en dessous du port d'entrée.

D'autres paramètres, tels que l'angle de chevron ou la nature du fluide en entrée du canal, influent sur la distribution du fluide. A partir d'une métrologie infrarouge, (Thonon, et al., 1993) ont suivi le déplacement d'un choc thermique dans un canal ondulé pour deux inclinaisons différentes des ondulations, $\beta = 30°$ et $\beta = 60°$. Les résultats montrent que la non-homogénéité est d'autant plus importante que l'angle β est faible.

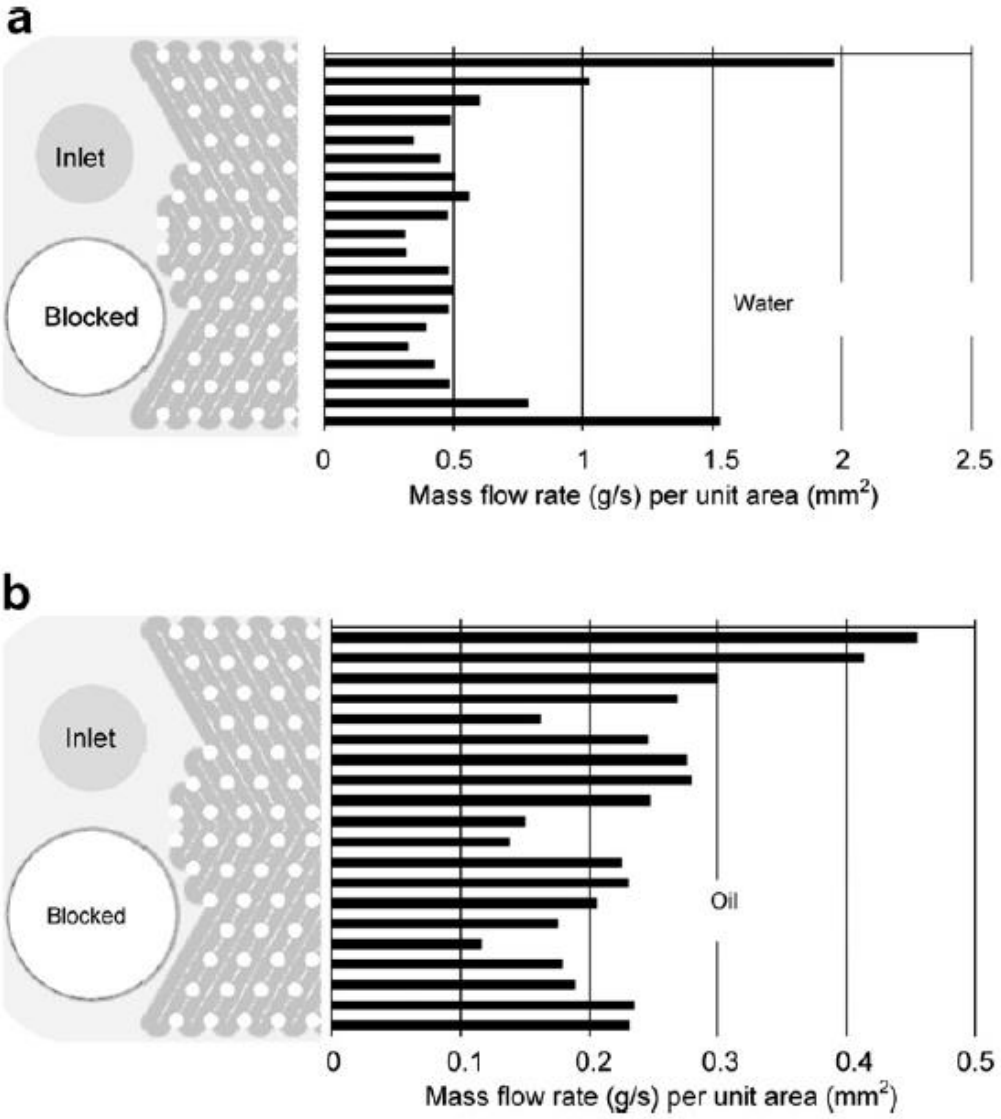


Figure 1.11 Variation du débit de fluide (abscisse) en fonction de la position suivant la largeur de la plaque, dans la section centrale de l'échangeur pour un nombre de Reynolds >1000 : a) écoulement d'eau -b) écoulement de l'huile moteur (Lozano, et al., 2008)

La non-homogénéité de distribution du fluide dans un canal s'accentue pour les écoulements diphasiques en entrée de canal. Ce phénomène a été mis en évidence par (Asano, et al., 2004) utilisant la visualisation par rayons neutroniques. L'étude a porté sur la distribution des phases lors de l'ébullition convective du R141b dans un échangeur à plaques (β = 60° et b = 1,2 mm, P_c = 8 mm) ayant des ondulations de profil trapézoïdal. Les résultats indiquent une non-homogénéité de distribution et une stagnation de la phase liquide à l'entrée de l'échangeur, ce qui dégrade les transferts thermiques dans cette région (**Figure 1.12**). Il est spécifié dans cette étude l'intérêt de prendre en compte les conditions qui existent dans cette section pour le design de la configuration d'entrée.

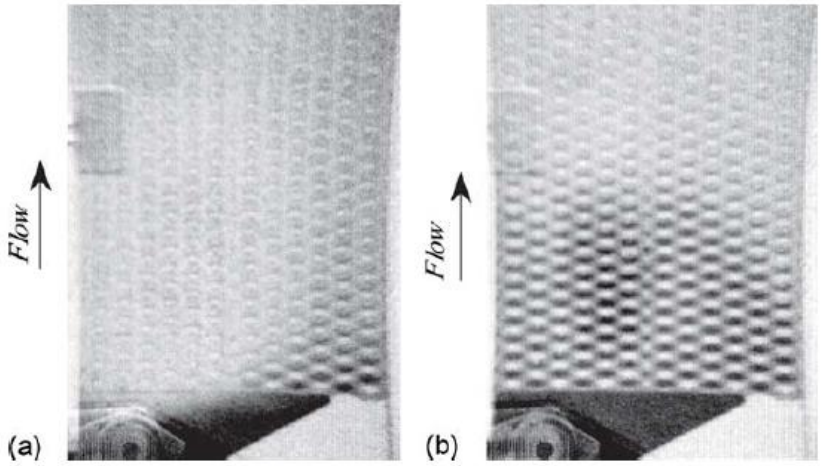


Fig. 10. Two-dimensional distributions of void fraction in boiling two-phase flow. (a) Inflow of two-phase flow (mass flow rate: 0.0042 kg/s, inlet vapor quality: 0.3). (b) Inflow of subcooled liquid flow (mass flow rate: 0.0042 kg/s, inlet subcooling: 17 K).

Figure 1.12 Effet de la condition d'entrée sur la distribution de l'écoulement en ébullition convective (Asano, et al., 2004)

1.5. Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude bibliographique sur les travaux relatifs aux écoulements monophasiques au sein des échangeurs à plaques. La majorité des travaux présentés dans la littérature est centrée essentiellement sur la caractérisation thermo-hydraulique globale dans les échangeurs à plaques. D'autres études, d'approche plus fondamentaleont mis en évidence la coexistence de deux principaux types de structures d'écoulements : une structure de type « zig-zag » et une structure de type « hélicoïdale ». Que ce soit à partir d'un travail expérimental ou de simulations numériques, les travaux montrent de manière qualitative que ces types de structures d'écoulements sont sensibles à l'angle d'inclinaison de la rainure et aux flux massiques. Ces travaux ont pour but de mieux comprendre les structures d'écoulements à des fins de prédiction des lois de friction et d'échange de chaleur.

L'étude bibliographique montre également la maturité des simulations numériques dans la capacité à prédire correctement le comportement hydraulique des échangeurs à plaques. Les simulations sont un moyen intéressant et efficace pour accéder à des informations sur les structures d'écoulements au sein des BPHE qui s'avèrent particulièrement difficiles à obtenir expérimentalement. Cependant, les résultats de simulations sur les transferts thermo-

hydrauliques sont peu exploités afin d'établir une relation entre les structures d'écoulement et les coefficients de pertes de pression et de transferts thermiques.

Il a été présenté dans ce chapitre deux modèles généralisés de coefficient de friction basés sur les structures d'écoulements au sein des échangeurs à plaques. Le premier modèle nécessite l'ajustement de trois coefficients par rapport aux résultats expérimentaux et le deuxième, purement mathématique, nécessite seulement la connaissance de la géométrie de la plaque.

A partir de ces observations et analyses, nous nous sommes interrogés sur la possibilité de combiner les deux approches, expérimentale et numérique, pour proposer un modèle simplifié, sans ajustement de paramètre et basé sur la physique des écoulements en interaction. C'est l'objet des chapitres 2, 3 et 4.

Chapitre 2 : Caractérisation expérimentale d'un échangeur à plaques modèle : mesures de référence

Sommaire

2.1. Géométrie et processus de fabrication 35

2.2. Description du banc d'essais 38

2.3. Caractérisation hydraulique 40

2.4. Caractérisation thermique 42

2.5. Synthèse 46

Introduction

On trouve dans la littérature de nombreuses études expérimentales et corrélations des coefficients de friction et des échanges thermiques établies pour divers échangeurs à plaques aux caractéristiques spécifiques (chapitre 1). Dans ces études, il est, pour la plupart du temps, difficile de trouver l'ensemble des caractéristiques définissant l'échangeur à plaques, et ceci pour des raisons de confidentialité envers les partenaires industriels.

Dans l'objectif de développer une loi générale du comportement thermo-hydraulique des échangeurs à plaques, basée sur une analyse des structures d'écoulements obtenues à partir de simulations numériques, il est primordial de s'appuyer sur des résultats expérimentaux représentatifs de la géométrie simulée.

Notre étude s'appuie sur une collaboration avec le partenaire CIAT Industries. Un des intérêts de travailler avec un fabriquant d'échangeur est de pouvoir obtenir une parfaite correspondance entre la géométrie simulée, issue des plans de conception de l'échangeur, avec l'échangeur testé expérimentalement.

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude expérimentale qui a conduit à fournir des données de références en vue de valider les simulations numériques menées ultérieurement.

2.1. Géométrie et processus de fabrication

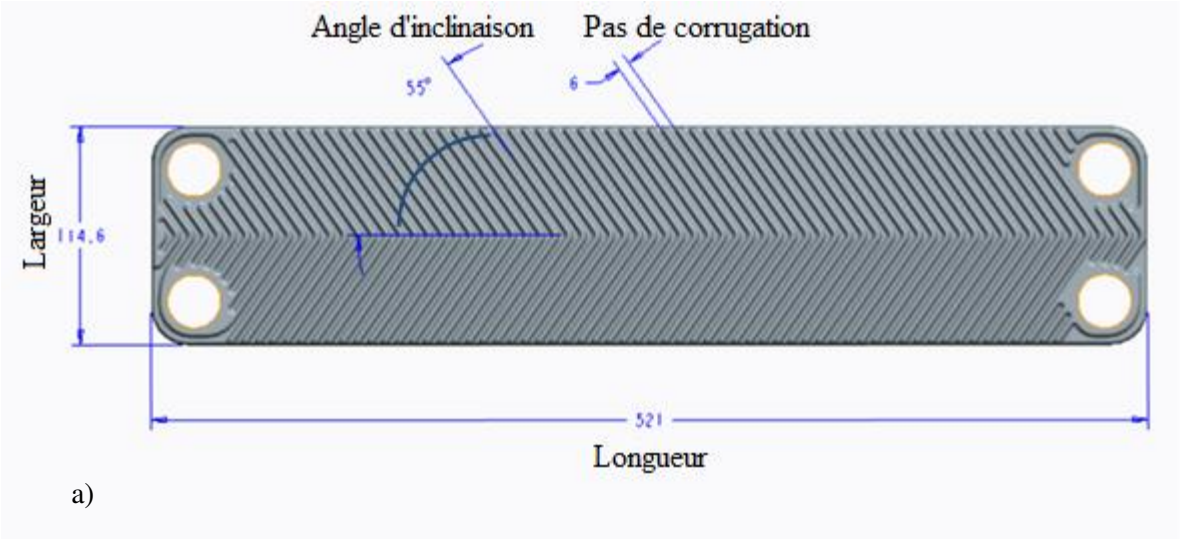
L'échangeur EXEL 7 du catalogue d'échangeurs de la société CIAT a été choisi comme base d'étude. Il est utilisé dans une large gamme de conditions avec des pressions et températures maximales de travail de 45 bars et 150°C, respectivement. Cet échangeur est aussi bien utilisé pour des applications à des transferts de chaleur entre des fluides à l'état monophasique et/ou diphasique (évaporateur, condenseur).

L'échangeur EXEL est un échangeur à plaques ondulées en chevron, fabriquées en Inox 316 d'épaisseur 0,3 mm. Une plaque de l'échangeur, schématisée sur la **Figure 2.1.a**, présente les caractéristiques géométriques suivantes :

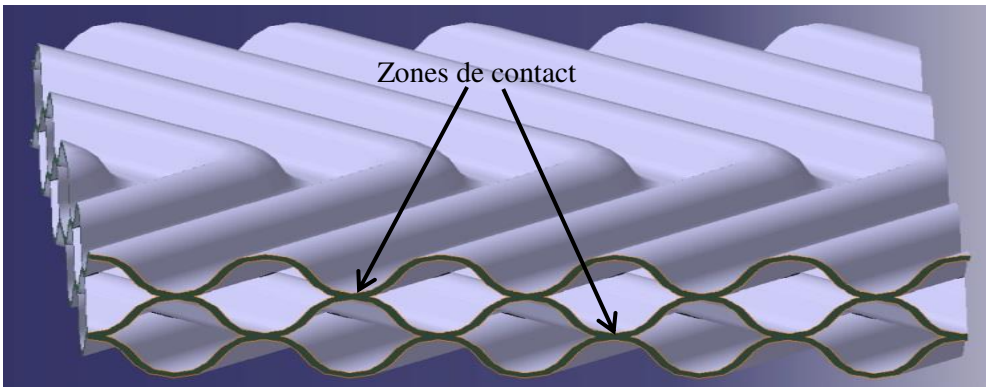
- Longueur totale de la plaque : L_{plaque} = 521 mm
- Longueur entre embouts d'entrée/sortie : L = 476 mm
- Largeur : l = 114,6 mm
- Espacement maxi entre plaques : D_h = 4,4 mm (diamètre hydraulique D_h)
- Amplitude de la corrugation : b = 2,2 mm
- Pas de corrugation : P_c = 6 mm
- Epaisseur de la plaque : e = 0,3 mm
- Angle d'inclinaison par rapport à la verticale : β = 55°

Chaque canal de l'échangeur est formé par l'assemblage de deux plaques alternativement positionnées dans un sens et dans l'autre de manière à ce que les chevrons présentent des orientations opposées, créant ainsi des points de contact entre plaques. La **Figure 2.1.b** représente une vue 3D d'un assemblage de 3 plaques formant ainsi un échangeur à deux canaux.

La fabrication des échangeurs EXEL standard de série est entièrement réalisée au sein de l'usine CIAT de Belley. Elle est réalisée en 3 temps : 1/ Emboutissage : les plaques ondulées



a)



b)

Figure 2.1 a) Schéma descriptif de la plaque EXEL7 –b) vue 3D d'une partie d'un échangeur EXEL7 formé de 3 plaques

en inox sont obtenues par emboutissage sous presse ; 2/ Préparation (**Figure 2.2**) : les plaques sont positionnées dans un sens puis dans l'autre avec un feuillard en cuivre placée entre 2 plaques en inox ; 2 plaques renforcées sont ensuite ajoutées sur les faces extérieures, avec une mise en place des embouts. Une vue éclatée montrant les différents composants de l'échangeur est représentée sur la **Figure 2.2** ; 3/ L'assemblage est placé dans le four de brasage, avec une mise sous vide du four et une montée en température à 900 °C environ (fusion du flux de brasure cuivre à 900°C). Au cours de cette opération, le feuillard en cuivre entre en fusion et vient s'accumuler dans les zones de contact entre les plaques. Cette opération finale assure donc la liaison mécanique entre les plaques et l'étanchéité a) entre 2 canaux adjacents et b) au niveau de l'échangeur global. L'accumulation de cuivre au niveau des zones de contact entre plaques garantit une tenue à la pression maximale. Par ce procédé d'assemblage, ce type d'échangeur ne possède ni bâti, ni tirant, les plaques étant assemblées entre elles par les brasures en cuivre.

Spécificités des prototypes réalisés pour l'étude :

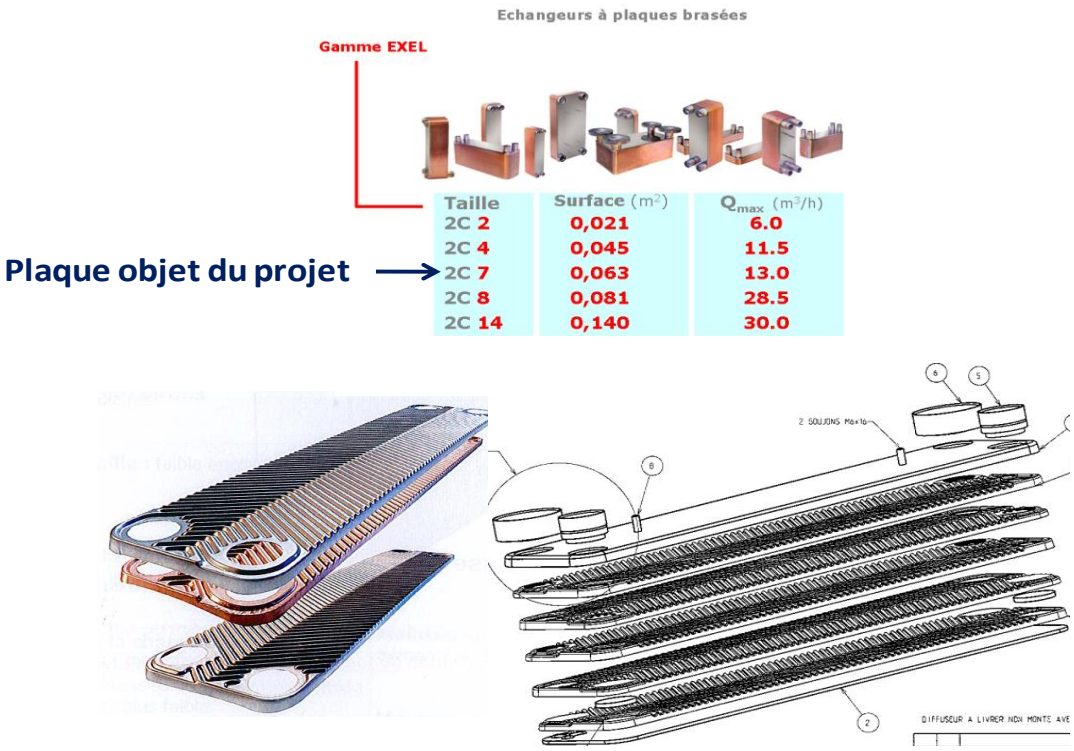


Figure 2.2 Illustration des échangeurs de la gamme EXEL

Les prototypes d'échangeur réalisés pour l'étude comportent 3 ou 4 plaques corruguées sans ajout de plaques renforcées sur les faces extérieures. L'absence de plaques renforcées est primordiale pour permettre des mesures localisées de température de la paroi représentative des conditions locales. Les spécificités de ces deux prototypes d'échangeurs sont les suivantes :

1/ EXEL7-3 : Le prototype à 3 plaques (et donc 2 canaux) a pour particularité de permettre la mise en place d'une instrumentation spécifique sur les faces externes des deux canaux. Cette étude vise ainsi à caractériser simultanément les évolutions des deux types d'écoulement, monophasique et diphasique.

2/ EXEL7-4 : Le prototype à 4 plaques (et donc 3 canaux) permet l'étude de l'écoulement avec changement de phase (condensation), dans le canal central, avec une symétrie des conditions aux limites surfaciques.

Les prototypes comportant un faible nombre de plaques et sans ajout de plaques renforcées nécessite un protocole de fabrication particulier pour assurer une homogénéité de la répartition du flux de brasure en tous points de contact entre plaques.

Pour accéder aux informations locales comme l'espacement entre les canaux et la taille des points de contact, une visualisation du prototype EXEL7-4 par tomographie à rayon-x a été conduite au sein du laboratoire MATEIS de l'INSA de Lyon. Deux coupes issues de la visualisation sont présentées dans la **Figure 2.3**. La coupe transversale (**Figure 2.3.a**) montre les canaux de l'échangeur avec la possibilité de mesurer l'espacement entre les canaux. La légère déformation visible des canaux entre la partie droite et la partie gauche n'existe pas réellement mais est lié au fait que l'échangeur, au cours de la réalisation de la tomographie aux rayons-x, n'était pas parfaitement verticale. La **Figure 2.3.b** montre une partie d'une coupe longitudinale de l'échangeur, et précisément là où les zones de contact et les inclinaisons des chevrons sont clairement identifiables. A partir de cette figure, les zones de contact, assimilées à des disques, ont un diamètre de 3 mm.

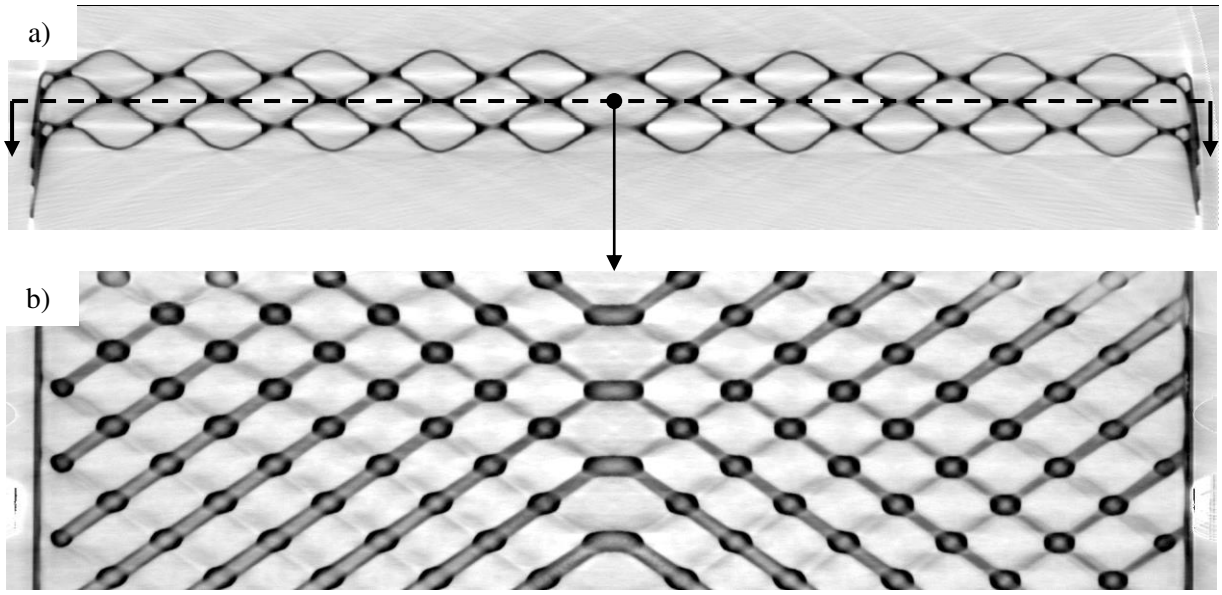


Figure 2.3 Coupes Transversale et longitudinale de l'échangeur EXEL7-4 issue d'une tomographie à rayon-x :a) coupe transversale montrant les 3 canaux –b) coupe longitudinale montrant les zones de contacts entre deux plaques

2.2. Description du banc d'essais

Un banc d'essais spécifique a été développé pour la caractérisation globale des performances thermo-hydrauliques des écoulements monophasiques liquide (eau) au sein des échangeurs et il consiste en :

1) La caractérisation hydraulique : Mesure des pertes de pression et identification du coefficient de friction
2) La caractérisation thermique : Détermination du coefficient d'échange global (U) de l'échangeur, puis du coefficient d'échange convectif moyen (h) entre le fluide (eau) et la paroi.

Une photo du banc d'essais pour la caractérisation est présentée sur la **Figure 2.4**. Un schéma descriptif de ce banc d'essai est présenté dans la **Figure 2.5**.
Le banc d'essai comprend :

1) Deux bains cryothermostatés qui permettent de contrôler les températures d'entrée pour chacun des écoulements d'eau avec une stabilité de 0,01°C :
   - Le premier bain (« Thermo Scientific ARCTIC» (référence AC150-A40)) est utilisé pour le fluide froid (qui absorbe l'énergie-chaleur du fluide chaud) et a la capacité d'évacuer une puissance thermique de 800 W à 20 °C.
   - Le deuxième bain (« Thermo Scientific ARCTIC» (référence SC150-A10)) est utilisé pour réchauffer le fluide « chaud » qui a cédé ses calories au fluide froid. La capacité de réchauffage de ce bain est de 2 kW.
2) Deux débitmètres :
   - Un débitmètre électromagnétique (« Siemens » SITRANS F) installé à l'entrée du canal chaud avec une précision de ± 0.15 % de la valeur lue.

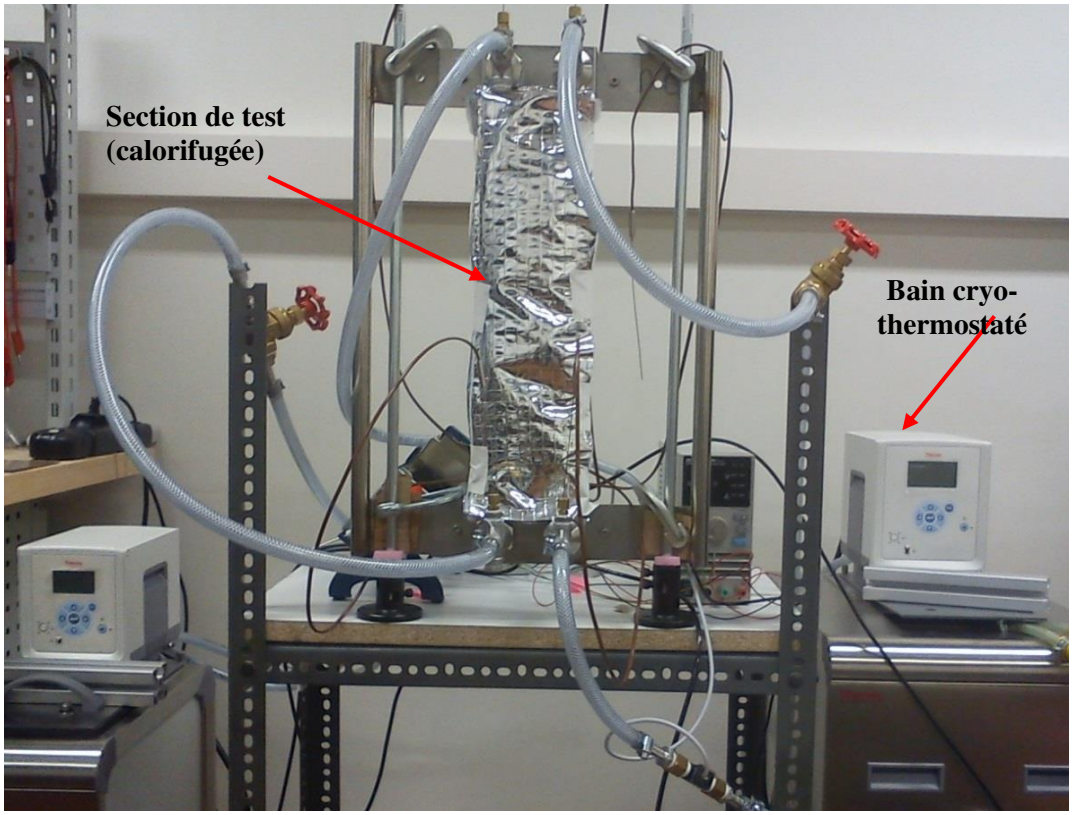


Figure 2.4 Banc d'essais pour la caractérisation du comportement thermo-hydraulique de l'EXEL 7 avec de l'eau

- Un débitmètre à turbine (« Gems Sensors » FT-110) installé à la sortie du canal froid avec une précision de ± 2 % de la valeur lue. Ce dernier a préalablement été étalonné à partir du débitmètre électromagnétique.

3) Deux vannes de type baïonnette pour ajuster les débits chaud et froid.
4) Deux pompes internes des deux bains cryo-thermostats pour la mise en circulation des 2 écoulements (chaud et froid).
5) Des capteurs de températures (thermocouples de type T) positionnés en entrée/sortie de chaque canal. Ces thermocouples avec toute la chaîne d'acquisition ont été étalonnés (précision de 0.1 K) simultanément à partir d'un des bains cryothermostatés.
6) Un capteur de pressions différentielles (« RDP Electronic » FDW) positionné entre l'entrée et la sortie de l'un des canaux (précision de mesure ± 34 Pa pour une plage de mesure de 34 kPa)
7) Une alimentation électrique stabilisée (« BK PRECISION » BK-9110) pour le capteur de pressions différentielles et les débitmètres

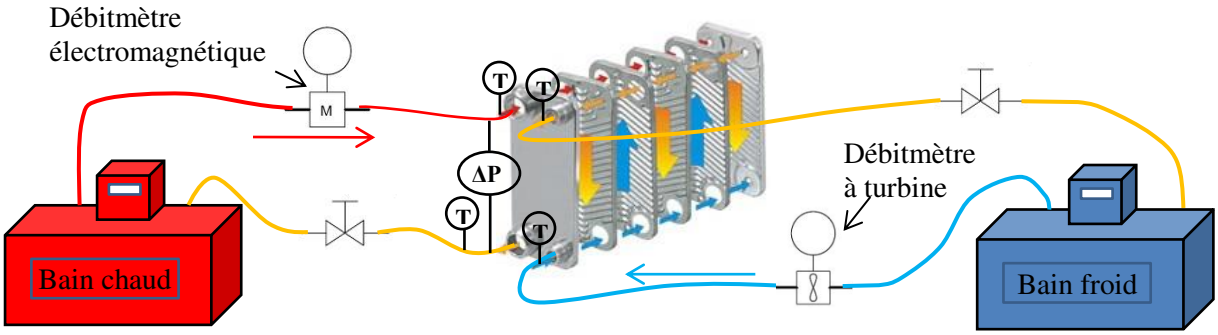


Figure 2.5 Schéma du banc d'essai utilisé pour la caractérisation thermo-hydraulique

8) Une centrale d'acquisition «National Instrument » (Modules COMPACTDAQ) pilotée par LabVIEW. Les thermocouples sont raccordés au module Ni-9214 en 24 bits pour une sensibilité de mesure de la température à 0,02 K. Les sorties analogiques relatives au capteur de pression différentielle et aux débitmètres sont raccordées au module Ni-9203 en 16 bits pour une sensibilité de mesure de courant à 0,049 mA.

Cette étude a été conduite sur les prototypes d'échangeur EXEL7-3 et EXEL7-4 pour une plage de débits d'eau répondant au cahier des charges fixé par l'industriel et à différents niveaux de température :

a) le débit massique d'eau par canal varie entre 2.10^{-3} et 94.10^{-3} kg/s
b) la température de l'eau en entrée des canaux est comprise entre 20 et 40 °C

2.3. Caractérisation hydraulique

Pour la caractérisation hydraulique de l'écoulement monophasique (eau) dans les échangeurs, le protocole expérimental conduit est le suivant :

1) Maintien de la température du circuit d'eau au sein du canal à partir du bain cryo-thermostaté
2) Ajustement du débit d'eau par la vanne baïonnette
3) Mesures du débit, de la température et de la pression différentielle en régime stabilisé.

Pour une confiance en ces mesures, ce protocole a été répété et les tests ont été conduits à trois niveaux de température : 20, 30 et 40 °C. L'influence de la température d'eau sur les pertes de pression n'excède pas 2 % pour un débit donné. Les résultats obtenus pour 30 °C sont donc pris comme référence dans la suite de l'étude. La **Figure 2.6** présente les mesures des pertes de pression en fonction du débit volumique. On observe une très bonne répétabilité de l'expérience menée. De manière à présenter des résultats sous forme adimensionnée, on peut exprimer le comportement hydraulique de l'échangeur à partir du coefficient de friction. A partir de l'équation de Darcy-Weisbach, le coefficient de friction en fonction des pertes de pression s'exprime par :

$$f = \Delta P_f . A_c^2 . \frac{D_h}{L} . 2 . \frac{\rho}{\dot{m}^2} \tag{2.1}$$

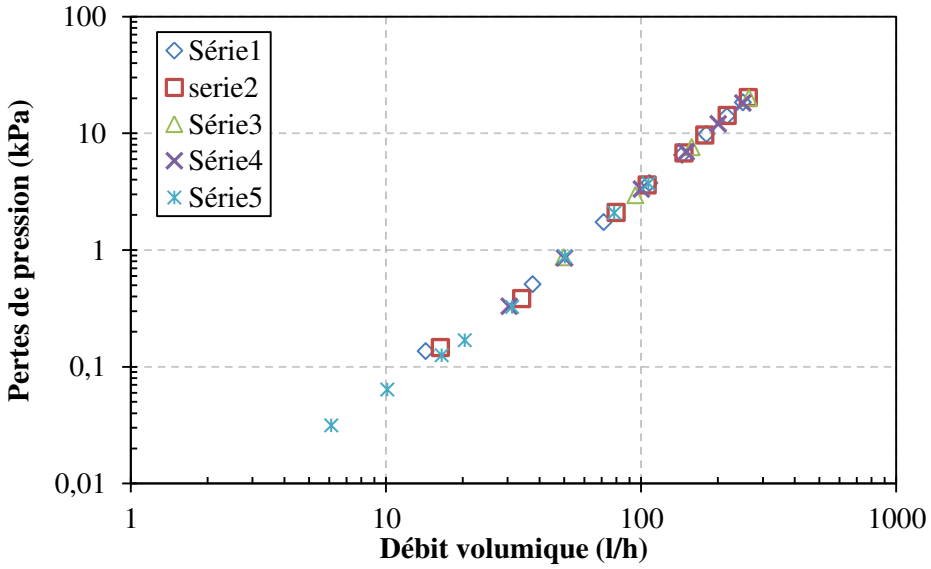


Figure 2.6 Pertes de pression de l'écoulement d'eau dans l'échangeur EXEL7 en fonction du débit volumique

Où $\dot{m}$ représente le débit massique par canal, L est la longueur mesurée entre les embouts d'entrée/sortie du canal, et D_h le diamètre hydraulique définit conventionnellement par $D_h = 2.b$, b étant l'amplitude d'une corrugation. A_c est la section de passage de l'échangeur ($A_c = b.l$), l est la largeur de la plaque.
ΔP_f correspond aux pertes de pression par friction au sein de l'échangeur et est déduit de l'expression suivante :

$$\Delta P_f = \Delta P_t - \Delta P_{e\backslash s} \tag{2.2}$$

où ΔP_t représente les pertes de pression totales, relevées entre l'entrée à la sortie de l'échangeur. ΔP_t est déterminée soit à partir des mesures aux bornes du capteur de pressions différentielles. $\Delta P_{e\backslash s}$ représente les pertes de pression singulières d'entrée\sortie de l'échangeur entre le port et la plaque. $\Delta P_{e\backslash s}$ est déterminée empiriquement par la formulation de (Shah, et al., 1988) pour ce type d'échangeur :

$$\Delta P_{e\backslash s} = 1{,}5.\frac{G^2}{2.\rho} \tag{2.3}$$

Pour les échangeurs EXEL7-3 et EXEL7-4, $\Delta P_{e\backslash s}$ représente de l'ordre de 1 % des pertes de pression totales.

Les résultats de la variation du coefficient de friction avec le nombre de Reynolds sont présentés sur la figure (**Figure 2.7**). Le nombre de Reynolds est défini tel que : $Re = G.\frac{D_h}{\mu}$ avec $G = \frac{\dot{m}}{l.\frac{D_h}{2}}$. D'après cette figure, deux tendances ou régimes d'écoulement sont identifiés, avec une transition des régimes autour de $Re \approx 200$. Cette limite de transition est différente de celle connue pour les tubes ($Re \approx 1600$), en raison de la géométrie 3D de l'échangeur induisant des écoulements complexes à nature turbulente même à faibles nombres de Reynolds. (Liu, et al., 2010) (Gherasim, et al., 2011) ont trouvé des limites de transitions (300

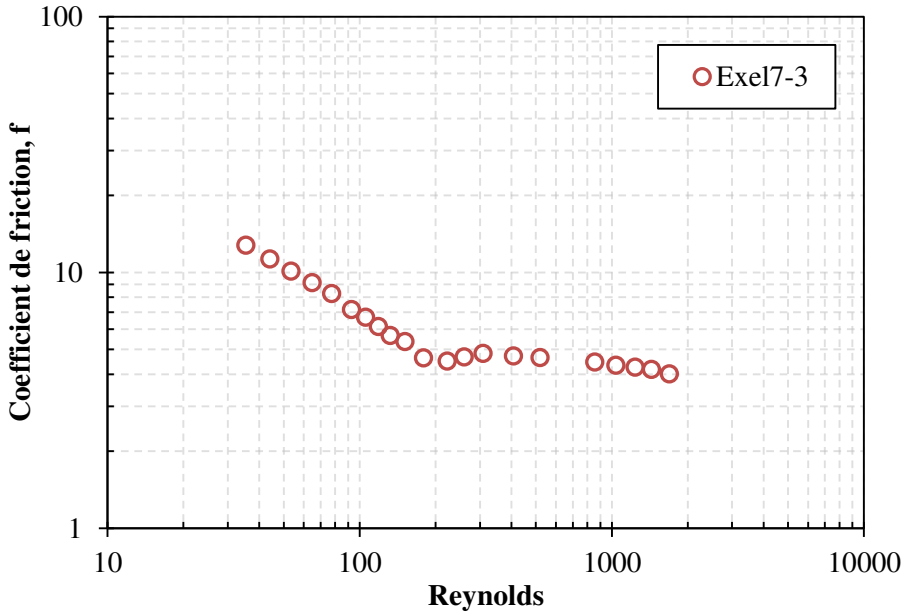


Figure 2.7 Coefficient de friction de l'écoulement d'eau dans l'échangeur EXEL7 en fonction du nombre de Reynolds

et 150 respectivement) proches de celle trouvée dans notre étude. D'autres valeurs de limites de transition sont relevées par les auteurs ((Focke, et al., 1985) et (Jokar, et al., 2004)), ce qui tend à montrer que cette transition est fortement dépendante de la géométrie d'échangeur étudiée.

2.4. Caractérisation thermique

De manière à simplifier la caractérisation thermique de l'échangeur, il est opté d'imposer un débit d'eau circulant identique entre les deux canaux. L'approche consiste à imposer le même débit dans chaque canal en ayant la même différence de température entrée/sortie (pour chaque canal).

Le protocole expérimental est le suivant :

1/ Maintien des deux bains à des températures présentant un écart de 5 K Trois niveaux de température ont été testés : 25-30°C, 30-35°C et 35-40°C

2/ Ajustement des débits d'eau chaude et froide par les vannes « baïonnette ». En raison de la moindre précision du débitmètre à turbine par rapport au débitmètre électromagnétique, l'ajustement de l'égalité des débits d'eau entre canaux est obtenu par l'ajustement des écarts de température entrée/sortie des canaux, avec des écarts inférieurs à 0,05 K.

3/ Mesures des débits d'eau et des températures d'entrée-sortie de chaque canal. La plage de variation des débits est limitée de sorte que l'efficacité de l'échangeur est inférieure à 1.

L'analyse des bilans d'énergies effectués entre les écoulements chaud et froid conduit à des écarts de flux de chaleur échangés compris entre 1 et 5 %. Ces écarts sont principalement liés à l'incertitude sur la mesure du débit d'eau relevé par le débitmètre à turbine. Les pertes de chaleur avec le milieu extérieur ont été estimées entre 0,7 et 6 % du flux total échangé. Les incertitudes relatives sur le calcul du coefficient d'échange varient de 9 à 5 % avec l'augmentation du nombre de Reynolds pour la plage d'étude.

Le coefficient d'échange moyen dans un canal est calculé selon la procédure suivante :

$$Q_c = \dot{m}_c . Cp_c . (Tc_e - Tc_s) \tag{2.4}$$

$$Q_f = \dot{m}_f . Cp_f . (Tf_e - Tf_s) \tag{2.5}$$

$$Q_m = \frac{Q_f + Q_c}{2} \tag{2.6}$$

et

$$Q_m = U . A_{tr} . \Delta T_{LM} \tag{2.7}$$

où

$$\Delta T_{LM} = \frac{(Tc_e - Tf_s) - (Tc_s - Tf_e)}{ln\left(\frac{Tc_e - Tf_s}{Tc_s - Tf_e}\right)} \tag{2.8}$$

avec

$$\mathrm{U} = \frac{\mathrm{Q_m}}{A_{tr} . \Delta \mathrm{T_{LM}}} \tag{2.9}$$

et

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_c} + \frac{1}{h_f} + \frac{e}{\lambda} \tag{2.10}$$

Pour un débit identique et avec un faible écart de la température moyenne dans chaque canal, on peut alors faire l'approximation que $h_c = h_f$ (les variations des nombres de Reynolds et de Prandtl, entre le canal chaud et le canal froid, sont inférieurs à 2.5 %). Ainsi, le coefficient d'échange moyen pour le canal chaud et froid s'obtient par :

$$h_c = h_f = 2.\left(\frac{1}{U} - \frac{e}{\lambda}\right)^{-1}$$

La méthode de « Wilson plot » (Fernández-Seara, et al., 2007) a également été utilisée pour déterminer le coefficient d'échange moyen en fonction du nombre de Reynolds. L'écart de résultats entre les méthodes est inférieur à 2 %.

Les résultats sur la variation du coefficient d'échange convectif moyen déduits des mesures (EXEL7-3_Exp_IUSTI et Exel7-4_Exp_IUSTI) en fonction du nombre de Reynolds sont présentés sur la **Figure 2.8.** Pour l'échangeur EXEL7-3, le coefficient d'échange convectif moyen varie entre 3000 W.m^{-2}.K^{-1} pour *Re* = 100 jusqu'à 14000 W.m^{-2}.K^{-1} pour *Re* = 1100. On note que le coefficient d'échange obtenu pour l'échangeur EXEL7-3 (2 canaux) est supérieur à celui de l'échangeur EXEL7-4 (3 canaux), pour le même nombre de Prandtl. A partir des deux corrélations établies pour les deux échangeurs pour un même nombre de Prandtl (=5),on note que l'écart entre les deux corrélations diminue de 13% à 2% avec l'augmentation de *Re* de 80 à 1280. Ces résultats sont également comparés à ceux de l'industriel CIAT (CIAT), obtenus sur cette même géométrie, et à ceux de la littérature pour des plaques corruguées d'angle de chevron de 65° (Longo_2007_65°) (**Figure 2.8**). On constate que les variations de h_{eau} avec *Re* sont similaires entre l'échangeur EXEL7-4 (angle de chevron à 55 °) et l'échangeur Longo_2007 (angle de chevron à 65 °). Par contre, l'écart

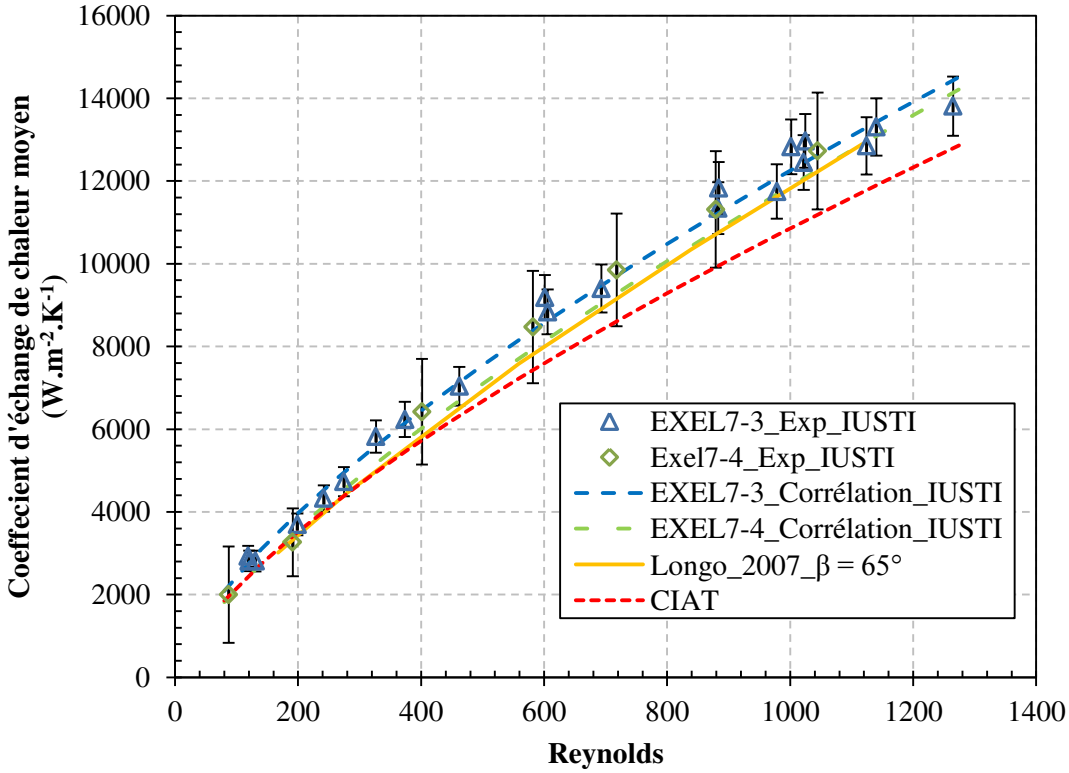


Figure 2.8 Variation du coefficient d'échange moyen h_{eau} en fonction du nombre de Reynolds *Re* de l'écoulement d'eau pour divers échangeurs

de résultats obtenus sur l'EXEL7-4 et ceux de CIAT sur un échangeur EXEL7 multi-plaques (plus que 20 plaques) augmente avec le nombre de Reynolds. Une des explications de cet écart pour le même type d'échangeur entre EXEL7-4 et EXEL7-CIAT peut résulter de l'augmentation de la non-homogénéité du débit circulant entre canaux avec l'augmentation du débit, ce qui tend à dégrader le coefficient d'échange global au niveau de l'échangeur.

Concernant l'écart de résultats sur les coefficients d'échanges entre les échangeurs EXEL7-3 et EXEL7-4, l'explication se trouve sur l'estimation de la résistance thermique équivalente. Pour la configuration à 3 plaques (2 canaux), une partie du flux de chaleur peut être transférée de l'écoulement chaud vers l'écoulement froid par les plaques externes et via les points de contact avec la plaque centrale. Cela implique une légère diminution de la résistance conductive pour un flux donné, et par conséquent, une augmentation du coefficient d'échange convectif pour l'échangeur EXEL7-3.

Pour identifier la part du flux de chaleur conduit par la plaque externe vers la plaque centrale (effet d'ailette), une étude numérique a été menée avec le logiciel RDM 6 (résolution de l'équation de la chaleur par la méthode des éléments finis) sur une tranche de l'échangeur, représentant un contact entre deux plaques avec une mi-ondulation (voir annexe A). Divers scénarios sont testés (influence du coefficient d'échange et du niveau de température) et analysés. Les résultats montrent qu'une portion de flux de chaleur ne dépassant pas les 15 % du flux total est transférée du fluide chaud vers le fluide froid par conduction à travers la plaque externe puis la zone de contact entre plaques. Des investigations complémentaires seront menées pour identifier précisément le rôle de la plaque externe sur le transfert de chaleur.

La corrélation établie pour la caractérisation thermique de l'échangeur EXEL7-3 (amplitude 2,2 mm) est la suivante :

$$Nu = 0{,}406.Re^{0{,}7}.Pr^{0{,}33} \tag{2.11}$$

Ces corrélations sont déterminées dans les conditions suivantes :

- Nombre de Reynolds compris entre 119 à 1325
- Nombre de Prandtl compris entre 4,55 à 5,75

La comparaison entre la corrélation établie pour le nombre de Nusselt et les résultats expérimentaux est présentée dans la **Figure 2.9**. On peut remarquer que les résultats de la corrélation sont dans les barres d'incertitudes des résultats expérimentaux (à savoir 5 à 9 %). Cette corrélation permet de reproduire les résultats expérimentaux avec un écart type de ± 3%.

Ces résultats obtenus pour l'échangeur EXEL7-3 serviront de références pour l'étude numérique des écoulements monophasiques (Partie I – Chapitre 3) et pour la caractérisation des échanges thermiques en condensation (Partie II – chapitres 7 et 8).

Une autre façon de présenter les résultats expérimentaux relatif au nombre de Nusselt, pour l'EXEL7-3, est une formulation sous la forme de l'équation de LÉVÊQUE qui est présentée dans l'équation (1.21), à savoir :

$$Nu = 0{,}40377.(f.Re^2.Pr.\frac{D_h}{L})^{\frac{1}{3}}$$

Cette corrélation relie les transferts thermiques aux pertes de pression par le coefficient de friction. Nous avons comparé cette corrélation à nos résultats expérimentaux et les résultats montrent une sous-estimation de l'équation de LÉVÊQUE de 20 à 33 %. Ainsi on a procédé différemment, en traçant les résultats expérimentaux suivant la **Figure 2.10**. Cette forme de

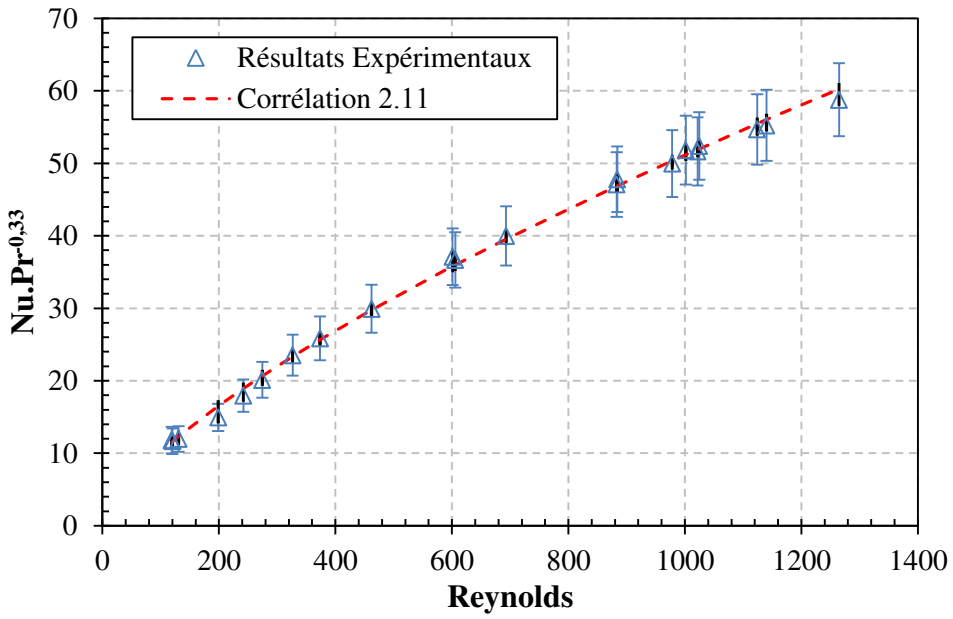


Figure 2.9 Variation de la fonction $Nu.Pr^{-0,33}$ en fonction du nombre de Reynolds. Comparaison des résultats expérimentaux avec ceux de la corrélation proposée

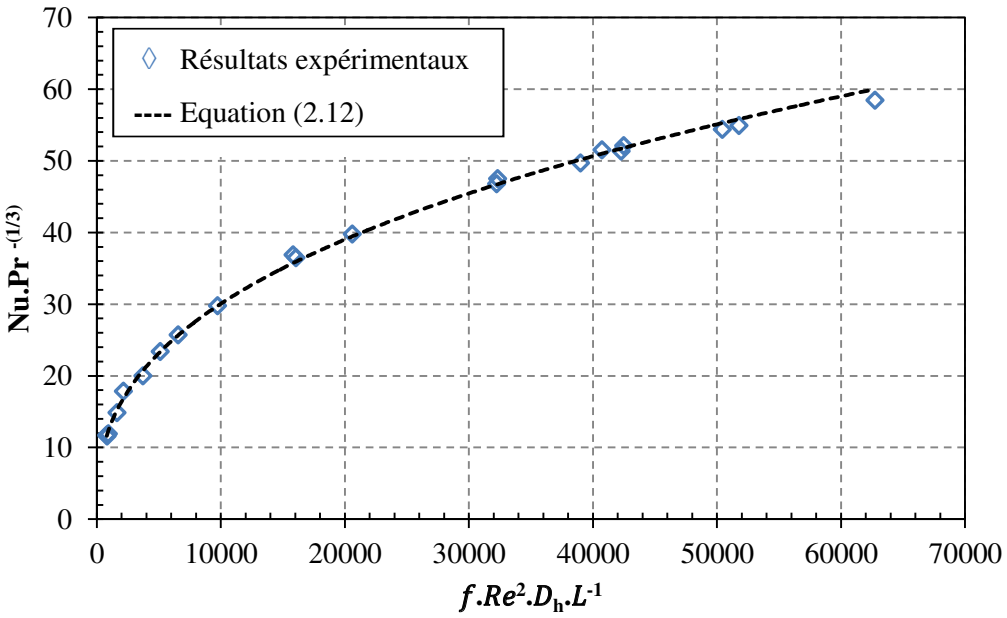


Figure 2.10 Variation de la fonction $Nu.Pr^{-(1/3)}$ en fonction de la grandeur $f.Re^2.D_h.L^{-1}$. Corrélation des résultats expérimentaux des transferts thermo-hydrauliques représentés sur la forme de l'équation de LÉVÊQUE

corrélation a été introduite dans le chapitre 1 (Dovic, et al., 2009). Ainsi, la corrélation, déduite de nos résultats expérimentaux et basée sur l'équation de LÉVÊQUE, a la forme suivante :

$$Nu = 0{,}939.\left(f.Re^2.\frac{D_h}{L}\right)^{0{,}376}.P_r^{\frac{1}{3}} \tag{2.12}$$

Cette corrélation permet de prédire les résultats expérimentaux avec un écart-type de ± 2%.

2.5. Synthèse

Dans ce chapitre, l'échangeur à plaques brasées EXEL 7 est présenté suivant les aspects relatifs à ses caractéristiques nominales et à ses étapes de fabrication. Cet échangeur, qui fait l'objet de notre étude, est fabriqué par la société CIAT, notre partenaire du projet. La mise au point d'un banc d'essais approprié a permis de constituer des résultats de références sur le comportement thermohydraulique de l'échangeur pour le travail de simulations présenté dans le chapitre 3. Le coefficient de friction ainsi que le coefficient d'échange ont été déterminés. Les résultats sur le coefficient de friction montre deux tendances distinctes sur la plage de débit testée (*Re* variant entre 100 et 1300). La transition d'un régime d'écoulement à l'autre est identifiée pour un nombre de Reynolds autour de 200. Sur cette même plage de *Re*, le coefficient d'échange convectif (ou nombre de Nusselt) répond à une loi de variation en $Re^{0,7}.Pr^{1/3}$. Le coefficient d'échange global pour l'échangeur EXEL7-3 est supérieur à celui de l'échangeur EXEL7-4 à cause d'une condition limite de non-symétrie de transfert de chaleur pour l'échangeur à 2 canaux (EXEL7-3). En effet, en plus du transfert de chaleur d'un fluide à l'autre directement par la plaque centrale, une partie du flux de chaleur est transférée à travers les plaques externes de l'échangeur et via les points de contact avec la plaque centrale : ce transfert de chaleur additif tend à réduire la résistance thermique globale de l'échangeur.

Chapitre 3 : Simulations numériques des transferts thermo-hydrauliques et analyse des écoulements

Sommaire

3.1. Géométrie et modèles de simulation 49

3.1.1. Modèle hydrodynamique 49

3.1.2. Modèle thermo-hydraulique 52

3.2. Validation des simulations 53

3.2.1. Validation hydrodynamique 53

3.2.2. Validation thermique 54

3.3. Analyse de la non-homogénéité de distribution au sein d'un canal 57

3.4. Analyse des structures d'écoulement 60

3.5. Influence de la géométrie sur le comportement hydraulique du PHE 66

3.5.1. Influence de l'angle de chevron 67

3.5.2. Influence de la corrugation sur le coefficient de friction et le taux de transfert de masse 75

3.6. Synthèse 76

Introduction

Un des intérêts des simulations numériques est de permettre une analyse plus fine de certaines caractéristiques d'écoulement et d'échange thermique autrement plus difficile à appréhender, voire à mesurer, par des campagnes expérimentales. Un autre intérêt des simulations est la plus grande facilité à modifier les caractéristiques géométriques ou opératoires autrement plus complexes à mettre en œuvre et couteux expérimentalement. Tout en reconnaissant les limites des simulations pour certains types d'écoulement, il est cependant nécessaire de les valider sur des cas de références pour leur donner une certaine confiance.

Dans notre travail, les simulations numériques ont été réalisées à partir du logiciel de CFD (Computational Fluid Dynamics) StarCCM+. Après validation des simulations numériques avec les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 2, l'outil numérique nous permet :

1/ d'analyser les structures d'écoulement au sein de l'échangeur EXEL7 pour diverses conditions limites.

2/ d'étudier l'influence des paramètres, en particulier l'angle de chevron, sur les caractéristiques d'écoulement.

3.1. Géométrie et modèles de simulation

En raison de moyens de calcul et de mémoire importants et nécessaires à la résolution des transferts thermo-hydrauliques dans l'échangeur à plaques EXEL7-3 (32 processeurs et plus que 40 GB de RAM), par rapport au matériel de calcul du laboratoire, l'étude entreprise est menée en deux temps : 1/ Une première série de simulations purement hydrodynamiques menée sur un volume fluide (1 canal) – 2/ Une deuxième série de simulations thermo-hydrauliques menées sur l'échangeur EXEL7-3 au complet. Les simulations sont réalisées en conditions stationnaires.

3.1.1. Modèle hydrodynamique

Les simulations numériques purement hydrodynamiques sont menées sur le volume fluide présenté sur la **Figure 3.1.c.**

Le volume fluide est le volume compris entre 2 plaques corruguées (**Figure 3.1 a** et **b**) en position inversées et mises en contact. Le profil de la plaque de l'échangeur a été dessiné sur le logiciel Pro/ENGINEER par le partenaire CIAT Industrie. Il s'agit du profil qui a été paramétré dans la machine-outil pour l'usinage du moule utilisé pour l'emboutissage des plaques qui constituent l'échangeur EXEL. Le domaine d'écoulement fluidique de la **Figure 3.1.c** montre que l'entrée et la sortie de l'écoulement sont positionnées d'un même côté de l'échangeur. Les surfaces de contact entre plaques, amplifiées par le procédé d'assemblage par brasure, induisent des zones « ajourées » dans le volume fluide.

Les modèles d'équations utilisés pour les simulations thermo-hydrauliques, présentés en Annexe B, dépendent du nombre de Reynolds :

- Modèle laminaire pour des nombres de Reynolds inférieurs à 200
- Modèle turbulent (k-ε) pour des nombres de Reynolds supérieurs à 200

Ces choix de modèles en fonction du nombre de Reynolds s'appuient à la fois sur une étude bibliographique concernant l'étude des pertes de pression et des structures d'écoulement, et sur les résultats expérimentaux obtenus à partir de notre banc d'essais. Le modèle de turbulence k-ε inclut le modèle RANS et « Realizable k-ε Two Layer ». Un deuxième modèle de turbulence, k-ω avec les modèles RANS et SST (menter), a également

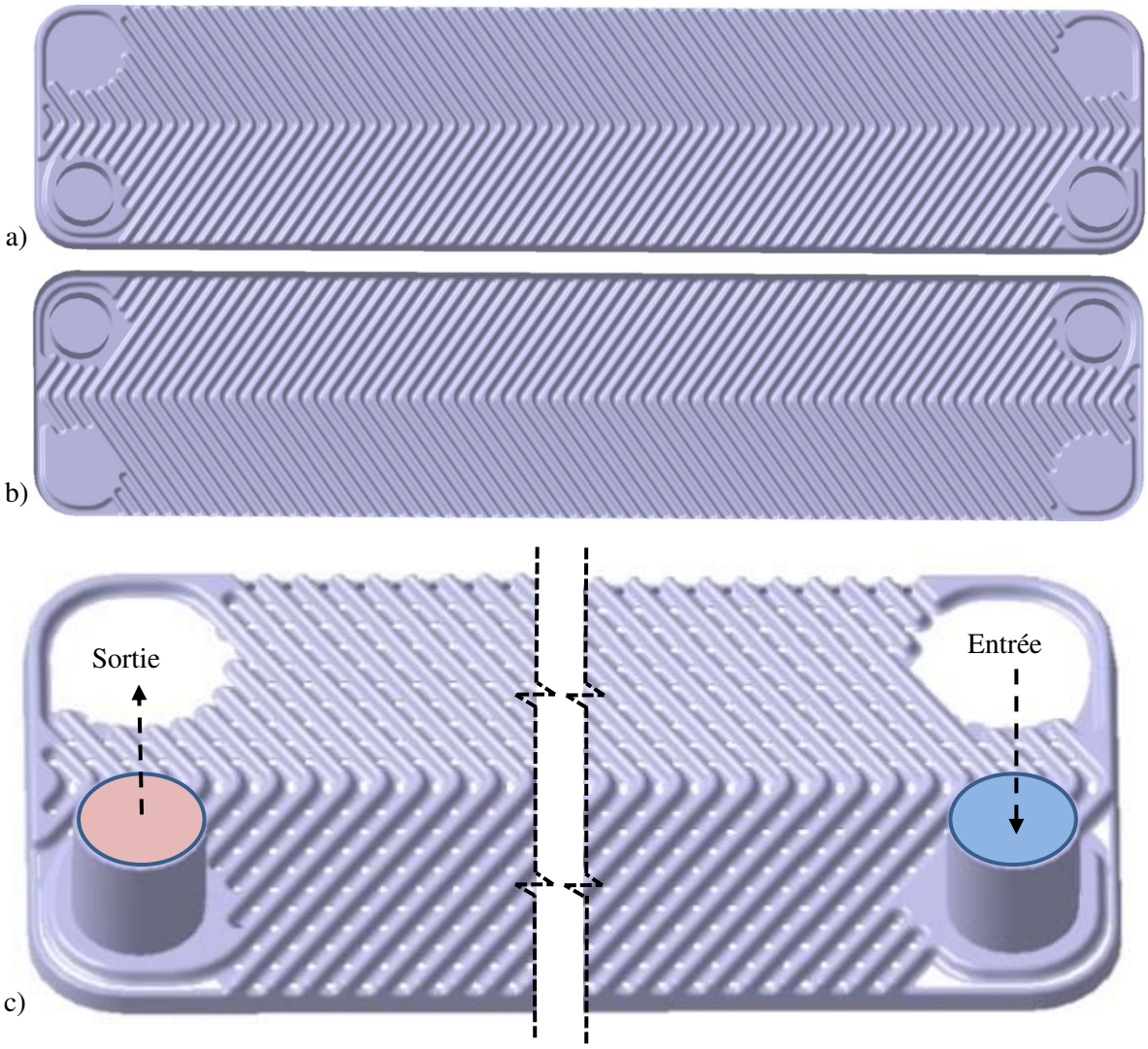


Figure 3.1 Géométrie des plaques constitutives d'un échangeur de chaleur EXEL : a) géométrie de la plaque supérieure formant l'échangeur - b) géométrie de la plaque inférieure formant l'échangeur– c) domaine d'écoulement fluidique d'un canal de l'échangeur compris entre les plaques inférieure et supérieure.

été utilisé pour les forts nombres de Reynolds. Pour des tailles de mailles de bases identiques, le modèle k-ω sous-estime les pertes de pression et les résidus présentent une forte instabilité par rapport au modèle k-ε. Le modèle k-ε a été retenu dans la suite de l'étude. Aucun ajustement n'est effectué dans le paramétrage du modèle k-ε (par défaut l'intensité de turbulence est fixée à 0,01 et le ratio turbulent de viscosité à 10.).

Les conditions aux limites du volume fluide choisies pour les simulations sont les suivantes :

a) un débit massique uniforme dans toute la section de la conduite d'entrée de l'échangeur. La conduite d'entrée est allongée de manière à ce que la distribution du débit massique soit la plus réaliste possible à l'approche des ondulations dans l'échangeur
b) une pression de sortie uniforme dans la section de la conduite de sortie, elle-même également allongée pour les mêmes critères qu'à l'entrée
c) des conditions de non-glissement du fluide en paroi

Le maillage du domaine d'écoulement est formé de cellules polyédriques. L'option « prism-layer » a été sélectionnée pour le calcul des variables d'état dans la couche limite. En effet cette option crée plusieurs couches parallèles à la paroi (couches limites) avec

un maillage prismatique. Plusieurs coupes sur une partie du volume fluide avec le maillage sont présentées sur la **Figure 3.2**. Sur cette figure, on peut distinguer les cellules polyédriques et le maillage en couches fines parallèles proches de la paroi. La couleur bleue dans la **Figure 3.2.a, .c et .d** correspond au fluide froid, la couleur rouge correspond au fluide chaud et la couleur noire à la plaque. La **Figure 3.2.a** a été prise au niveau d'une section ne traversant pas des points de contact, et qui montre le domaine de fluide continu.

Afin de trouver un bon compromis entre fiabilité des résultats et performance du calcul, une étude de sensibilité des résultats de simulation à la taille du maillage a été réalisée, avec des tailles du maillage variant entre 0,25 et 1 mm. Le nombre de cellules correspondant aux divers maillages est indiqué dans le **Tableau 3.1**. Les résultats des simulations sur le calcul des pertes de pression sont présentés sur la **Figure 3.3**, et les écarts de résultats relatifs à la taille de maille la plus petite sont présentés sur la **Figure 3.4**. On remarque que le maillage de taille 0,75 mm, comparé aux autres tailles de maillage, présente un l'écart relatif moyen par rapport au maillage de taille 0,25 mm le plus faible. Cet écart relatif moyen est de ± 7,5 %. Le

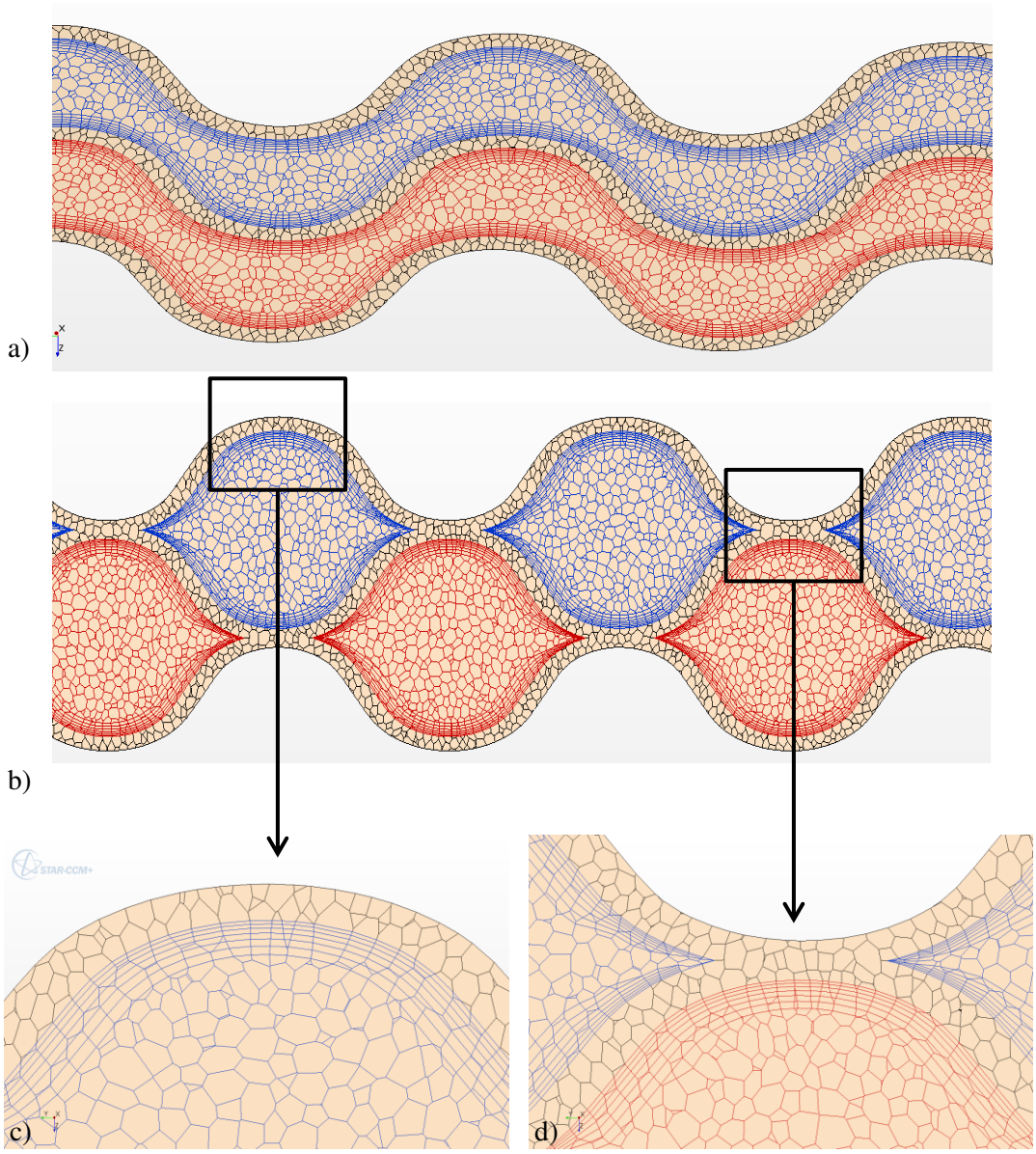


Figure 3.2 Maillage du fluide et du solide présentant les cellules polyédriques et les couches fines proche de la paroi solide : a) section sans point de contact –b) section passant par les points de contact –c) au niveau d'une crête ou d'un creux –d) au niveau d'un point de contact

Tableau 3.1 Variation de nombre de cellules dans le maillage en fonction de la taille de la cellule de base

Taille de la cellule de base (mm)	Nombre de cellule du maillage
0,25	1417000
0,5	675000
0,75	474800
1	300300

maillage de taille 0,5 mm présente des résultats avec des faibles écarts relatifs pour des nombres de Reynolds inférieurs à 50 et supérieurs à 1000. Entre ces deux limites les écarts relatifs varient entre 7 et 18 %. D'après l'étude expérimentale présentée dans le chapitre 2, c'est dans cette plage de nombre de *Re* qu'apparaît une transition d'écoulement d'un comportement laminaire à turbulent. Cette transition induit également un changement de modèle dans les simulations. On note par ailleurs que les modèles de simulations de la

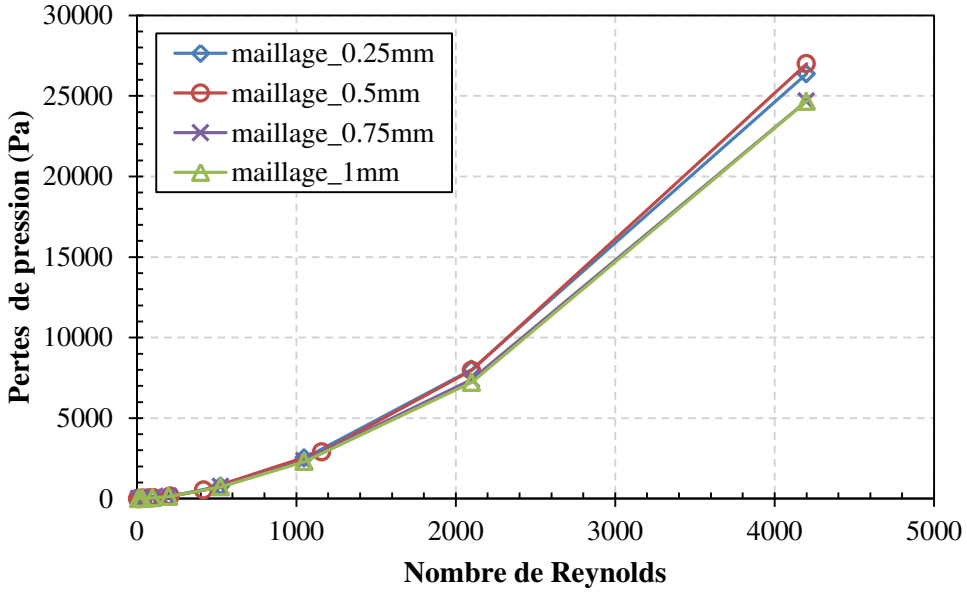


Figure 3.3 Effet de la taille du maillage sur la variation des pertes de pression avec le nombre de *Re*

littérature tendent à sous-estimer les pertes de pression. Ainsi pour la suite de l'étude, nous privilégierons le maillage de taille de base de 0,5 mm qui présente un bon compromis en termes d'économie de calcul et d'insensibilité des résultats pour les faibles et forts nombres de Reynolds.

3.1.2. Modèle thermo-hydraulique

Les simulations numériques thermo-hydrauliques sont menées sur l'échangeur EXEL7-3 à deux canaux, avec des écoulements d'eau à contre-courant. Les conditions aux limites fluidiques et les paramètres de maillage sont similaires à ceux de l'étude hydrodynamique, appliqués aux deux volumes « fluide ». Au modèle hydrodynamique est ajouté un modèle de conservation de l'énergie (« segregated fluid temperature » et « segregated solid energy » qui représentent l'équation complète de la chaleur avec des termes d'advection-diffusion).

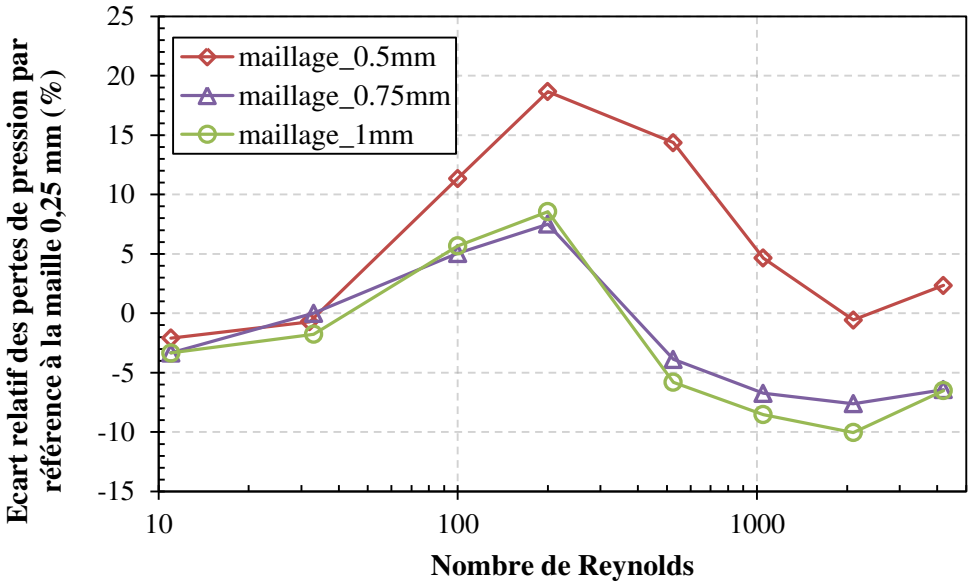


Figure 3.4 Variation de l'écart relatif des pertes de pression à la taille de 0,25 mm en fonction de nombre de Reynolds et de la taille de maillage

Les conditions aux limites imposées dans les simulations sont les suivantes :

a) dans la section d'entrée des conduites : température de fluide et débit massique uniformes
b) dans les sections des sorties : pression du fluide fixée à 1 bar et « free temperature condition » de manière à ce que la température du fluide en sortie soit la conséquence des transferts thermo-hydrauliques.

Pour cette configuration, le nombre de cellules est d'environ 53 millions. Les calculs ont été menés sur un serveur informatique avec 22 processeurs et 128 Go de mémoire.

3.2. Validation des simulations

Dans l'objectif d'établir une certaine confiance dans l'exploitation et l'analyse des résultats obtenus par les simulations thermo-hydrauliques, la première étape de notre étude consiste à valider les simulations à partir des résultats obtenus lors de la caractérisation expérimentale de l'échangeur EXEL.

3.2.1. Validation hydrodynamique

Les simulations des écoulements sont conduites pour des valeurs de Reynolds comprises entre 1 et 2500. La comparaison des résultats de simulation et expérimentaux (chapitre 2) est présentée sur la **Figure 3.5**. Cette figure représente la variation du coefficient de friction de l'écoulement (déterminé à partir des mesures de pertes de pression et de l'équation développée dans la section 1.2.3) dans l'échangeur EXEL avec le nombre de Reynolds.

On constate un bon accord entre les simulations et les résultats expérimentaux, et plus particulièrement pour $Re < 200$. Même si les résultats sont un peu moins concordants pour $Re > 200$, avec une sous-estimation maximale des simulations de l'ordre de 30 % par rapport aux résultats expérimentaux, on peut toutefois noter une tendance générale assez similaire avec une inflexion de la courbe du coefficient de friction à *Re* environ de 200.

Dans les paramètres de simulation, on peut préciser que le modèle laminaire a été utilisé pour *Re* jusqu'à 200 et que le modèle de turbulence k-ε a été utilisé pour *Re* de valeurs supérieures. En effet, pour $Re > 200$, l'utilisation du modèle laminaire n'a pas permis

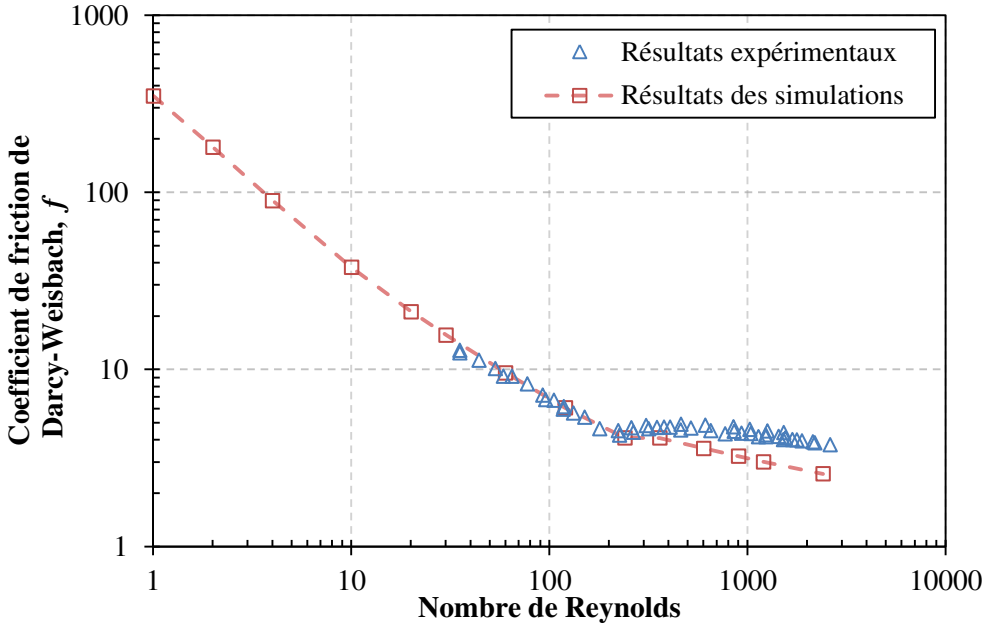


Figure 3.5 Variation du coefficient de friction avec le nombre de Reynolds : comparaison entre les simulations et les données expérimentales

d'atteindre une convergence des simulations à des résidus suffisamment faibles. Le modèle de turbulence s'est alors imposé. Une explication de l'écart entre simulation et expérience pour $Re > 200$ peut être le fait que le modèle k-ε est adapté pour un écoulement turbulent entièrement développé sans séparation et sans fort gradient de pression, comme dans le cas d'un tube. Or dans les échangeurs à plaques, il y a des écoulements avec séparation, recirculation et avec de forts gradients de pression, en particulier dans la zone d'interaction que nous expliciterons dans le paragraphe suivant. Pour notre objectif d'appréhender les principales tendances de l'écoulement au sein de l'échangeur, il n'y a pas d'intérêt majeur à modifier précisément, pour chacun des nombre de Reynolds, les paramètres du modèle, tels que le rapport de viscosité ou l'intensité de turbulence, afin de parfaire l'adéquation entre les résultats de mesures et de simulations. L'ajustement de ces paramètres, propre à cet échangeur, voire à chaque valeur de Re, aurait induit un travail long et fastidieux avec un intérêt modéré quant à une compréhension plus fine des écoulements au sein de l'échangeur.

A partir des simulations, il a été possible d'étendre la plage d'étude jusqu'à des valeurs de Reynolds de l'ordre de l'unité. Pour rappel, l'étude des écoulements en monophasique a non seulement de l'intérêt pour caractériser l'écoulement du fluide secondaire, mais participe également à fournir de la compréhension sur la structure de l'écoulement dans certaines parties spécifiques d'un échangeur en mode condenseur, que sont la zone de désurchauffe de la vapeur (fort nombre de Reynolds) et celle du sous-refroidissement du liquide (faible nombre de Reynolds).

3.2.2. Validation thermique

Les simulations des transferts thermo-hydrauliques dans l'échangeur EXEL7-3 sont effectuées pour des nombres de Reynolds compris entre 92 et 821. Trois tests ont été simulés, pour $Re = 92$, 321 et 821. Les valeurs des nombres de Reynolds sont choisies par rapport à la campagne de mesures préalablement réalisée et de manière à valider les cas d'écoulement de types laminaire et turbulent. Au-delà de $Re = 821$, les simulations entreprises n'ont pas permis d'aboutir à une convergence des calculs.

L'analyse des flux de chaleur échangés entre les deux fluides, déterminés à partir de la différence de flux enthalpique total entre l'entrée et la sortie, indique un écart maximum (sous-estimation) de 10 % entre les mesures et les simulations pour *Re* = 821. Pour ce nombre de Reynolds, le coefficient de friction montre une sous-estimation de 28 %. Ce qui peut expliquer la sous-estimation des transferts thermiques.

Pour *Re* = 92, l'écart entre les résultats de simulations et de l'expérience, concernant les transferts thermiques, est inférieur à 2%. Pour ce nombre de Reynolds le modèle laminaire a été utilisé et la comparaison du coefficient de friction (pertes de pression) montre un très bon accord (voir **Figure 3.5**).

Pour la suite, la comparaison entre les résultats expérimentaux et de simulation est entreprise pour *Re* = 821. La distribution de la température sur la plaque externe de l'échangeur, obtenue par les simulations numériques, et celle déduite de la métrologie infrarouge, mise en œuvre dans la campagne expérimentale (détaillée dans le chapitre 6), sont comparées sur la **Figure 3.6**. Ces distributions de température sont obtenues pour les mêmes conditions opératoires, avec un débit massique d'entrée identique pour les deux écoulements

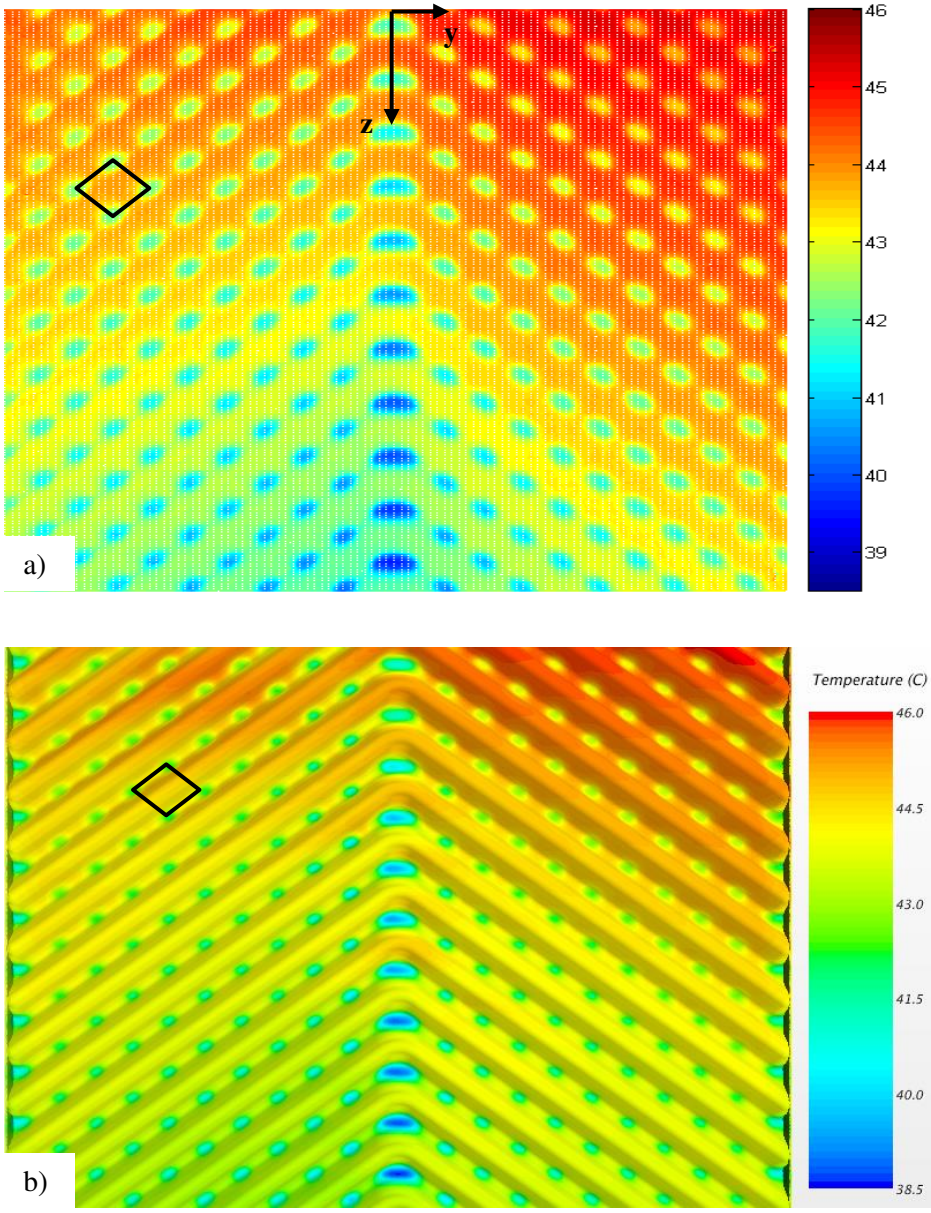


Figure 3.6 Distribution de la température sur la plaque du canal chaud pour pour *Re* = 821 , $T_{c,e}$ = 46 °C et $T_{f,e}$ = 26 °C : -a) Caméra Infrarouge, -b) Simulation numérique

d'eau, $\dot{m}_{eau} = 0{,}0323\ kg.s^{-1}$, avec des températures d'entrée d'eau chaude $T_{c,e} = 46\ °C$ et d'eau froide $T_{f,e} = 26\ °C$, respectivement. Pour ces débits et températures, le nombre de Reynolds est de 821. La zone visualisée est comprise entre les coordonnées normalisées par rapport à la longueur de l'échangeur, $z^+ = 0{,}09$ et $z^+ = 0{,}26$ suivant l'axe longitudinal de la plaque.

D'après la **Figure 3.6,** on constate une bonne similitude sur la distribution et les niveaux de température, avec la présence de motifs caractéristiques et répétitifs (zones circulaires). Ces zones circulaires et froides par rapport à leur environnement caractérisent les surfaces de contact entre les plaques de l'échangeur. La taille de ces zones diffère légèrement entre l'expérience et les simulations. En effet, si le design de la plaque de l'échangeur est identique entre les simulations et l'expérience, il existe une différence entre les échangeurs réel et simulé liée à l'accumulation de brasure en cuivre au point de contact entre plaques au cours du procédé de fabrication.

La comparaison des profils de température sur la largeur de la plaque entre les simulations et l'expérience pour quatre positions longitudinales adimensionnées « z^+ » de l'échangeur, est présentée sur la **Figure 3.7**. Suivant la largeur de la plaque y, la valeur 0 indique l'axe de symétrie de la plaque. D'après la **Figure 3.7** les résultats de simulation surestiment la température de la plaque et l'écart entre les simulations et l'expérience augmente avec z^+. Cet

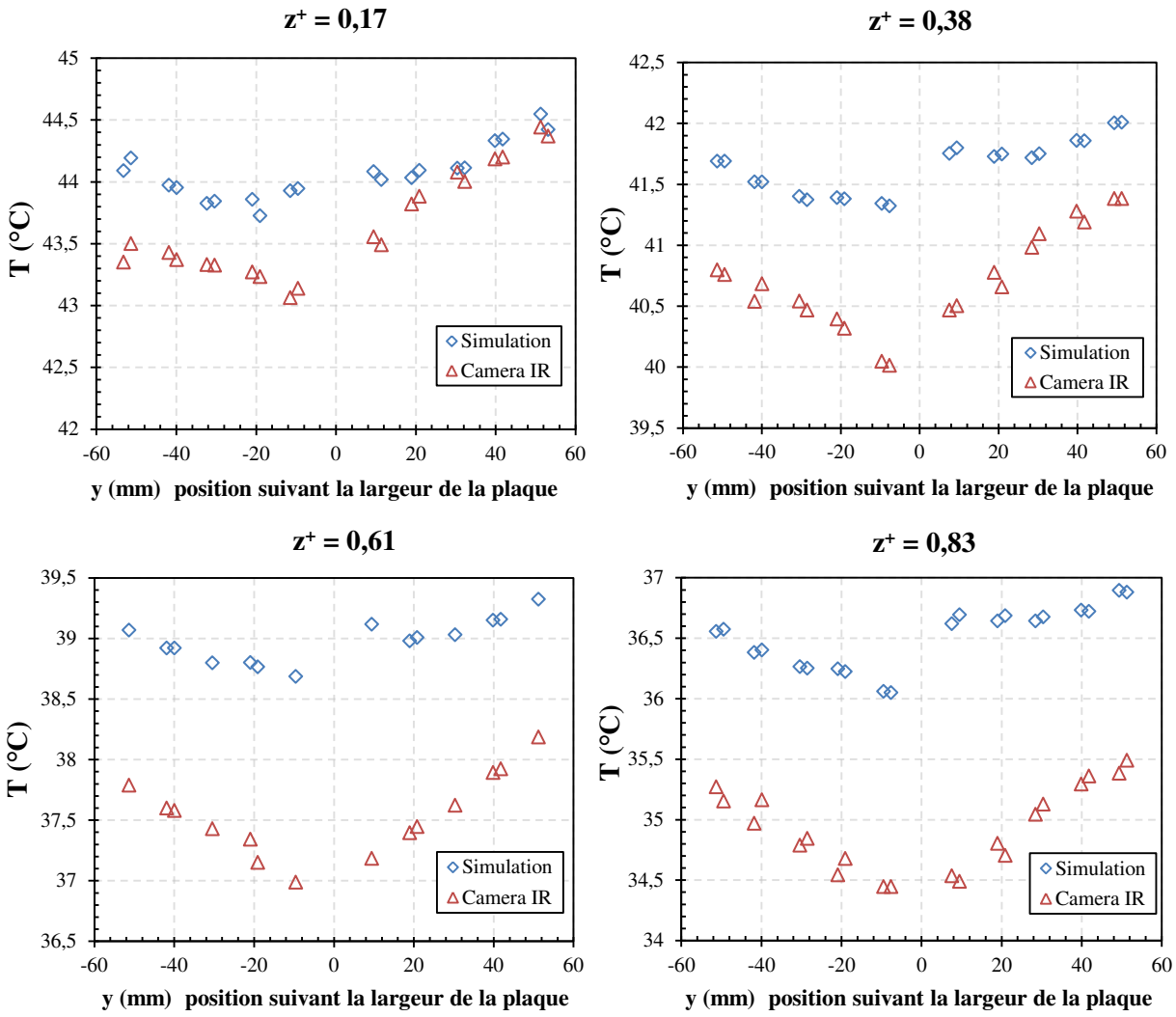


Figure 3.7 Variation de la distribution de la température de la plaque suivant la largeur de la plaque, pour quatre positions adimensionnées. Comparaison entre les résultats expérimentaux et de simulation pour $Re = 821$, $T_{c,e} = 46$ °C et $T_{f,e} = 26$ °C

écart est en accord avec l'écart de 10 % sur les flux enthalpiques relevés précédemment. Les résultats des simulations et de l'expérience montrent des tendances similaires sur la distribution de température avec une température plus faible en s'approchant du centre de la plaque (plan de symétrie). L'écart de températures entre le bord et le centre de la plaque peut atteindre 1,5 K. on peut remarquer d'ailleurs une dissymétrie du profil de température, suivant la largeur de la plaque, par rapport à l'axe de symétrie de la plaque. Pour y > 0, la valeur de la température est supérieure à celle pour y < 0. Cette dissymétrie diminue en progressant dans l'échangeur (z^+ augmente) et elle est importante dans la partie proche de l'entrée du canal chaud ($z^+ = 0{,}17$). Elle est originairement causée par la non-homogénéité de la distribution du débit suivant la largeur du canal dans la section d'entrée. Pour mettre cette affirmation en évidence nous proposons d'étudier plus spécifiquement la distribution du fluide dans les zones d'entrée et de sortie de l'échangeur.

3.3. Analyse de la non-homogénéité de distribution au sein d'un canal

La qualité de la distribution du fluide en entrée/sortie de l'échangeur joue un rôle important sur les écoulements et les transferts de chaleur. Comme pour les autres échangeurs, l'optimisation des échangeurs à plaques passe par une meilleure maitrise de la distribution des écoulements. Parmi les études menées sur la distribution du fluide en entrée/sortie d'échangeurs, on peut remarquer celles focalisant sur la répartition du fluide entre les divers canaux qui composent l'échangeur ((Bassiouny, et al., 1984), (Thonon, et al., 1996) (Rao, et al., 2006)) et celles, moins fréquentes, sur la distribution du fluide depuis la section d'entrée du canal vers toute sa largeur. La conséquence d'une mal-distribution du fluide en entrée et sortie d'un canal induit soit des zones mortes (sans écoulement significatif de fluide), soit des régions moins alimentées ((Kukulka, et al.), (Lozano, et al., 2008)). (Thonon, et al., 1993) ont étudié ce phénomène de distribution en visualisant, à partir d'une métrologie infrarouge, la propagation d'un choc thermique dans un canal ondulé. Cette procédure a été conduite pour deux types de canaux présentant des ondulations d'inclinaisons β = 30° et β = 60°, respectivement. Les résultats indiquent que la non-homogénéité de distribution est plus importante pour les faibles angles β, et que cette non-homogénéité dans le canal s'accentue lorsque l'écoulement est diphasique à l'entrée du canal. A partir de la visualisation par rayons neutroniques, (Asano, et al., 2004) ont observé la distribution des phases lors de l'ébullition convective du R141b dans un échangeur à plaques dont les ondulations de type trapézoïdal présentent les caractéristiques suivantes : β = 60° et b = 1,2 mm, P_c = 8 mm. Les résultats montrent une non-homogénéité de distribution et une stagnation de la phase liquide à l'entrée de l'échangeur, qui affecte les transferts thermiques (**Figure 1.12**).

Dans ce paragraphe, nous cherchons à analyser la qualité de la distribution du fluide en entrée et en sortie d'un canal de l'échangeur. Notre analyse s'appuie sur les résultats de simulations réalisées sur un canal complet prenant en compte l'entrée et la sortie du canal, avec la mise en place d'observables spécifiques.

Dans notre étude, l'échangeur à plaques de type EXEL présente des ports d'entrée et sortie situés sur un même côté de l'échangeur par rapport à l'axe longitudinal, entrainant un déséquilibre hydraulique au sein de cet échangeur. Quantifier et analyser ce déséquilibre peut-il conduire à de nouvelles voies d'amélioration des performances de l'échangeur ?

Pour répondre à cette question nous avons réalisé la simulation numérique de la thermo-hydraulique de l'échangeur complet sous le logiciel CFD Star CCM+ à partir des dessins 3D délivrés par la CIAT. Les paramètres et les modèles d'équations relatifs aux simulations sont présentés dans le paragraphe 3.1.

Nous présentons sur la **Figure 3.8** les résultats des simulations dans la zone d'entrée obtenus pour deux nombres de Reynolds, 29 et 1160. Cette visualisation nous permet d'appréhender la distribution des écoulements monophasiques (eau) dans cette région, et notamment de comprendre comment les rainures de la partie opposée au côté de l'entrée

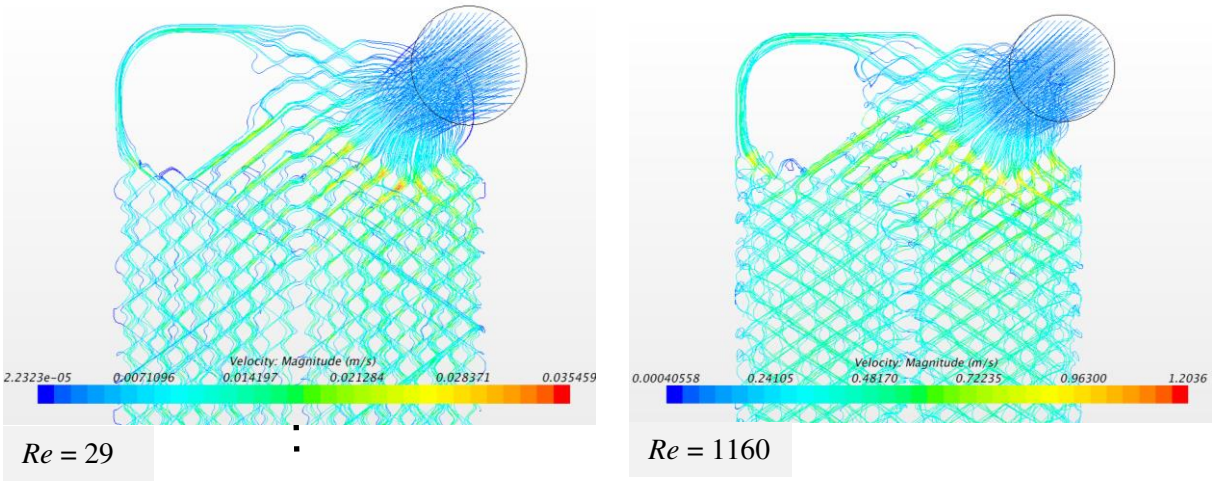


Figure 3.8 Ligne de courant à l'entrée de l'échangeur pour *Re* = 29 et *Re* =1160

(partie gauche sur la figure) sont alimentées en fluide. Un bilan massique a été effectué au niveau des canaux dont les sections sont dans le plan de symétrie de la plaque (sections transversales à l'axe longitudinal de l'échangeur) (**Figure 3.9**). Dans cette figure nous avons représenté, le profil de vitesse suivant la direction « j » ou « y », qui est une direction normale

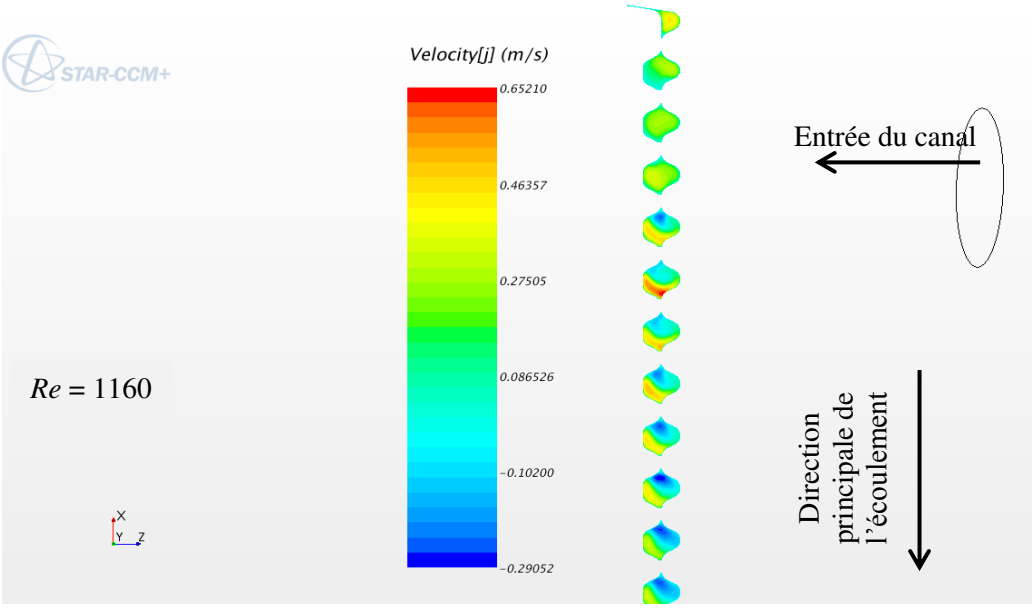


Figure 3.9 Profils de la vitesse suivant "j" dans les sections du plan de symétrie

au plan de symétrie de la plaque. Cette direction permet d'identifier le transfert de débit qui se fait au niveau du plan de symétrie. Les distributions du débit massique calculé pour les divers canaux traversant l'axe de l'échangeur sont présentées sur la **Figure 3.10** pour *Re* égal à 29 et à 1160. L'origine des abscisses 0 correspond au bord supérieur de l'échangeur, et chaque point de débit correspond à un canal traversant l'axe.

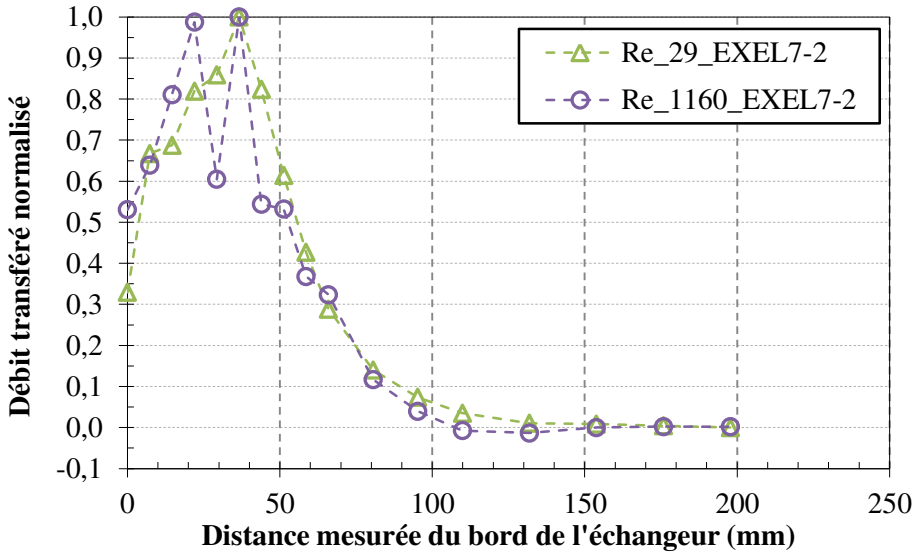


Figure 3.10 Variation du débit massique transféré normalisé en fonction de Reynolds et la distance mesurée du bord de l'échangeur

On constate que le profil de distribution des débits massiques est peu sensible au nombre de Reynolds (calculé pour l'échangeur complet). Il y a un débit traversant l'axe central de l'échangeur (écoulement du côté droit vers le côté gauche sur la **Figure 3.10**) pour les 12 premiers canaux afin d'équilibrer les débits circulants entre les côtés gauche et droit de l'échangeur. Ainsi, une longueur d'environ 100 mm de l'échangeur est affectée par une distribution non homogène de l'écoulement, ce qui représente environ 40% de la longueur (et donc de la surface) de l'échangeur (en prenant en considération cette même non homogénéité en sortie d'échangeur). On peut noter qu'au moins 90 % du débit est transféré d'un côté à l'autre à la distance de 70 mm, et plus de 95 % à la distance de 100 mm (**Figure 3.11**). Il y a alors un équilibre du débit entre les côtés gauche et droit, l'axe de symétrie de la plaque agissant alors comme une paroi pour l'écoulement.

Concernant la distribution du débit massique entre les côtés droit et gauche, une partie du débit d'entrée fait le tour du canal d'entrée du fluide secondaire, mais les débits les plus

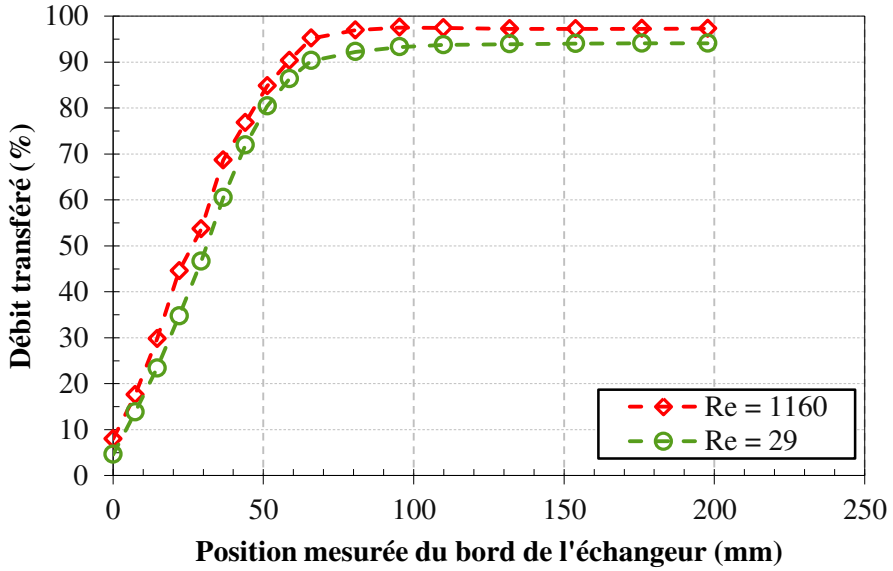


Figure 3.11 Variation du débit transféré de la partie droite à la partie gauche de la plaque, en fonction de la position mesurée du bord de l'échangeur, pour deux nombres de Reynolds différents

importants sont situés entre les 4ème et 8ème canaux (**Figures 3.8** et **3.10**), quel que soit le nombre de Reynolds. Cette non-homogénéité de la distribution du fluide peut à la fois dégrader la qualité des échanges thermiques, et également générer une résistance hydraulique supplémentaire, entrainant une surconsommation des « utilités » électriques.

Le choix des nombres de Reynolds 29 et 1160 pour l'étude de la non-homogénéité des écoulements au sein d'un canal de l'échangeur a pour visée d'appréhender les transferts thermo-hydrauliques dans les échangeurs en mode condenseur. En effet, la nature des écoulements dans les zones d'entrée/sortie d'un condenseur, en applications pompe à chaleur ou machine frigorifique, est la plupart du temps majoritairement de type monophasique : désurchauffe de la vapeur en entrée et sous-refroidissement liquide en sortie. Le choix des nombres de 29 et 1160 permet de simuler respectivement les conditions hydrauliques de sous-refroidissement du liquide et de la désurchauffe de la vapeur.

La très bonne cohérence des résultats obtenus entre les simulations et l'expérience sur les caractéristiques hydraulique et thermique de l'échangeur nous permet d'avoir une bonne confiance quant à la physique modélisée. Pour la suite, nous nous appuyons sur les résultats de simulations pour analyser les structures d'écoulements au sein de l'échangeur à plaques, et investiguer l'effet des paramètres géométriques sur les transferts thermo-hydrauliques.

3.4. Analyse des structures d'écoulement

Une première identification des structures d'écoulements dans la géométrie simulée est obtenue visuellement à partir de la représentation de type « ligne de courant » dans le logiciel Star CCM+. Cette représentation est appliquée au domaine de fluide en choisissant la densité de ligne de courant pour mettre en valeur la structure d'écoulement dominante. A partir des résultats de simulations, obtenus pour des nombres de Reynolds compris entre 1 et 2500 pour l'échangeur EXEL7-3 (angle d'ondulation β = 55°), deux types d'écoulement se distinguent, voire coexistent :

- Le type « Hélicoïdal » pour lequel la majorité de l'écoulement change de direction entre deux points de contact, c'est-à-dire que l'écoulement principal passe d'une rainure à l'autre dans la direction longitudinale de l'échangeur. Cette configuration d'écoulement lui donne une forme hélicoïdale. C'est le cas de la représentation de l'écoulement sur la **Figure 3.12.a** obtenue pour un nombre de Reynolds de 21.

- Le type « Cross-flow » ou « zigzag » pour lequel la majorité de l'écoulement suit une rainure jusqu'à son extrémité aval, puis subit un changement de direction pour poursuivre son cheminement en suivant une rainure de la plaque opposée. Le fluide

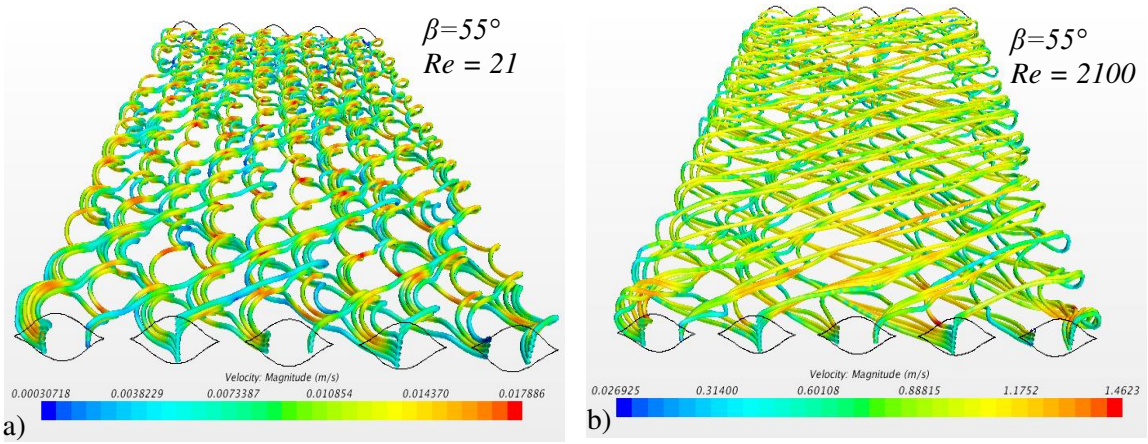


Figure 3.12 Structures d'écoulements en fonction de Re – a) β=55° et Re = 21, structure d'écoulement hélicoïdale dominante – b) β = 55° et Re = 2100, structure d'écoulement Zigzag dominante

situé à proximité des parois des rainures suit naturellement cette configuration d'écoulement. C'est le cas de la représentation de l'écoulement sur la **Figure 3.12.b** obtenu pour un nombre de Reynolds de 2100.

Afin de mieux quantifier le poids de l'un ou l'autre type de structure sur l'écoulement global, il est nécessaire de définir une grandeur observable caractéristique de l'écoulement. Pour cela, il a été déterminé la part de fluide s'écoulant d'une rainure à l'autre (type hélicoïdale) au regard de celle continuant dans la rainure (type zigzag) à partir d'un volume de contrôle bien défini. Un tel volume de contrôle doit être périodique et représentatif de l'échangeur. Le volume de contrôle sur lequel notre étude s'est appuyée est présenté sur la **Figure 3.13**. Ce volume de contrôle, présenté sur la **Figure 3.6** par un losange noir, est similaire à celui utilisé dans l'étude de (Dovic, et al., 2009). Sur la **Figure 3.13**, *P* représente la distance entre deux points de contact, *b* l'amplitude de la corrugation et *t* représente l'épaisseur de la plaque. Le volume de contrôle est délimité par 6 surfaces tenues par 4 points de contact. On peut distinguer dans ce motif deux écoulements, suivant respectivement les rainures supérieures et inférieures, qui interagissent entre eux au niveau du plan commun (plan d'interaction) délimité par les 4 points de contact. La **Figure 3.13.b** présente les 3 sections « fluide » permettant d'établir un bilan massique caractérisant un type d'écoulement au niveau du volume de contrôle. Le bilan de masse par rainure est conservé, c'est-à-dire que

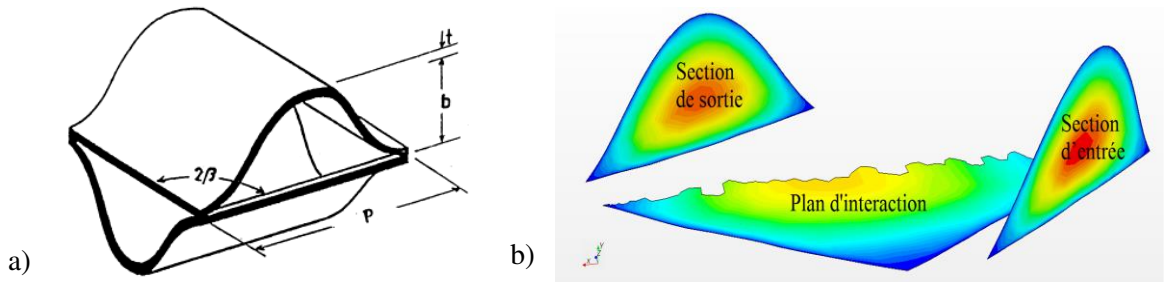


Figure 3.13 a) Volume de contrôle –b) Sections fluide utilisées pour le bilan massique dans une zone d'interaction

le débit d'entrée dans une rainure est égal au débit de sortie de cette même rainure. Par contre, une partie de ce fluide interagit avec celui de la rainure de la face opposée, impliquant alors un transfert du débit de la rainure « inférieure » vers la rainure « supérieure » et vice versa pour la conservation de la masse. On appellera « taux de transfert de masse », τ_{masse}, la part du débit fluide provenant d'une rainure et qui est transférée dans la rainure de la plaque opposée. Un taux de transfert de masse élevé caractérise un type d'écoulement « hélicoïdal ».

Sur la **Figure 3.13.b**, deux sections (section d'entrée et section de sortie) représentent l'entrée et la sortie de la rainure supérieure, et la troisième section représente la moitié du plan d'interaction entre les rainures. Le choix de la troisième section est basé sur la distribution des vitesses dans le plan d'interaction (voir **Figure 3.14**). En effet, par symétrie d'interaction entre les écoulements, l'axe central du plan d'interaction sépare le débit descendant (part du fluide s'écoulant de la rainure supérieure vers la rainure inférieure) du débit ascendant (part du fluide s'écoulant de la rainure inférieure vers la rainure supérieure).

Pour une analyse plus fine de l'influence du nombre de Reynolds sur le taux et la distribution du transfert de masse d'une rainure à l'autre, une étude approfondie a été menée au niveau du plan d'interaction.

Avant d'analyser les figures, il est important d'expliquer pourquoi cette représentation a été choisie. Dans la cellule d'étude, le plan d'interaction a le vecteur « j » (ou y) comme vecteur normal ascendant. Les autres surfaces ou sections n'ont pas de vecteurs normaux au

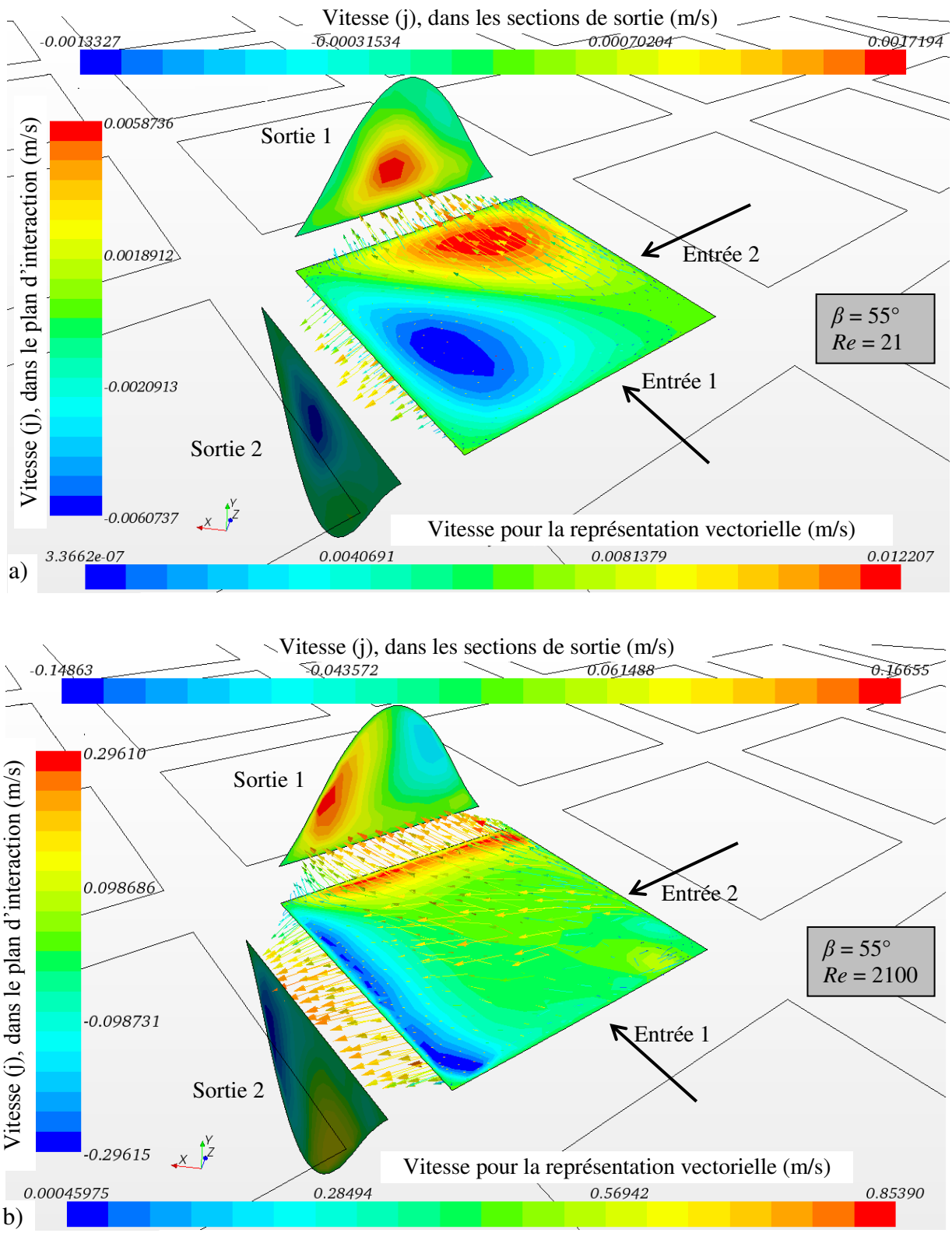


Figure 3.14 Distribution des champs de vitesses dans les différents plans et sections de la zone d'interaction pour $\beta = 55°$ – a) résultat pour $Re = 21$ – b) résultat pour $Re = 2100$

repère de base (i,j,k ou x,y,z). Le plan d'interaction est une barrière fictive qui nous permet de distinguer les deux canaux (inférieur et supérieur) en interaction. Sachant que le transfert de masse d'une rainure à l'autre s'effectue à travers ce plan d'interaction, la représentation de la vitesse à la normale (suivant j) à ce plan nous permet d'évaluer la distribution de ce transfert

de masse. Pour les sections des sorties, la représentation de la vitesse suivant la direction « j » permet d'indiquer un possible écoulement de type tourbillonnaire suite à cette interaction.

La **Figure 3.14** présente l'effet du débit massique sur le profil des vitesses au niveau des sections droites des rainures et au niveau du plan d'interaction. Il est représenté le champ de vitesse suivant la direction « j » pour les sections des sorties et le plan d'interaction, et les vecteurs « vitesse » sortant du plan d'interaction. L'entrée et la sortie 1 correspondent à la rainure supérieure de la zone d'interaction (au-delà du plan de transfert de masse) tandis que l'entrée et la sortie 2 font partie de la rainure inférieure de la zone d'interaction.

L'effet de cisaillement généré par l'interaction des écoulements des rainures inférieure et supérieure, présentant des directions différentes, entraine une part du fluide de la rainure 1 vers la rainure 2 et inversement. Cela est indiqué sur la **Figure 3.14** avec des profils de vitesse au niveau du plan d'interaction qui sont ascendant et descendant. On constate que la surface d'interaction est divisée en deux parties distinctes : une partie pour l'écoulement ascendant et une partie pour l'écoulement descendant, et que ces parties sont séparées au niveau de la diagonale de la zone d'interaction. Il y a une symétrie du transfert de masse entre les rainures haute et basse assurant une conservation du bilan de masse entre l'entrée et la sortie de chacune des rainures.

L'analyse des champs de vitesses aux diverses sections d'écoulement et pour deux nombres de Reynolds, 21 et 2100, conduit aux commentaires suivants :

1/ Champs de vitesse suivant j dans le plan d'interaction

La distribution du champ de vitesses est fortement dépendante du nombre de Reynolds : pour les faibles nombres de Reynolds, le champ de vitesses est plus homogène que celui à fort nombre de Reynolds, correspondant au changement de rainure de l'écoulement de façon moins brutale.

2/ Champ de vitesse suivant j dans les plans de sorties

La représentation du champ de vitesse suivant « j » dans les plans des sorties permet d'appréhender le comportement de l'écoulement et le brassage induit par l'effet de cisaillement. Le décentrage du maximum de vitesse suivant « j » dans les plans de sortie est provoqué par le brassage entre le débit transféré et le débit circulant dans la rainure. Cet effet est clair pour Re = 2100 (**Figure 3.14.b**), où dans la section de sortie, on observe une légère recirculation (vitesse négative) sur le côté opposé à la convergence des flux de mélange. Le brassage induit a pour effet d'intensifier le transfert thermique dans certaines zones spécifiques de la rainure.

3/ Vecteurs vitesse suivant le plan d'interaction

Les vecteurs de vitesse sortant du plan d'interaction montrent l'effet tridimensionnel du transfert de masse d'une rainure à l'autre : leurs directions permettent de mieux appréhender et comprendre les profils de vitesse dans les sections de sortie et mettent en évidence le phénomène de brassage. On remarque que le champ des vecteurs de vitesse est très sensible au nombre de Reynolds.

Pour Re = 2100, l'axe de symétrie pour τ_{masse} au plan d'interaction est conservé, mais le champ de vitesse s'est très fortement décentré vers les extrémités de la section. Cela a pour conséquence de modifier très sensiblement le champ de vitesse dans les sections de sortie de rainure avec un écoulement qui vient impacter l'une des parois de la rainure. La distribution du champ de vitesse dans les sections de sortie est représentative du comportement de

l'écoulement et le brassage induit par l'effet de cisaillement, amplifiant le transfert thermique dans certaines zones spécifiques de la rainure, que sont les pans inclinés des ondulations face à l'écoulement des rainures opposées.

La **Figure 3.15** présente d'ailleurs la conséquence de ces interactions d'écoulement sur la distribution de la densité de flux de chaleur au niveau de la plaque centrale délimitant les deux canaux de l'échangeur pour deux nombres de Reynolds, 92 et 821. Les zones blanches (ajourées) dans cette figure représentent les points de contacts entre plaques, délimitant les cellules représentatives de l'écoulement. Les entrées « Entrée 1 » et « Entrée 2 » correspondent respectivement aux rainures supérieure et inférieure d'une cellule représentative de l'échangeur. La distribution de la densité de flux n'est pas homogène sur le profil de la cellule : le transfert de chaleur est plus intense sur le pan incliné de la paroi ondulée situé entre deux points de contact, face à l'entrée « Entrée 2 ». La zone affectée par l'intensification du transfert de chaleur est d'autant plus importante que le nombre de Reynolds est élevé. Cela s'explique par les structures d'écoulement et le champ de vitesse à la section de sortie « Sortie 1» présenté sur la **Figure 3.14**. L'amplitude et les gradients de vitesses sont amplifiés à proximité du plan incliné de la rainure supérieure faisant face à

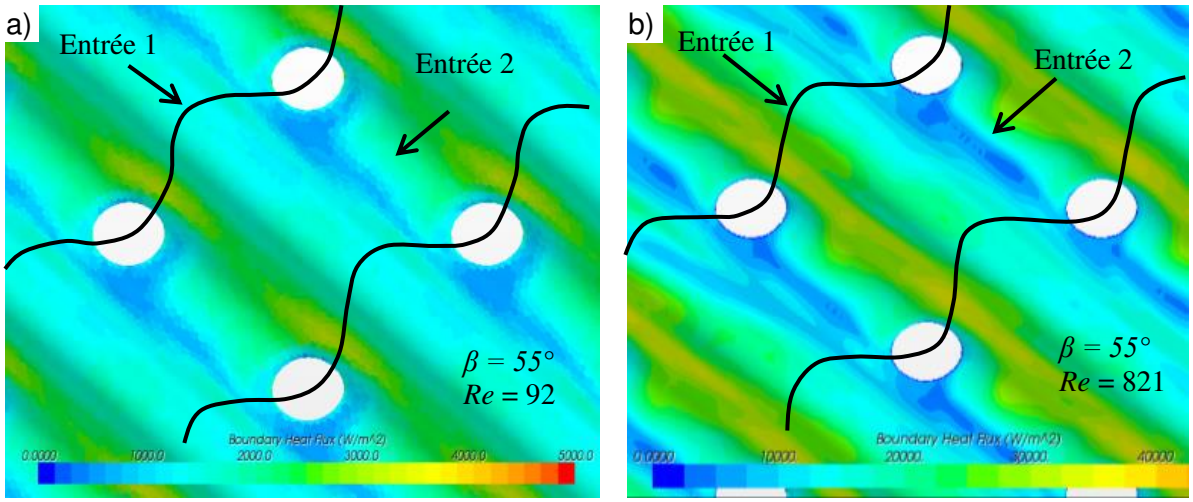


Figure 3.15 Variation de la distribution de la densité de flux de chaleur, au niveau de la plaque commune entre les canaux –a) $Re = 92$ –b) $Re = 821$

l'entrée « Entrée 2 ». Cela a pour effet de réduire les couches limites fluidique et thermique, et comme conséquence, d'intensifier les transferts thermiques localement (zone orangée sur la **Figure 3.15**). Ce phénomène est amplifié avec le nombre de Reynolds. La contrepartie de cette intensification d'écoulement et des transferts thermiques sur les pans inclinés faisant face à l'écoulement de la rainure opposée est d'entrainer une dégradation des échanges de chaleur sur le pan incliné opposé (zone bleue foncée sur la **Figure 3.15**). Il y a une similitude entre la distribution des densités de flux de chaleur dans la **Figure 3.15** et la distribution du coefficient d'échange déterminé par (Freund, et al., 2010) (**Figure 1.5**). Les auteurs ont rapporté une intensification du coefficient d'échange sur les pans inclinés avant les zones de contacts dû à l'impact entre le fluide et la paroi

Le taux de transfert de masse a été calculé en utilisant la fonction « débit massique » dans le logiciel de simulation et en l'appliquant aux deux moitiés du plan d'interaction indépendamment. Cette procédure a été appliquée sur plusieurs cellules pour avoir une valeur moyenne représentative du transfert de masse et l'écart par rapport à cette moyenne est inférieur à 2,2 %.

L'effet du nombre de Reynolds sur le taux de transfert de masse d'une rainure à l'autre lié au cisaillement est présenté sur la **Figure 3.16**. Trois tendances se distinguent : 1/ Pour $Re \leq 10$, τ_{masse} est de l'ordre de 70 % et varie peu, ce qui correspond à une structure d'écoulement de type hélicoïdale dominante ; 2/ pour Re compris entre 20 et 200, τ_{masse} diminue rapidement de 65 à 20% ; 3/ pour $Re > 200$, τ_{masse} se stabilise vers 20 % du débit total, ce qui correspond à une structure d'écoulement de type « zigzag » dominante. Ces résultats valident les observations faites expérimentalement par (Dovic, et al., 2009) et (Focke, et al., 1986) pour les faibles valeurs de Reynolds, avec une structure d'écoulement observée de type « hélicoïdale ».

A la différence de (Focke, et al., 1986) et (Dovic, et al., 2009) dont les conclusions tendent à relier le type de structure d'écoulement avec l'angle d'ondulation de l'échangeur, l'utilisation de l'observable τ_{masse} nous permet de préciser que cette condition n'est pas suffisante. Par ailleurs, (Price, et al., 1978) et (Gaiser, et al., 1990) ont démontré que le rapport d'aspect b/P_c et la vitesse d'écoulement sont des paramètres d'influence sur la présence relative de chaque type d'écoulement. Pour notre étude, avec un angle d'ondulation de 55°, nous constatons que les deux types d'écoulement sont possibles et que leur

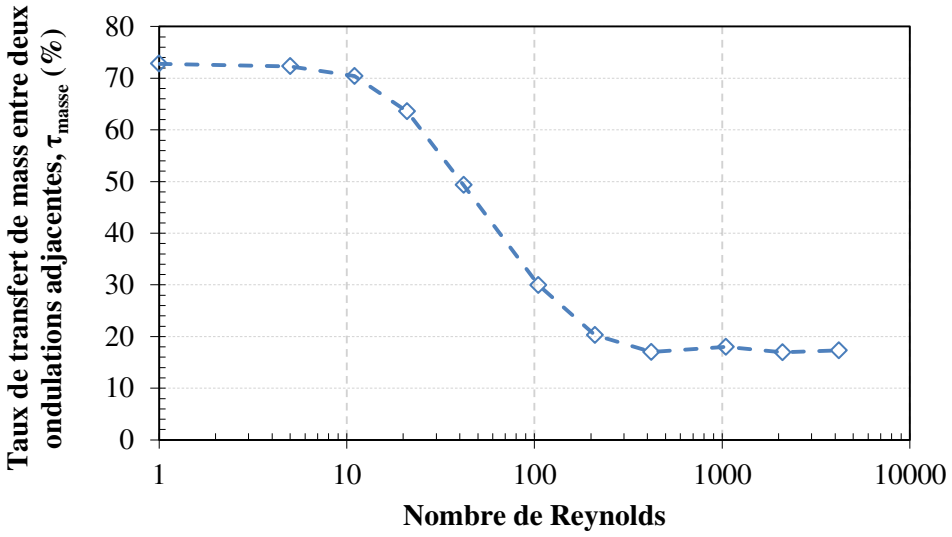


Figure 3.16 Variation de τ_{masse} dans une zone d'interaction en fonction du nombre de Reynolds

domination sur la structure globale d'écoulement est fonction du nombre de Reynolds, dont les plages sont clairement identifiées. D'ailleurs, on peut utiliser les trois tendances dans l'évolution de τ_{masse} pour définir les lois de variation du coefficient de friction dans les mêmes plages de Re. Ainsi Pour l'échangeur EXEL7 et pour Re compris entre 1 et 2500, 3 tendances ont pu être déduites des résultats de simulations :

- $Re \leq 10$ $$f = 353{,}4.Re^{-1} \quad (3.1)$$
- $20 \leq Re \leq 200$ $$f = 17{,}6.Re^{-0{,}7} \quad (3.2)$$
- $Re > 400$ $$f = 10{,}2.Re^{-0{,}125} \quad (3.3)$$

Dans le calcul de Re, la définition du diamètre hydraulique égale à deux fois l'amplitude de l'ondulation est utilisée. Pour $Re \leq 10$, le coefficient de friction est exprimé par une formulation similaire à celle des conduites de formes géométriques connues (Tube circulaire,

carré…), mais avec un coefficient beaucoup plus important (à comparer 353,4 avec 64 pour un tube).

Ces trois tendances sur le coefficient de friction ont été observées et caractérisées par (Kumar, 1984) pour des géométries de plaques différentes. Pour un angle de corrugation β proche de celui de l'échangeur testé dans notre étude, les valeurs obtenus de (Kumar, 1984) sont plus faibles mais avec des tendances proches, en particulier pour la partie laminaire.

3.5. Influence de la géométrie sur le comportement hydraulique du PHE

Pour appréhender l'influence des paramètres géométriques de l'échangeur sur ses caractéristiques hydrauliques, le domaine d'écoulement modélisé est présenté sur la **Figure 3.17**. Cette géométrie est dessinée à partir du logiciel de CAO CATIA, puis exportée sous un fichier au format STP afin d'être directement importée par le logiciel de simulation CFD StarCCM+. En raison de la difficulté de reproduire parfaitement la géométrie réelle, un profil sinusoïdal avec les dimensions caractéristiques de la plaque EXEL7 a été dessiné. Les caractéristiques du profil de la plaque sont détaillées sur la **Figure 3.18.** Pour les caractéristiques principales de la plaque ondulée, on peut noter :

- Espacement entre plaques : b = 2mm (EXEL7).
- Pas d'ondulation des chevrons : P_c = 6mm (EXEL7).
- Angle de chevron : β = 30-45-55-60-65-70° pour l'étude paramétrique.

Six géométries d'échangeur ont été dessinées en faisant varier l'angle des chevrons à 30, 45, 55, 60, 65 et 70 ° par rapport à l'axe d'écoulement. Pour ces six géométries, les dimensions du domaine d'écoulement simulé sont identiques, avec une largeur du domaine qui représente une demi-largeur de l'échangeur EXEL7. En effet, dans l'observation des structures d'écoulement au sein de l'échangeur EXEL7 présentées dans le chapitre 1.3, l'axe

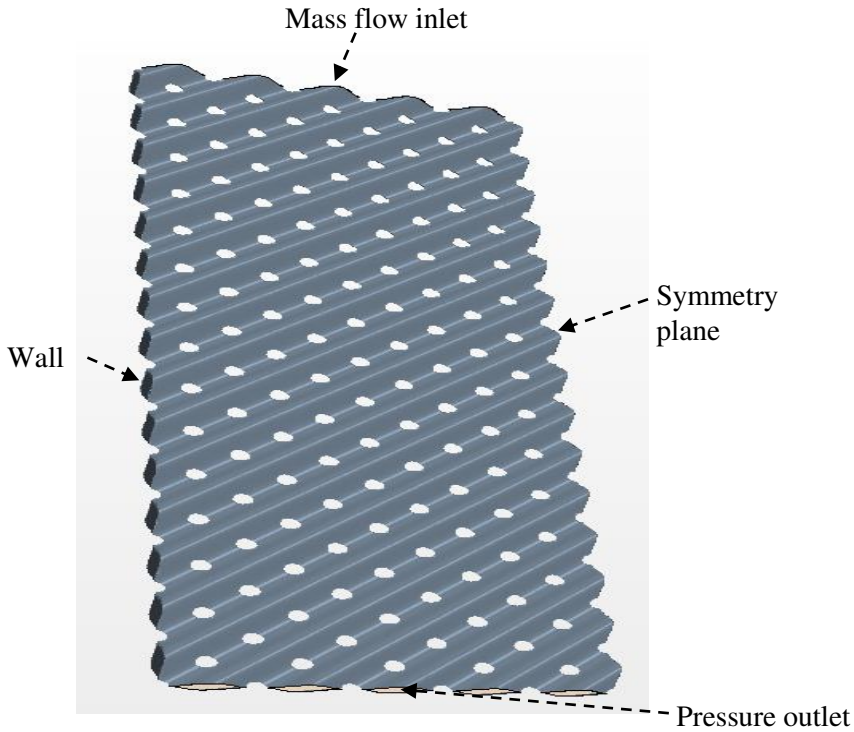


Figure 3.17 Domaine fluide simulé sous le logiciel Star-CCM+ pour l'étude de l'influence des paramètres géométriques

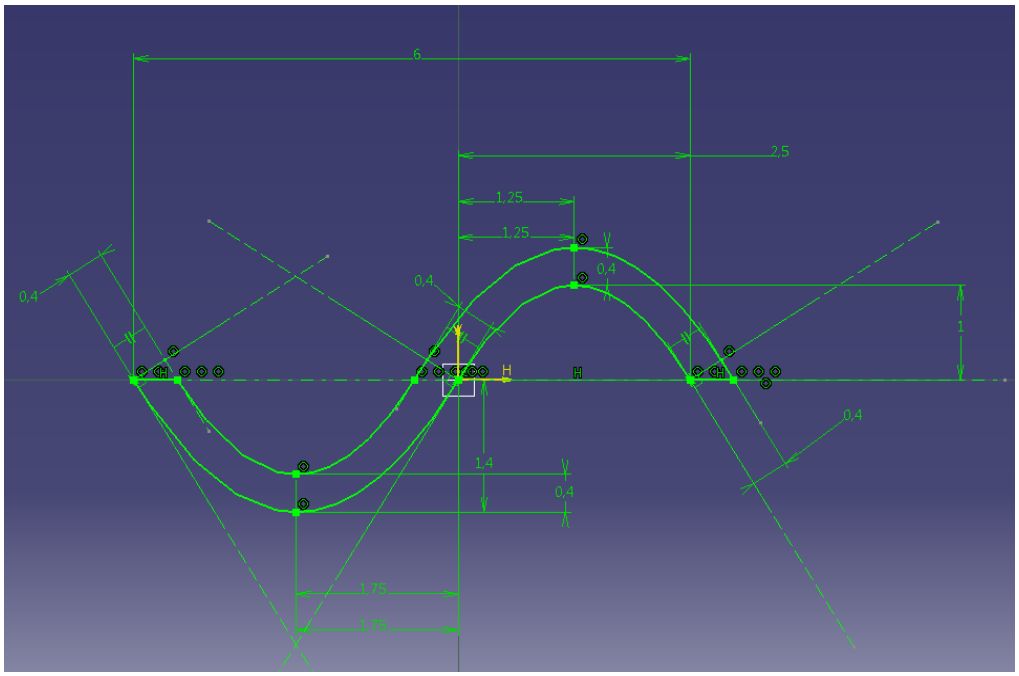


Figure 3.18 Profil de la géométrie représentative de l'échangeur Exel-7 dessinée sous le logiciel CATIA

central de la plaque, où convergent la pointe des chevrons de forme en « V », est équivalent à une paroi. Ainsi, à l'exception des extrémités de l'échangeur, les écoulements d'un côté et de l'autre de l'axe central sont par conséquent symétriques. Ceci justifie la restriction géométrique du domaine simulé afin de limiter les temps de calcul.

Dans cette étude, les conditions d'entrée et de sortie du domaine d'écoulement simulé sont équivalentes à celles utilisées pour les simulations de l'échangeur EXEL7 global (voir chapitre 3), à savoir un débit uniforme imposé à l'entrée du domaine et une pression en sortie. La condition de paroi (face solide) est appliquée pour les autres faces du domaine, à l'exception de l'une des faces latérales pour laquelle est appliquée une condition de symétrie. L'analyse des résultats porte principalement sur les structures d'écoulement et les pertes de pression.

3.5.1. Influence de l'angle de chevron

Pour cette étude, il s'agit d'identifier l'influence de l'angle d'inclinaison des chevrons (β) sur l'écoulement et les pertes de pression pour des nombres de Reynolds variant entre 1 et 4000. La méthodologie d'analyse des structures d'écoulement est identique à celle menée dans le chapitre 3, pour un angle de 55 : 1/ Divers plans d'observation sur une cellule représentative de l'écoulement présente la distribution des profils de vitesse – 2/ l'observable calculant le taux de transfert de masse d'une rainure à l'autre est mise en place, afin de quantifier la part du fluide suivant la rainure (structure « zigzag ») par rapport à celle qui est entrainée dans une rainure adjacente (structure « hélicoïdale »).

Il est particulièrement intéressant de comparer les structures d'écoulement pour des géométries d'échangeur présentant des angles de chevron de 30 et 60°. En effet, ces géométries possèdent la même surface d'interaction entre les écoulements des rainures inférieure et supérieure, et par conséquent, la même section pour le transfert de masse. Seule la direction des écoulements diffère entre ces géométries, ce qui tend à modifier l'effet de cisaillement.

Dans cette section, nous comparons et analysons les champs de vitesses obtenus au niveau d'un motif représentatif de l'hydraulique au sein des échangeurs à plaques pour les 2 angles de chevron, 30 et 60 °, et pour 2 nombres de Reynolds voisins, de 20 et de 4000 (résultant d'une condition de débit massique imposé identique dans les simulations). La **Figure 3.19** compare la typologie globale des structures d'écoulement. L'analyse de ces structures d'écoulement présente des similitudes à celle effectuée pour β = 55°. La structure d'écoulement « Hélicoïdale » semble largement dominante pour β = 60° et Re = 22 (**Figure 3.19.a**), tandis que la structure « zigzag » semble dominante pour β = 30° et Re = 4040. Par contre, pour β = 60° et Re = 4400 et pour β = 30° et Re = 20, il est plus difficile visuellement

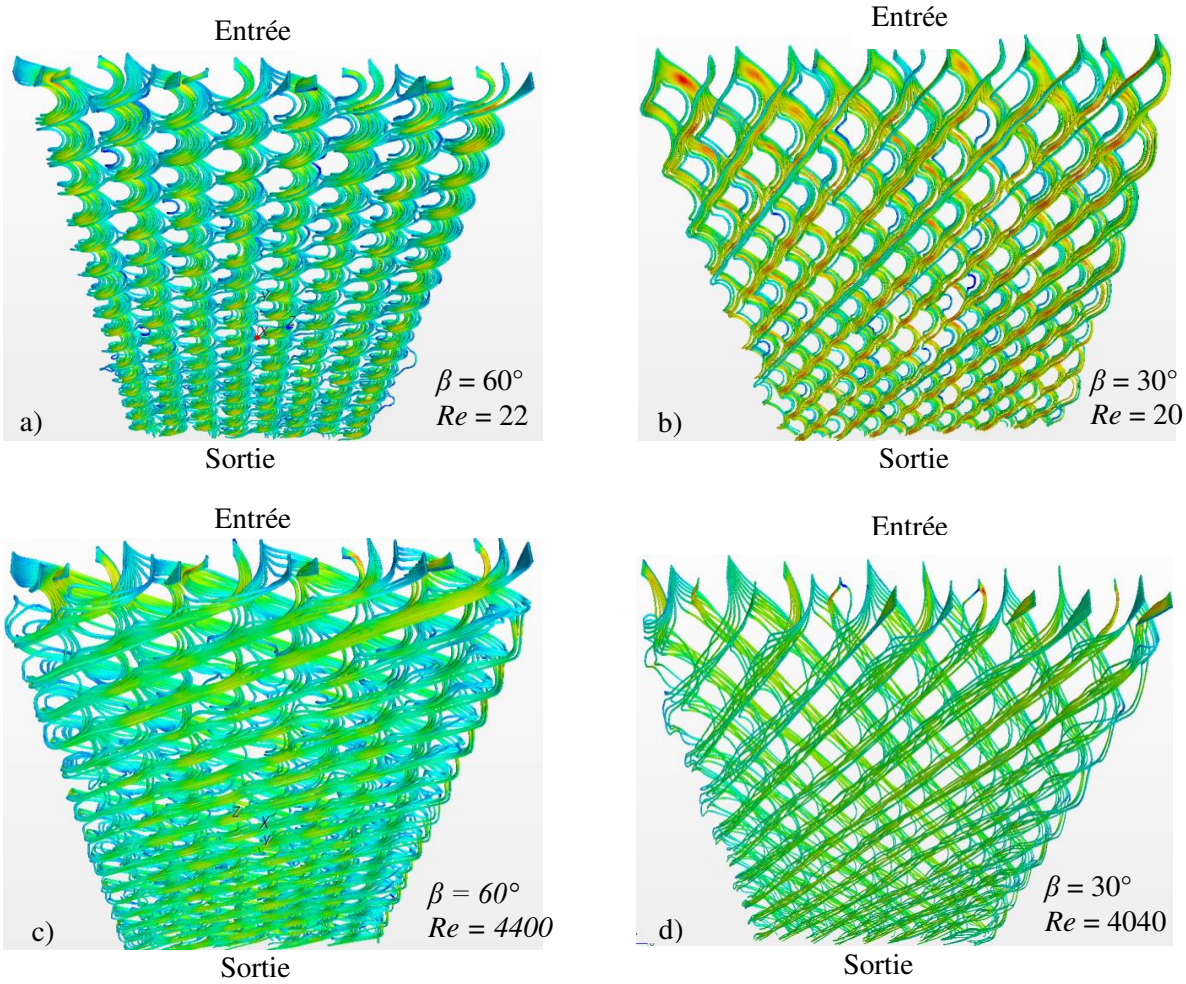


Figure 3.19 Structures d'écoulements en fonction de β et Re – a) β=60° et Re = 22, structure d'écoulement hélicoïdale dominante – b) β=30° et Re = 20, présence des deux structures – c) β=60° et Re = 4400, structure d'écoulement Zigzag dominante – d) β=30° et Re = 4040, structure d'écoulement Zigzag dominante

d'identifier la structure d'écoulement dominante. Ces résultats nous confirment la large dépendance de la typologie d'écoulements au nombre de Reynolds et à l'angle de l'ondulation. On peut tout de même constater qu'un faible angle d'ondulation favorise l'écoulement suivant la rainure tandis qu'un angle important favorise un écoulement de type tourbillonnaire hélicoïdale.

Le taux de transfert de masse d'une rainure à l'autre, τ_{masse}, est présenté sur la **Figure 3.20** afin de quantifier l'influence de l'angle de chevron sur la part de l'un et l'autre type d'écoulement (hélicoïdale et zigzag) en fonction du nombre de Reynolds. Pour rappel, seuls les angles de chevron sont modifiés dans les géométries simulées, en conservant le pas de

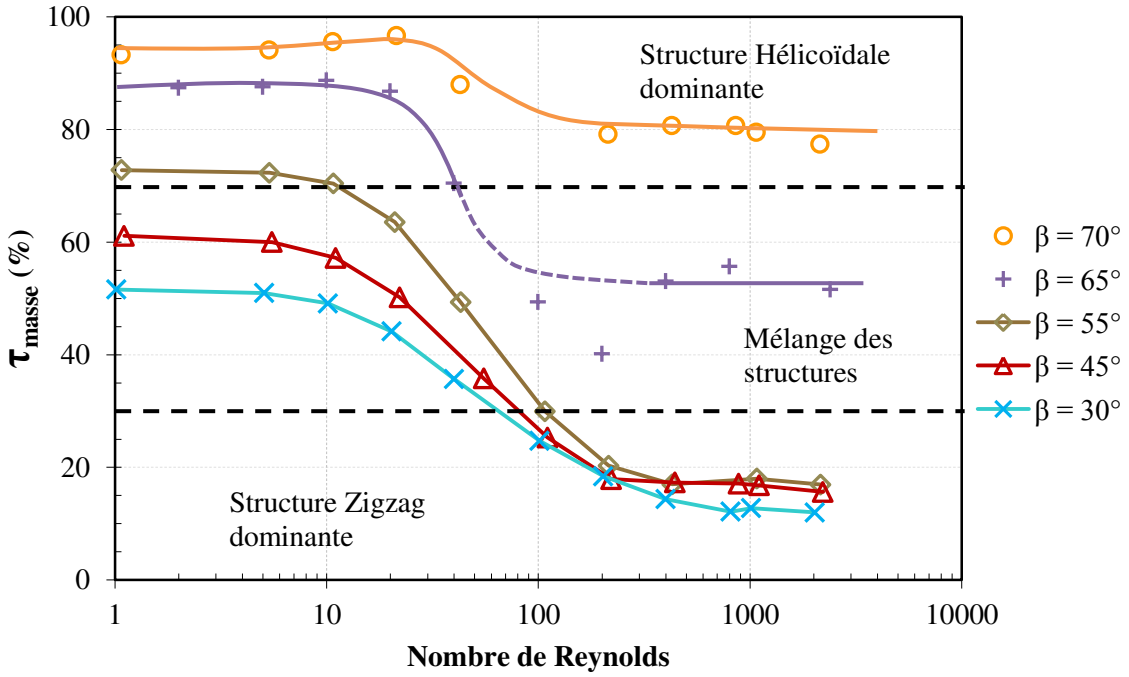


Figure 3.20 Effet de l'angle d'inclinaison et du nombre de Reynolds sur le transfert de masse dans une zone d'interaction

corrugations *Pc* et l'amplitude des chevrons *b*. Quel que soit l'angle de chevron, on constate que :

1) Le taux de transfert de masse diminue avec le nombre de Reynolds jusqu'à converger vers une valeur seuil, et que cette diminution est d'autant plus sensible lorsque l'angle de chevron diminue
2) La variation du taux de transfert de masse, τ_{masse}, avec le nombre de Reynolds présente trois tendances : un premier plateau pour les faibles nombres de Reynolds ($Re \leq$ 10-20), une diminution de τ_{masse} dont l'amplitude de variation augmente lorsque l'angle β diminue pour $20 \leq Re \leq 200$; et un nouveau plateau pour τ_{masse} pour $Re > 200$. On note ici que les trois plages de *Re* sont assez similaires à celles relevées sur l'évolution du coefficient de friction pour $\beta = 55°$ présentée dans le paragraphe 3.4.

On constate ainsi que l'angle de chevron a une influence significative sur la valeur du taux de transfert de masse. Plus l'angle de chevron est important, plus le taux de transfert de masse d'une rainure à l'autre est important (**Figure 3.20**). Pour un angle de 70° et *Re* de l'ordre de 20, l'écoulement est purement hélicoïdal avec un taux de transfert de 96%. Aux forts nombres de Reynolds, le taux de transfert reste élevé avec une valeur de 80% pour la valeur seuil. Les interactions entre les écoulements des rainures inférieure et supérieure sont donc prépondérantes sur la structure des écoulements. Pour un angle de 30°, le taux de transfert de masse d'une rainure à l'autre est autour de 50% pour les faibles *Re* et tend vers une valeur seuil de l'ordre de 12 % pour $Re > 500$. L'écoulement est majoritairement de type « zigzag » (suit les rainures). La **Figure 3.21** présente la variation du taux de transfert de masse en fonction de l'angle d'inclinaison pour trois nombres de Reynolds, 5, 40 et 2000. La sélection de ces nombres de Reynolds est relative à la variation de τ_{masse} avec le nombre de Reynolds (**Figure 3.20)** présentant les trois comportements distincts décrits précédemment. On remarque que l'augmentation de τ_{masse} avec l'angle β est progressive pour les faibles nombres de Reynolds, et que la variation de cette augmentation s'accentue avec l'augmentation de *Re*, voire même présente une rupture de comportement pour les forts *Re*. Ainsi, 2 classes de

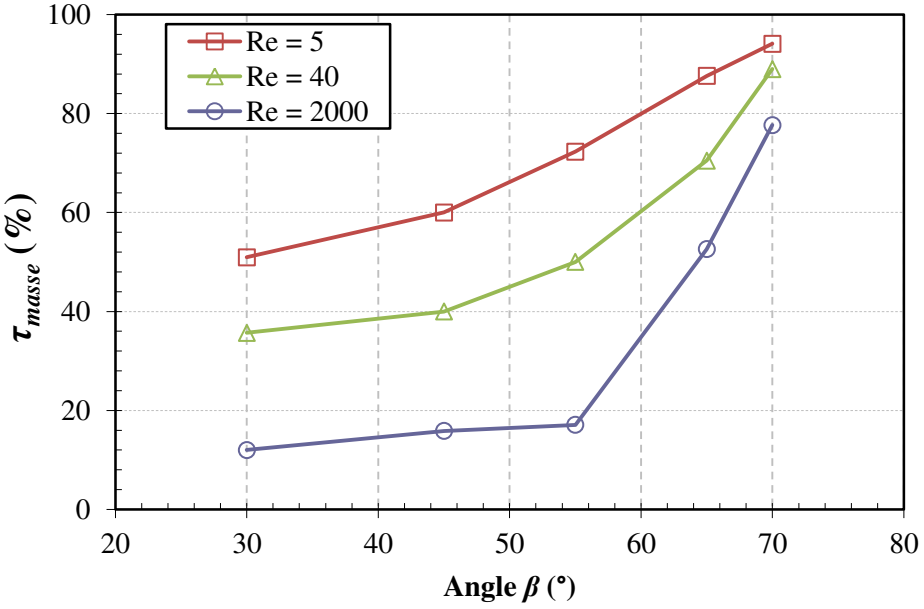


Figure 3.21 Variation du taux de transfert de masse en fonction de β pour trois nombres de Reynolds

comportements se distinguent en fonction de l'angle des chevrons. La limite sur le changement de comportement se situe autour de 60 ° d'angle de chevron.

L'effet de l'angle de chevron et du nombre de Reynolds sur le coefficient de friction global, calculé à partir des résultats de simulations sur les pertes de pression, est présenté sur la **Figure 3.22**. Le coefficient de friction augmente avec l'angle de chevron et diminue avec le nombre de Reynolds. Concernant la variation du coefficient de friction en fonction de *Re*, deux grands comportements se distinguent entre $\beta < 55°$ et $\beta > 65°$. Pour $\beta > 65°$, le coefficient de friction semble se stabiliser pour $Re > 200$. Dans cette distinction par rapport à l'angle β, il apparaît une certaine similitude entre la variation du coefficient de friction et celle du taux de transfert de masse, pour lesquelles l'influence de l'angle β est plus importante pour

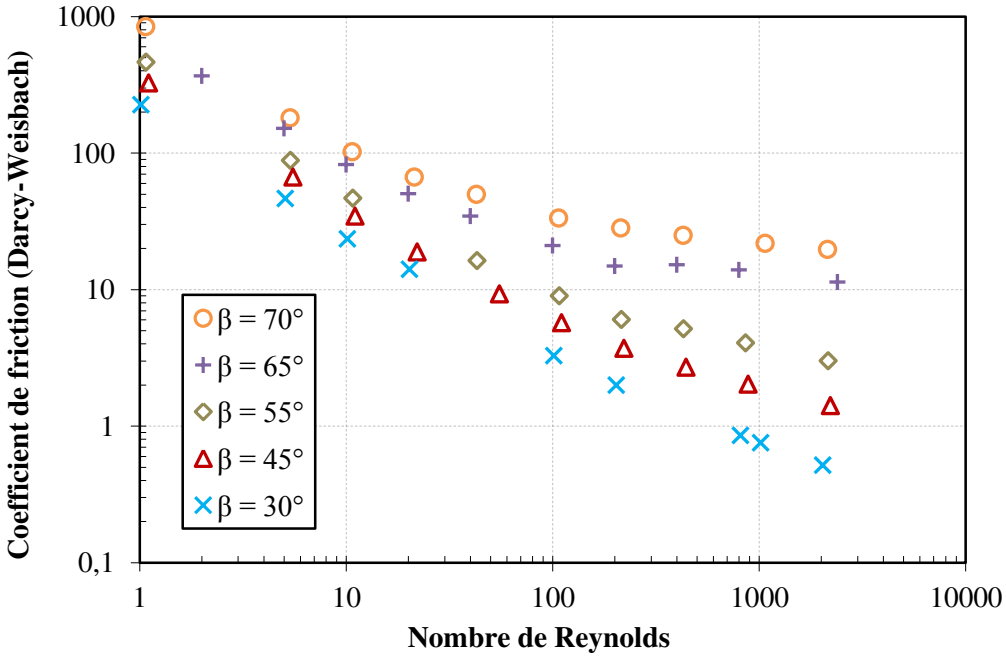


Figure 3.22 Variation du coefficient de friction en fonction de nombre de Reynolds et de l'angle d'inclinaison β

les forts nombres de Reynolds. L'augmentation du coefficient de friction au sein de l'échangeur avec l'angle de chevron peut s'expliquer d'une part par l'augmentation de la longueur effective (longueur de l'écoulement suivant les rainures une à une) traversée par l'écoulement entre l'entrée et la sortie de l'échangeur simulé, et d'autre part par l'augmentation du cisaillement au niveau des zones d'interaction au sein de chaque cellule représentative.

Pour une même surface de plaque, la longueur effective des rainures varie suivant la fonction $1/\cos(\beta)$, et le nombre de zones d'interaction est proportionnel à $L.\sin(\beta)/P_c$. La détermination de la longueur effective de l'écoulement et du nombre de zones d'interaction en fonction de β est présentée dans le paragraphe 4.1.

Le modèle laminaire a été utilisé toujours pour $Re < 200$, or les résultats de la **Figure 3.22** montrent une transition moins marquée autour $Re = 200$, par comparaison avec les résultats des simulations numériques sur l'échangeur global de la **Figure 3.5**. Cela est dû probablement aux configurations d'entrée/sortie et la distribution du fluide dans ces zones qui ne sont pas présentes dans le domaine d'écoulement de la **Figure 3.17**.

La **Figure 3.23** et la **Figure 3.24** permettent de visualiser la distribution des profils de vitesse dans une cellule représentative pour les angles de chevron 30 et 60° et pour deux nombres de Reynolds, voisins de 20 et 4000. Ces figures présentent par conséquent l'effet de l'angle de chevron et du débit massique sur le profil des vitesses au niveau des sections droites des rainures et au niveau du plan d'interaction. Le choix de ces plans est précisé dans le paragraphe 3.4.

Dans cette figure sont représentés le champ de vitesse suivant la direction « j » pour les sections des sorties et le plan d'interaction, et les vecteurs de vitesse sortant de plan d'interaction. L'entrée et la sortie 1 appartiennent à la rainure supérieure à la zone d'interaction (au-delà du plan de transfert de masse) tandis que l'entrée et la sortie 2 font partie de la rainure inférieure à la zone d'interaction. En comparant la **Figure 3.23** à la **Figure 3.24**, on remarque que les distributions des vitesses dans les divers plans sont très différentes entre les forts et les faibles nombres de Reynolds.

Pour les faibles nombres de Reynolds, **Figure 3.23**, les profils de vitesses sont sensiblement similaires, pour les angles $\beta = 30°$ et $\beta = 60°$ avec un décentrage plus important de la distribution de vitesse dans les sections de sortie (suivant j) pour l'angle de 30°.

Pour les forts nombres de Reynolds, **Figure 3.24**, nous observons des comportements différents selon l'angle d'inclinaison :

i) Pour $\beta = 30°$ les zones des vitesses maximales dans le plan de transfert de masse sont fortement décalées vers le coin proche des sorties de la zone d'interaction. La distribution de la vitesse dans les sections de sortie n'est plus concentrique et montre un fort brassage de l'écoulement. De même les vecteurs de vitesse montrent une concentration de transfert proche du coin commun des deux sorties avec des directions de transfert de masse non dirigées vers le centre de la section de sortie. Cela entraine une intensification du mélange entre le débit transféré et celui qui circule principalement dans la rainure.

ii) Pour $\beta = 60°$, les zones de vitesses maximales dans le plan de transfert de masse sont décalées vers les coins communs des entrées et sorties de la zone d'interaction. Les vecteurs de vitesse sont dirigés vers les plans inclinés de la rainure en face des entrées de la zone d'interaction ce qui améliore le mélange et le brassage. D'autre part, la distribution de la vitesse dans les sections des sorties confirme l'analyse sur les vecteurs vitesses : l'écoulement proche des pans inclinés de la rainure a tendance à se diriger vers le sommet de la rainure tandis que l'écoulement proche du sommet tend à se diriger vers le centre. En

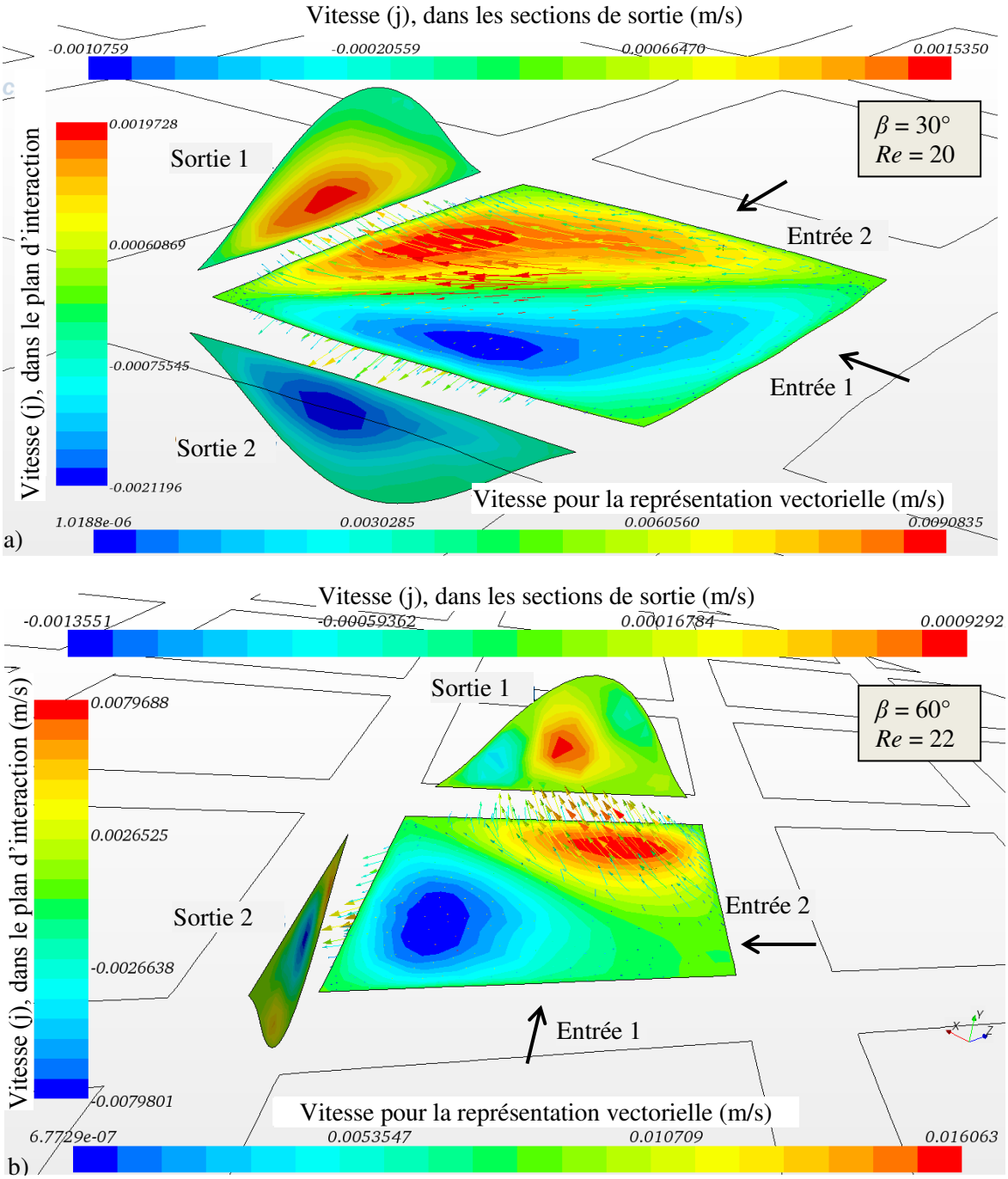


Figure 3.23 Distribution des champs de vitesses dans les différents plans et sections de la zone d'interaction pour : a) $\beta = 30°$ et $Re = 20$ – b) $\beta = 60°$ et $Re = 22$

conséquence, l'écoulement en sortie de la zone d'interaction est tourbillonnaire. Il augmente alors le brassage et améliore le transfert de chaleur.

D'après la **Figure 3.23** et la **Figure 3.24,** la distribution de la vitesse ainsi que sa direction, dans la zone d'interaction, dépendent fortement de la géométrie et du débit massique. Cela a un impact important sur le transfert de masse et les structures d'écoulement.

Pour expliquer la modification des structures d'écoulement sous l'influence de l'angle de chevron, (ZHANG, et al., 2006) ont décomposé le vecteur « quantité de mouvement » F, appliqué à la corrugation et orienté suivant la direction principale de l'écoulement (verticale),

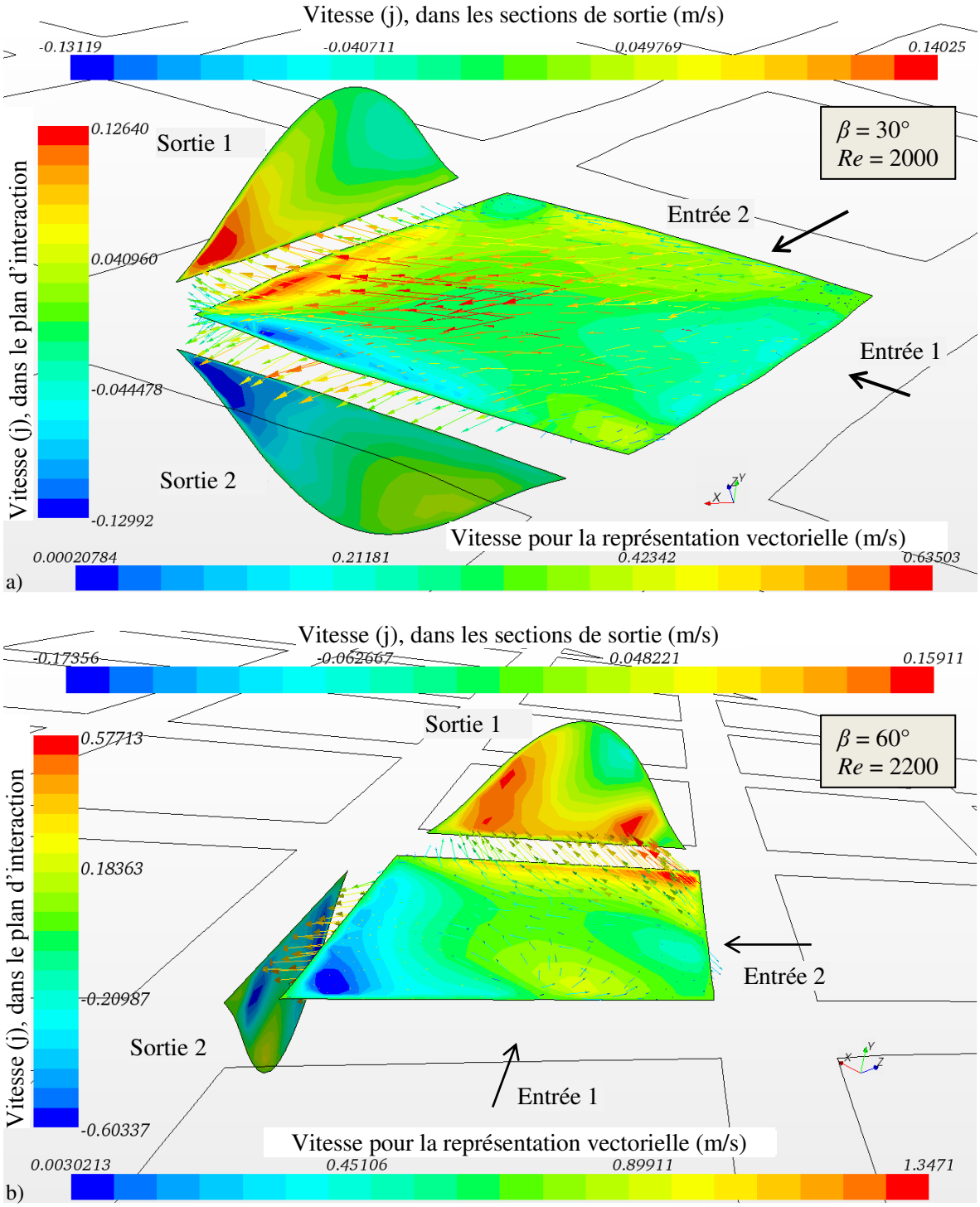


Figure 3.24 Distribution des champs de vitesses dans les différents plans et sections de la zone d'interaction pour : a) $\beta = 30°$ et $Re = 2000$ – b) $\beta = 60°$ et $Re = 2200$.

suivant deux directions (**Figure 3.25**) : 1/ suivant l'axe de la rainure et 2/ suivant la perpendiculaire à cette rainure. Ainsi lorsque β augmente (passage de $\beta 1$ à $\beta 2$) et pour une même intensité du vecteur de quantité de mouvement, la composante suivant la rainure diminue alors que celle perpendiculaire augmente. En conséquence, ce changement de rapport de force entre composantes favorise une structure d'écoulement de type hélicoïdale.

Pour appréhender l'influence de l'angle sur les structures d'écoulement, nous proposons une autre représentation des composantes de l'écoulement relatives aux interactions

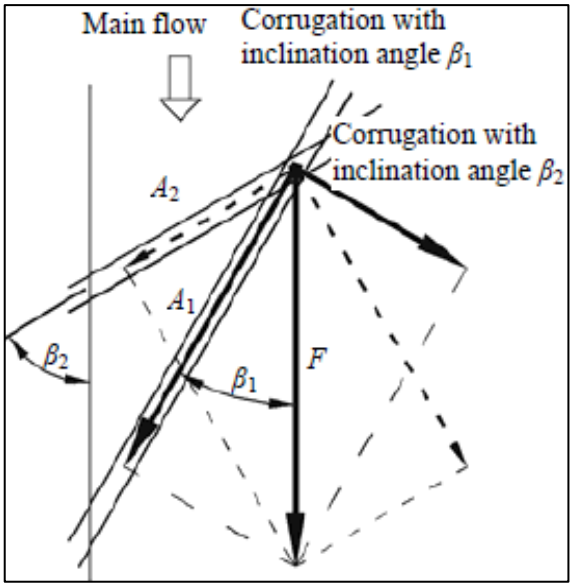


Figure 3.25 Effet de l'angle d'inclinaison sur les structures d'écoulement (Zhang &Tian, 2006)

d'écoulement entre les rainures. La **Figure 3.26** présente les composantes des forces de cisaillement pour deux angles de corrugation, $\beta = 30°$ et $\beta = 60°$, et pour lesquels le fluide est entrainé globalement du haut vers le bas. Pour ces deux angles, la surface d'interaction entre les rainures est similaire. A l'intérieur de l'échangeur, l'écoulement est orienté par la direction longitudinale des rainures. Cette orientation représente la direction principale de l'écoulement.

Les forces de cisaillement sont décomposés selon deux composantes : 1/l'une suivant la direction de l'écoulement de la rainure opposée, que l'on appelle « Composante de Frottement » (CdF) et qui est similaire à une paroi en mouvement engendrant de la friction avec le fluide en contact ; 2/ l'autre, perpendiculaire à la première, que l'on nomme « Composante de Vortex » (CdV) et qui responsable selon nous de la génération de l'écoulement tourbillonnaire qu'on déduit dans les sections de sortie de la zone d'interaction d'une part, et du transfert de masse entre les rainures d'une autre part.

Dans le cas de $\beta = 30°$, la CdF a un effet positif (entrainement) sur l'écoulement en

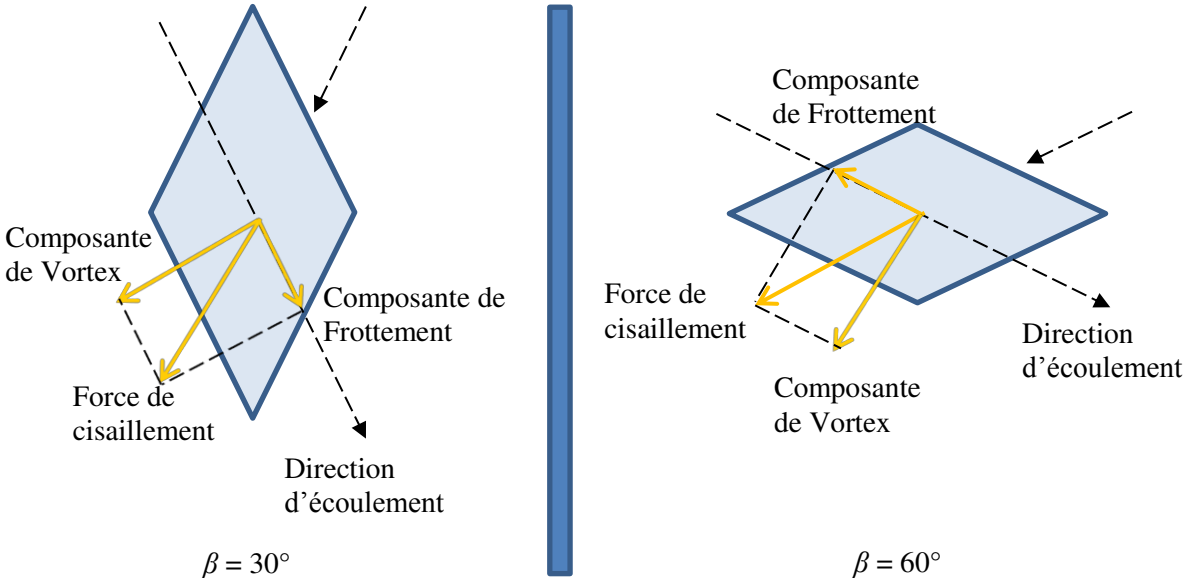


Figure 3.26 Effet de l'angle d'inclinaison sur la décomposition des forces de cisaillement dans le plan d'interaction

l'accélérant, ce qui limite le transfert de masse, d'une rainure à l'autre, induit par la composante CdV. Par contre, pour β = 60°, la CdF est orientée dans le sens contraire à l'écoulement de la rainure opposée ce qui tend à freiner les couches du fluide au niveau du plan d'interaction, avec un arrachement possible si l'intensité de la force est importante. Cette interaction renforce alors l'action de la CdV à transférer une quantité de fluide plus importante d'une rainure à l'autre. Ainsi, la CdV joue un double rôle, favoriser le transfert de masse d'une rainure à l'autre et induire au débit transféré une forme hélicoïdale de structure d'écoulement.

3.5.2. Influence de la corrugation sur le coefficient de friction et le taux de transfert de masse

Une étude de sensibilité sur le coefficient de friction à l'amplitude de corrugation b et au pas de corrugation P_c a été menée pour un angle de chevron β de 55°. Les paramètres b et P_c sont augmentés d'abord séparément de 10 % puis simultanément de 10 %. Les résultats de cette étude sont présentés sur la **Figure 3.27** pour les paramètres b et P_c modifiés séparément.

Par rapport au cas de référence, on constate qu'une augmentation de 10 % de la valeur des paramètres, pour $Re < 200$, induit une diminution de l'ordre de 5 % de la valeur du coefficient de friction (P_c), tandis qu'une augmentation de 6,5 % est déduite pour b. Or pour $Re > 200$ l'écart entre les résultats diminue pour atteindre des écarts de ±1 % pour les deux paramètres.

Lorsque les 2 paramètres b et P_c sont augmentés de 10% simultanément (rapport d'aspect constant), le coefficient de friction obtenu est logiquement identique au cas de référence pour le même Reynolds.

En se basant sur la formulation classique du nombre de Reynolds ($Re = \frac{G.D_h}{\mu} = \frac{\dot{m}.2.b}{b.l.\mu} = \frac{2.\dot{m}}{l.\mu}$), on remarque que celui-ci est indépendant de l'amplitude de l'ondulation b. Ainsi, l'augmentation de b induit une augmentation de la section de passage, et par conséquent une diminution du flux massique pour un débit massique donné. L'amplitude de l'ondulation étant plus importante, on relève un taux de transfert de masse d'une rainure à l'autre plus faible

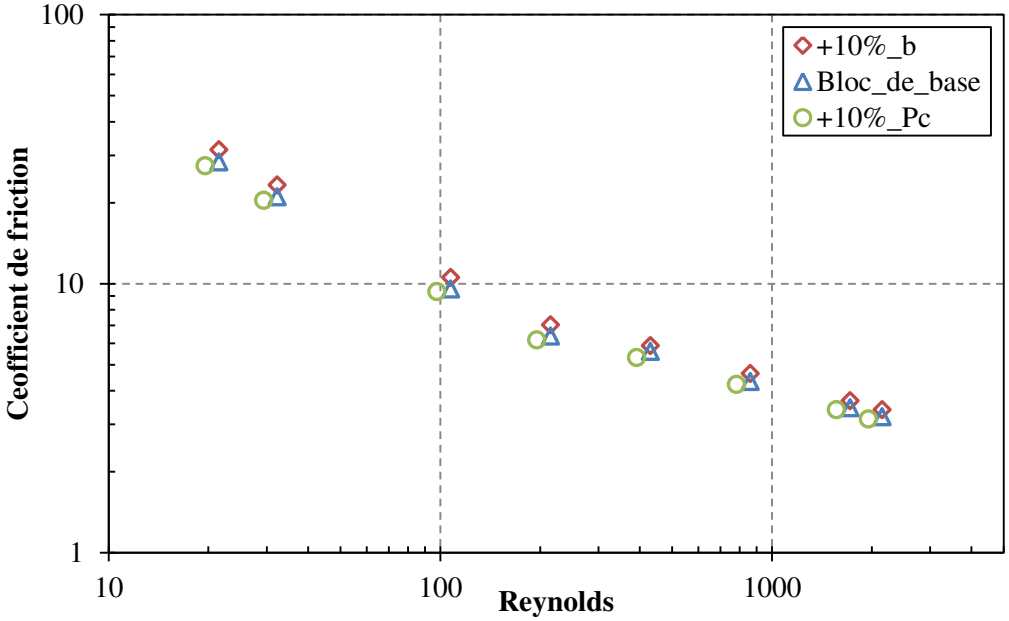


Figure 3.27 Variation du coefficient de friction en fonction du nombre de Reynolds pour β = 55°. Effet de l'espacement b et du pas de corrugation Pc sur le coefficient de friction

(diminution de 7,5 %), une vitesse locale par rainure plus faible, et par conséquent les pertes de pression diminuent. Ainsi l'augmentation du coefficient de friction est rattachée, à sa formulation suivant l'Eq. (2.1), à savoir:

$$f = \Delta P_f . \frac{D_h}{L} . 2 . \frac{\rho}{G^2}$$

Ainsi la diminution des pertes de pression est corrélée à une réduction du flux massique G d'un facteur 1,21 et d'une augmentation du diamètre hydraulique D_h d'un facteur 1,1. Au final, les pertes de pression sont multipliées par un facteur constant de 1,33. Ainsi, tant que la diminution des pertes de pression, pour le même débit massique, n'est pas supérieure à 33 %, alors le coefficient de friction sera toujours supérieur à sa valeur de référence (cas sans augmentation de 10% de b).

L'augmentation du pas de corrugation P_c de 10% entraine l'élargissement de la largeur du canal de 10% et l'augmentation de sa longueur de 10%. Ainsi, le nombre de Reynolds diminue pour un débit massique donné. On remarque que l'augmentation de P_c induit une augmentation du taux de transfert de masse de 11 % qui est lié à une augmentation de la surface d'interaction entre rainures de 14 %. Pour un même débit massique, l'augmentation de la surface d'interaction induit une diminution de l'intensité de l'interaction liée à la diminution de la vitesse à l'interface et dans l'entrée de la cellule représentative et ainsi une diminution des pertes de pression. Cette fois ci les pertes de pression sont multipliées par un facteur de 1,1. Tant que la diminution des pertes de pression dépasse les 10%, le coefficient de friction diminue par rapport à sa valeur de base.

3.6. Synthèse

Après une description des paramètres de simulations et des choix relatifs au maillage du volume fluide, nous avons confronté dans ce chapitre les résultats des simulations numériques avec ceux obtenus expérimentalement. Les résultats concernent les coefficients de friction, la distribution de température sur la plaque chaude de l'échangeur et la puissance transférée d'un canal à l'autre pour divers nombres de Reynolds. Les résultats montrent un très bon accord, en particulier pour la partie laminaire ($Re < 200$). Une sous-estimation du coefficient de friction de 32 % au maximum est obtenue pour la plus grande valeur du nombre de Reynolds et une sous-estimation de 10% est obtenue pour la puissance thermique transférée. On observe par ailleurs des similitudes très marquées sur la distribution de la température sur tout l'échangeur.

En analysant les résultats des simulations numériques, et plus particulièrement les lignes d'écoulement, deux structures sont clairement identifiées, la structure de type « zigzag » et la structure de type « hélicoïdal ». Pour une géométrie donnée, la prédominance d'une structure par rapport à l'autre dépend du débit massique. L'analyse des écoulements au niveau d'une cellule représentative, s'appuyant également sur une grandeur observable caractérisant le taux de transfert de masse de fluide d'une rainure à l'autre, a permis de dégager les trois grandes tendances d'écoulement. Ces tendances en relation directe avec le nombre de Reynolds sont en concordance avec les trois corrélations établies pour le coefficient de friction. Ces résultats confirment que la structure hélicoïdale est dominante pour $Re \leq 10$, et que la structure « zigzag » est dominante pour $Re > 200$. Entre les deux, la structure glisse progressivement d'un mode à l'autre. Ce résultat complète les analyses de la littérature stipulant que les structures d'écoulement dans les PHE sont fonction de l'angle des chevrons.

L'analyse des résultats de simulations spécifie que la distribution du transfert de chaleur au niveau d'une cellule représentative est influencée par les structures d'écoulement. Ainsi, on observe une intensification des échanges au niveau des pans inclinés des corrugations faisant face à l'écoulement longitudinal. Cette intensification locale des transferts de chaleur est amplifiée avec le nombre de Reynolds

Par ailleurs, on s'est intéressé à l'influence des paramètres géométriques de l'échangeur, en particulier l'angle de chevron, sur le coefficient de friction et sur les structures d'écoulement. Pour cela, on s'est appuyé sur l'observable du transfert de masse d'une rainure à l'autre, τ_{masse}. Les résultats sur les structures d'écoulement montrent :

1) A faibles nombres de Reynolds, la typologie d'écoulement hélicoïdale est dominante ($\tau_{masse} > 50\%$), et ce indépendamment de l'angle des chevrons.
2) Pour les forts nombres de Reynolds, deux tendances apparaissent :
   a) Les PHE avec des angles de chevron inférieurs à 60°, pour lesquels la structure de type « Zigzag » est dominante avec $\tau_{masse} < 20\%$.
   b) Les PHE avec des angles de chevrons supérieurs à 60°, qui présente une structure de type « hélicoïdale » dominante avec $\tau_{masse} > 50$ %.

Ces résultats complètent ceux de la littérature en précisant non seulement l'effet de l'angle de chevron, mais également celui du flux massique sur les typologies d'écoulement dans les échangeurs à plaques. Sur une grande plage de variation du nombre de Reynolds, on notera la limite angulaire $\beta = 60$ ° sur un changement de comportement hydraulique de l'échangeur par rapport au profil de variation du taux de transfert de masse sur la plage des nombres de Reynolds étudiée.

Chapitre 4 : Généralisation de la loi de friction dans les PHE

Sommaire

4.1. Modèle général de pertes de pression 82
4.2. Synthèse 92

Introduction

On trouve dans la littérature divers travaux menant au développement de corrélations généralisées avec pour objectif de prédire les transferts de chaleur et les pertes de pression pour des échangeurs à plaques de géométrie de canaux arbitraire. Parmi les approches les plus abouties, on peut noter celles de (Martin, 1996) et de (Dovic, et al., 2009), présentées dans le chapitre 1.1.

Il a été mis en pratique les modèles généralisés de (Martin, 1996) et (Dovic, et al., 2009) sur la géométrie de l'échangeur EXEL7 pour un angle de chevron de 55°. La comparaison des résultats des modèles de Martin (1996) et de Dovic et al. (2009) avec ceux obtenus à partir de la campagne de mesures conduite dans notre étude est présentée sur la **Figure 4.1**. Pour le modèle de Martin (1996), trois coefficients ont été ajustés pour faire correspondre la corrélation à nos résultats expérimentaux : $k_1 = 30$; $k_2 = 10$ et $k_3 = 0{,}15$. Ces deux modèles utilisent diverses lois de friction obtenues pour les canaux avec $\beta = 0$ et $\beta = 90°$. Pour $\beta = 0°$, ce sont les lois de friction développées pour les tubes, et pour $\beta = 90°$, ce sont les lois proposées par (Focke, et al., 1985). Afin de faire correspondre les corrélations à l'expérience, la limite de transition entre l'écoulement laminaire et turbulent est fixée à Re = 200, valeur déterminée expérimentalement sur l'échangeur EXEL7.

Dans l'ajustement des paramètres des corrélations, deux constats sont réalisés :

- la condition sur le coefficient $k_3 > 1$, imposée par (Martin, 1996), n'a pas été respectée. Une plus grande valeur de k_3 tend à surestimer très sensiblement le coefficient de friction, quel que soient les valeurs des coefficients k_1 et k_2.
- La condition sur la limite de transition entre les écoulements laminaire et turbulent, généralement proposée aux environs de Re = 2000, n'a pu être satisfaite. Le modèle de (Martin, 1996) est en bon accord avec les résultats expérimentaux pour $Re < 200$ et $900 < Re \leq 2500$. Celui de (Dovic, et al., 2009) est en bon accord avec les résultats

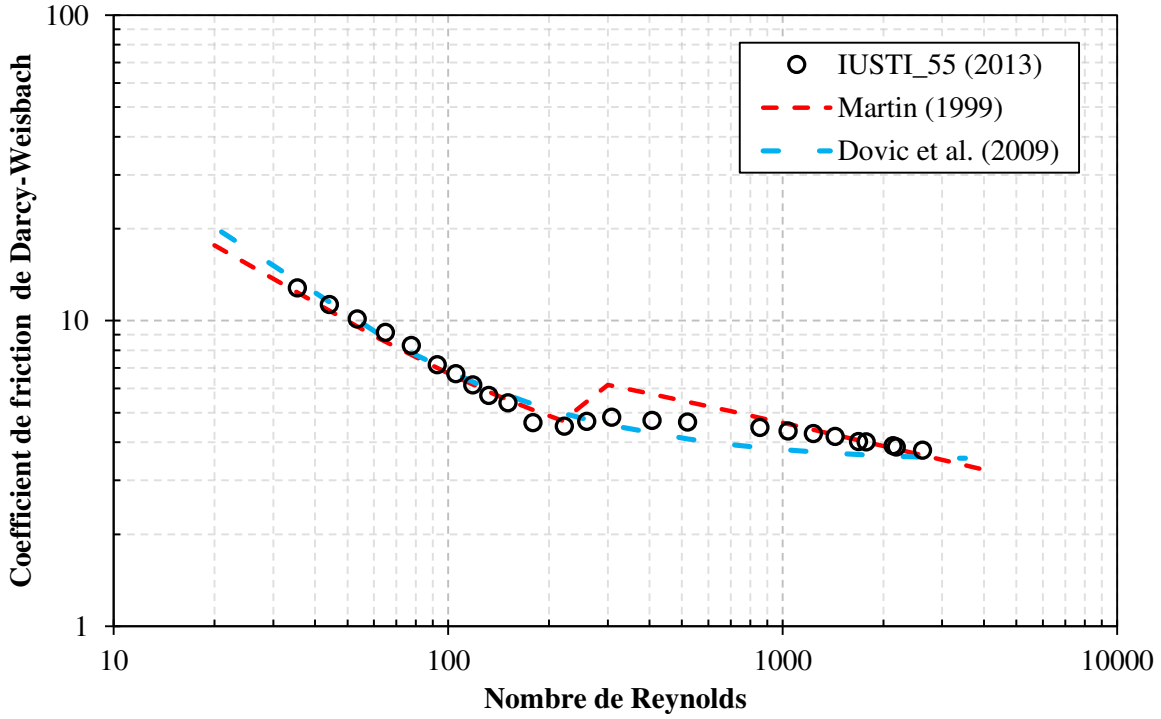


Figure 4.1 Variation duc coefficient de friction en fonction du nombre de Reynolds. Comparaison des résultats expérimentaux avec deux modèles de la littérature (Martin et Dovic)

expérimentaux pour $Re < 180$, et il semble tendre vers un plateau pour les grands nombre de Reynolds. On peut rappeler ici que le modèle de Dovic et al. (2009) est mathématique basé sur les résultats des frictions laminaires établis par (Shah, 1975). Par conséquent, aucune transition de régimes n'est prise en compte.

Ces résultats et cette comparaison entre modèle et expérience montrent les limites des corrélations généralisées présentées dans la littérature à prédire les comportements thermo-hydrauliques, en raison de l'ajustement de paramètres non physiquement prédictibles.

4.1. Modèle général de pertes de pression

Dans la littérature, les corrélations établies pour les échangeurs à plaques sont basées sur les paramètres géométriques relatifs à la compacité de l'échangeur (épaisseur de corrugation, longueur et largeur de la plaque). Sur la base de nos travaux, nous souhaitons répondre aux questions suivantes :

- L'analyse des structures d'écoulement pour diverses configurations d'échangeur nous permet-elle de construire un modèle généralisé des pertes de pression ?
- Est-il possible de décrire ou décomposer un problème à géométrie d'écoulement tridimensionnel (géométrie complexe) en un problème à géométrie monodimensionnelle d'écoulements en interaction ?

C'est le questionnement qui nous a conduit dans le développement d'un modèle général de pertes de pression.

Dans les formulations des corrélations de la littérature, la dimension caractéristique de l'échangeur est le diamètre hydraulique exprimé par :

$$D_h = 2.b \text{ ou } D_h = 2.b/\varphi \qquad \text{avec } \varphi = A_{tr} / A_t \ (>1).$$

où b est l'amplitude d'ondulation de la plaque corruguée et φ est le facteur d'extensivité de la surface d'échange par rapport aux dimensions droites de l'échangeur (longueur x largeur). Cette définition de D_h relève plus de la compacité de l'échangeur que d'une grandeur relative à la typologie d'écoulement dans l'échangeur.

Après analyse des structures d'écoulement (chapitre 3) et dans le but d'élaborer un modèle général pour le comportement hydraulique d'échangeur à plaques de géométries arbitraires, nous avons privilégié de porter le développement du modèle sur une cellule représentative de l'échangeur (**Figure 1.6** et **Figure 3.13**). Pour cette cellule, le diamètre hydraulique de la cellule $D_{h,cellule}$ est déterminé d'après l'expression générale appliquée à une rainure :

$$D_{h,cellule} = \frac{4.A_{cellule}}{Périmètre\ mouillé_{cellule}} \tag{4.1}$$

Où $A_{cellule}$ est la section de passage de la cellule déterminée directement dans le logiciel CAO, CATIA dans notre cas. Il s'agit de la section en entrée de la cellule qui est reliée à la section normale à la direction de l'écoulement, ce qui correspond à la normale à la direction d'inclinaison des corrugations, par :

$$\sin(2.\beta) = \frac{A_{cellule,normale}}{A_{cellule}} \tag{4.2}$$

Il est par ailleurs possible de déterminer ces grandeurs par un calcul mathématique sur le profil sinusoïdal de l'ondulation.

Le coefficient de friction au niveau d'une cellule s'exprime par :

$$f_{cellule} = \Delta P_{cellule}.A_{cellule}^2.\frac{D_{h,cellule}}{L_{cellule}}.2.\frac{\rho}{\dot{m}_{cellule}^2} \tag{4.3}$$

où $\Delta P_{cellule} = (P_{entrée} - P_{sortie})_{cellule}$ représente les pertes de pression au niveau d'une cellule, regroupant les frictions avec la paroi et les interactions liquide/liquide entre les rainures s'intersectant. $L_{cellule}$ est la longueur de l'écoulement prise entre deux points de contacts suivant la direction d'une rainure (côté du losange formant la zone d'interaction, dimension « P » sur la **Figure 3.13.a**). Ainsi, $L_{cellule} = \frac{P_c}{\sin(2.\beta)}$, où Pc est le pas de corrugation. $\dot{m}_{cellule}$ est le débit massique traversant la cellule. Il est, soit calculé à partir du logiciel de simulation Star-CCM+ (fonction mass flow), soit en divisant le débit massique total par le nombre de canaux (rainures) dans une section transversale de l'échangeur. Le nombre de canaux peut-être déterminé à partir des caractéristiques de l'échangeur :

$$N_{canaux} = ARRONDI\left(2.\frac{l.\cos\beta}{P_c}\right) \tag{4.4}$$

où l represente la largeur de la plaque. La fonction « $ARRONDI$ » arrondit le résultat à l'entier le plus proche.

Les pertes de pression pour une cellule sont déterminées à partir des pressions moyennes calculées aux entrée et sortie d'une cellule. Le domaine de calcul est équivalent à celui présenté dans le chapitre 3.4 sur l'effet de la géométrie sur le comportement hydraulique de l'échangeur (**Figure 4.1**).

L'intérêt de simuler un domaine comportant plusieurs cellules plutôt que de réaliser des simulations sur une cellule unique permet de limiter les effets des conditions d'entrée/sortie, imposées dans les simulations, sur le résultat des pertes de pression. Pour un angle d'ondulation β = 55°, le domaine d'écoulement mesure 110 mm de long et 52,3 mm de large. L'étude est menée pour des nombres de Reynolds qui varient de 1 à 2200. Par précaution, les pertes de pression sont calculées pour plusieurs cellules du domaine de calcul. L'écart sur les pertes de pression pour les diverses cellules n'a pas excédé 2 %.

Pour divers flux massiques imposés en entrée du domaine d'écoulement simulé, la comparaison des pertes de pression entrée/sortie du domaine d'écoulement avec celles entrée/sortie d'une cellule est présentée dans la **Figure 4.2.** On constate une relation linéaire entre ces deux pertes de pression avec :

$$\frac{\Delta P_{totales}}{\Delta P_{cellule}} \approx 32$$

Ce résultat tend à indiquer que l'écoulement entrant dans le domaine traverse 32 cellules représentatives. En considérant une structure d'écoulement de type « zigzag », le chemin suivi par l'écoulement est présenté sur la **Figure 4.3**. La longueur de ce chemin suivi L_{zigzag} est calculée en fonction des paramètres géométriques du domaine d'écoulement simulé :

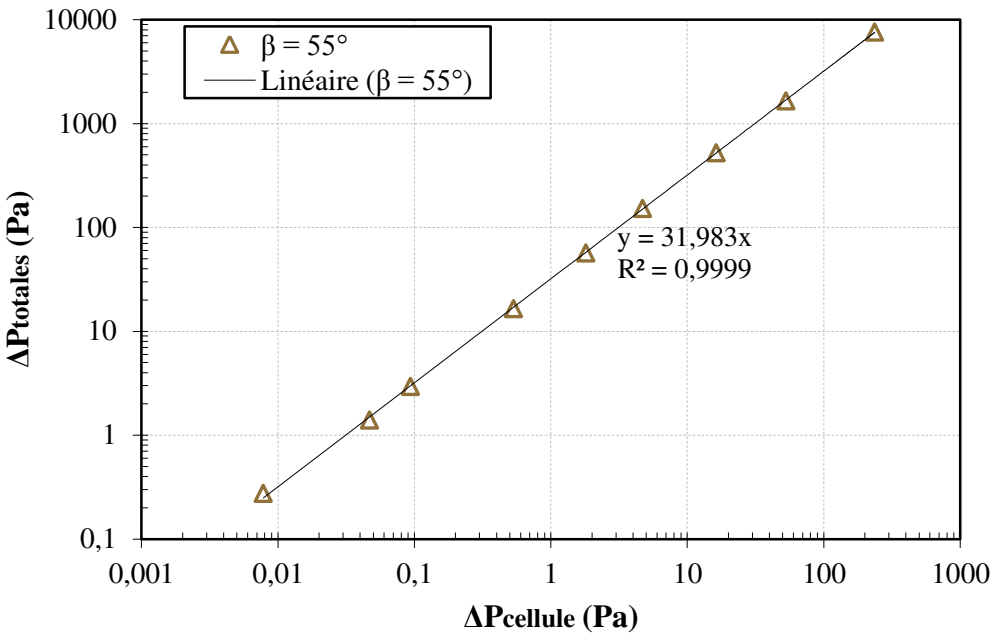


Figure 4.2 Variation des pertes de pression globales en fonction des pertes de pression au niveau d'une cellule

$$L_{zigzag} = \left(\frac{L}{\left(\frac{l}{\tan\beta}\right)}\right).\left(\frac{l}{\sin\beta}\right) = \frac{L}{\cos\beta} \tag{4.5}$$

En divisant L_{zigzag} par $L_{cellule}$ on obtient :

$$\frac{L_{zigzag}}{L_{cellule}} = ARRONDI\left(\frac{\frac{L}{\cos\beta}}{\frac{P_c}{\sin(2.\beta)}}\right) = ARRONDI\left(\frac{2.L.\sin\beta}{P_c}\right) \tag{4.6}$$

En remplaçant chaque paramètre par leur valeur, le résultat obtenu est le suivant

$$\frac{L_{zigzag}}{L_{cellule}} = ARRONDI\left(\frac{2.110.\sin 55}{6}\right) = 30$$

Le résultat de 30 ne tient pas compte du nombre de réflexions que subit le fluide sur les bords du domaine simulé. Dans notre cas, il y a deux voire trois réflexions. Le nombre de réflexions est déterminé selon l'expression suivante :

$$N_{réflexion} = ARRONDI\left(\frac{L}{\left(\frac{l}{\tan\beta}\right)}\right) \tag{4.7}$$

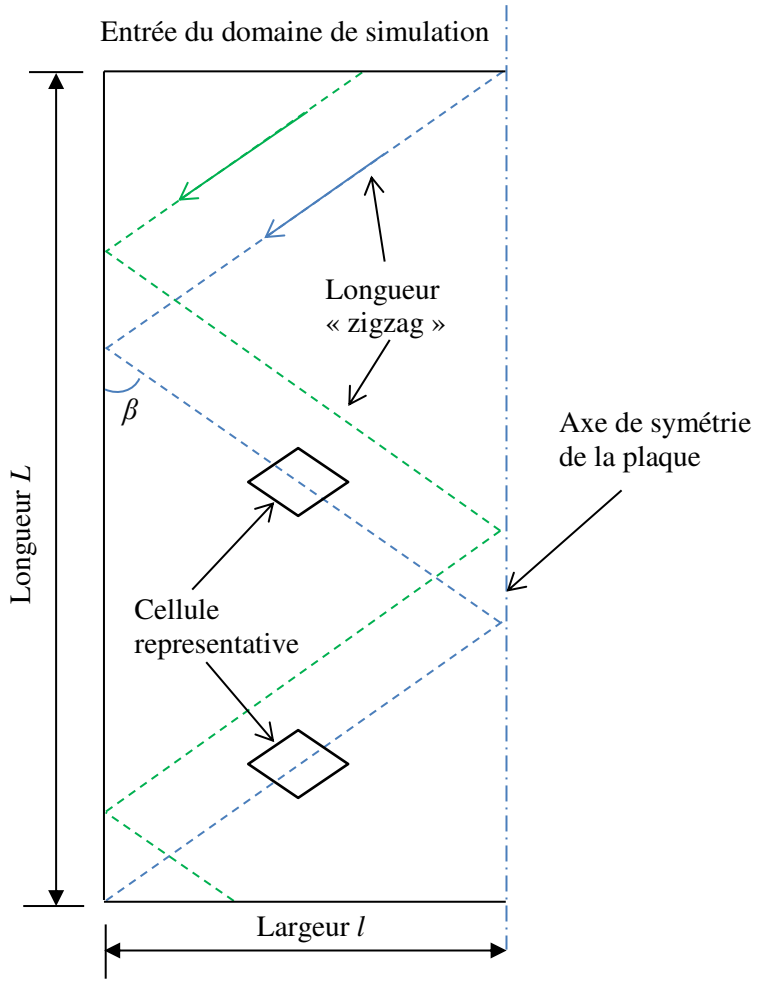


Figure 4.3 Détails de la géométrie de l'échangeur et de la configuration d'écoulement en "zigzag"

Ajoutant ce nombre de réflexions au nombre de cellules, on trouve n = 33 ce qui tend à surestimer de 3% le rapport des pertes de pression. Dans cette approche, cela sous-tend que les pertes de pression causées par la réflexion de l'écoulement au bord du domaine sont du même ordre de grandeur que celles induites par les frictions dans une cellule représentative.

Cette démarche a été appliquée pour les géométries d'échangeur simulées avec β variant entre 30 et 70°. Pour chaque angle de corrugation, le rapport des pertes de pression $\Delta P_{totales}/\Delta P_{cellule}$ est comparé au ratio des longueurs $L_{zigzag}/L_{cellule}$ dans le **Tableau 4.1**. Les résultats indiquent que lorsque l'angle de corrugation augmente, le rapport $\frac{L_{zigzag}}{L_{cellule}}$ s'approche du rapport des pertes de pression. En conséquence, l'ajout du nombre de réflexion sur les bords extérieurs de la plaque tend à surestimer les pertes de pression totales. Cela est en bon accord avec la variation du taux transfert de masse τ_{masse} d'une rainure à l'autre avec l'angle d'inclinaison des chevrons β. Pour les angles de corrugation $\beta > 55$ °, le taux de transfert de masse est élevé sur toute la plage de variation du nombre de Reynolds. Par conséquent, seule une petite proportion du débit de fluide va interagir avec le bord de l'échangeur. Ainsi les pertes de pression induites par réflexion sont très faibles par comparaison avec celles induites au sein de la cellule.

Ainsi, il est possible d'exprimer les pertes de pression totales en fonction des pertes de pression d'une cellule tel que :

Tableau 4.1 Comparaison des résultats du rapport des pertes de pression en fonction de β

Angle d'inclinaison (β°)	Dimensions du domaine de simulation $L.l$ (mm.mm)	N_{canaux}	$\frac{\Delta P_{totales}}{\Delta P_{cellule}}$	$\frac{L_{zigzag}}{L_{cellule}} = ARRONDI\left(\frac{2.L.\sin\beta}{P_c}\right)$	$N_{réflexion} = ARRONDI\left(\frac{L}{\left(\frac{l}{\tan\beta}\right)}\right)$
30	108x54,4	16	19,9	18	1
45	110x50,8	12	29,3	26	2
55	110x52,3	10	32	30	3
65	112,5x56,8	8	33,5	34	4
70	114,9x52,6	6	36,8	36	6

$$\Delta P_{totales} \approx \left(\frac{L_{zigzag}}{L_{cellule}} + H(55-\beta).N_{réflexion}\right).\Delta P_{cellule} \tag{4.8}$$

où $\mathrm{H}(55-\beta)$ est la fonction « Heaviside » :

$$H(55-\beta) = \begin{cases} 0 & si\ 55-\beta \leq 0 \\ 1 & si\ 55-\beta > 0 \end{cases} \tag{4.9}$$

Par suite

$$\Delta P_{totales} \approx \left(\frac{L_{zigzag}}{L_{cellule}} + H(55-\beta).N_{réflexion}\right).f_{cellule}.\frac{L_{cellule}}{D_{h,cellule}}.\frac{\dot{m}^2_{cellule}}{2.\rho.A^2_{cellule}} \tag{4.10}$$

$$\Delta P_{totales} \approx \left(\frac{2.L.\sin\beta}{P_c} + H(55-\beta).\frac{L}{\left(\frac{l}{\tan\beta}\right)}\right).f_{cellule}.\frac{\frac{P_c}{\sin(2.\beta)}}{D_{h,cellule}}.\frac{\dot{m}^2_{cellule}}{2.\rho.A^2_{cellule}} \tag{4.11}$$

L'Eq. (4.11) indique que l'écoulement dans une structure géométrique tridimensionnelle se comporte comme celui dans un réseau de conduites parallèles qui zigzaguent d'un bord à l'autre de l'échangeur. A noter que cette expression est déterminée pour un écoulement homogène dans toute la section du domaine étudié. Ce résultat lie une grandeur globale à une grandeur locale, et permet de proposer une approche différente de celles de la littérature sur les échangeurs à plaques pour exprimer les pertes de pression. La problématique est

d'exprimer toutes les grandeurs de la cellule, et en particulier le coefficient de friction qui dépend du régime d'écoulement.

La **Figure 4.4** présente la variation du coefficient de friction de la cellule en fonction du nombre de Reynolds, défini à l'échelle d'une cellule, calculée par différentes méthodes :

1. Par simulations numériques (présentées dans le chapitre 3)
2. Par le modèle de Dovic, *et al.* (2009)
3. Par un modèle d'écoulement dans un canal de profil sinusoïdal à surface libre
4. Par un modèle de friction que nous proposons ci-après.

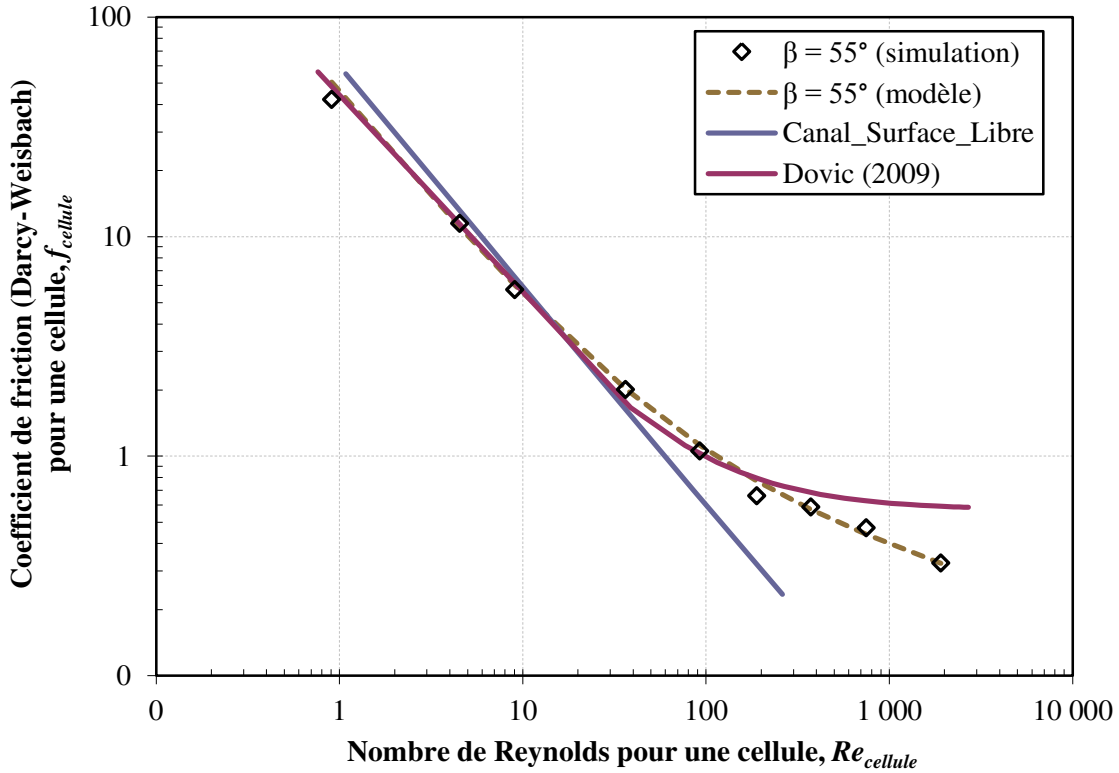


Figure 4.4 Variation du coefficient de friction d'une cellule en fonction de nombre de Reynolds pour un angle d'inclinaison $\beta = 55°$

Pour rappel, la définition du nombre de Reynolds pour une cellule est la suivante :

$$Re_{cellule} = \left(\frac{\dot{m}_{cellule}}{A_{cellule}}\right) . \frac{D_{h,cellule}}{\mu_{eau}} \tag{4.12}$$

Le modèle de friction que nous proposons s'appuie sur la démarche de décrire l'écoulement dans une géométrie complexe par des écoulements en géométrie simple qui interagissent. Le modèle consiste ainsi en la somme des coefficients de friction obtenus dans une conduite de profil sinusoïdal pour les régimes laminaire et turbulent, suivant la formulation suivante:

$$f_{modèle} = \left(\frac{44}{Re_{cellule}}\right) + \left(\frac{2}{Re_{cellule}^{0,25}}\right) \tag{4.13}$$

La partie laminaire du modèle, $f_{laminaire} = \frac{44}{Re_{cellule}}$, est la loi de poiseuille appliquée à une conduite de profil sinusoïdal, et la constante 44 est issue des résultats analytique de (Shah, 1975). La partie turbulente du coefficient de friction, $f_{turbulent} = \frac{2}{Re_{cellule}^{0,25}}$, a une forme similaire à la corrélation de **Blasius**. Dans cette expression, le coefficient « 2 » a été obtenu par ajustement par rapport aux résultats de simulations. D'après la **Figure 4.4** le modèle est en très bon accord avec les résultats des simulations pour $Re_{cellule} > 5$ avec une surestimation maximale de ~19 % du coefficient de friction pour la plus faible valeur de *Re*.

La comparaison des résultats de simulations avec ceux du canal à surface libre indique que l'interaction liquide/liquide entre deux rainures opposées joue un faible rôle dans les pertes de pression aux bas nombres de Reynolds, et que par conséquent, la friction à la paroi est dominante sur les pertes de pression. Par contre, l'interaction liquide/liquide ne peut plus être négligée pour $Re > 100$.

Le modèle empirique de (Dovic, et al., 2009) décrit précisément les résultats de simulation pour $Re_{cellule} < 100$. Sachant que les résultats de simulation globale pour $Re > 200$ sous-estiment les résultats expérimentaux, il paraît alors compréhensible que le modèle empirique de (Dovic, et al., 2009) surestime le coefficient de friction pour les grands nombres de Reynolds.

La variation du coefficient de friction de la cellule avec la nouvelle définition du nombre de Reynolds a été étendue à divers angles d'inclinaison des corrugations. On signale ici que pour un même nombre de Reynolds pour les divers angles, le débit massique diminue avec β. Les résultats sont présentés sur la **Figure 4.5** et sont à comparer avec ceux de la **Figure 3.22** tracés pour $D_h = 2.b$. Avec la définition du Reynolds relative à la géométrie de la rainure, on remarque que les courbes sont confondues pour $Re_{cellule} \leq 20$. Le modèle de coefficient de friction dans le régime laminaire est donc insensible à l'angle de corrugation. Pour $Re_{cellule} > 20$ les courbes s'écartent de celle du canal à surface libre de façon plus marquée lorsque l'angle β augmente.

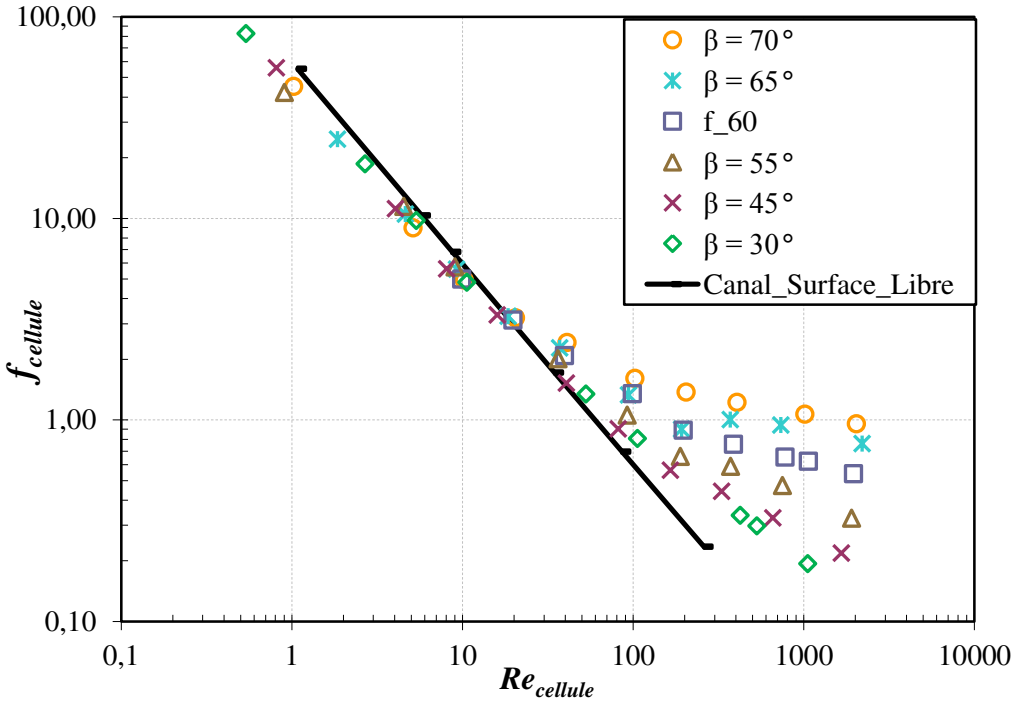


Figure 4.5 Variation du coefficient de friction d'une cellule en fonction du nombre de Reynolds d'une cellule, pour différents angles d'inclinaison β

Fort de ce résultat est-il possible de généraliser la loi de variation du coefficient de friction en fonction de nombre de Reynolds, établie pour $\beta = 55°$, aux divers angles d'inclinaison ? Le coefficient au numérateur dans le modèle turbulent est ajusté par rapport aux résultats de simulations pour les divers angles. On remarque d'une part que ce coefficient augmente avec β. D'autre part, on note que le modèle de friction que nous proposons tend à s'écarter plus sensiblement des résultats des simulations pour $\beta > 55°$. Dans un premier temps, nous limiterons donc la généralisation du modèle de coefficient de friction aux angles $\beta < 60$ °. Traçant le coefficient de la partie turbulente du modèle de friction en fonction de tan(β) (**Figure 4.6**), nous remarquons une relation linéaire entre ces paramètres. Par rapport à d'autres fonctions trigonométriques, la fonction tan(β) est privilégiée de manière à valider le cas $\beta = 0°$. Ce cas correspond à une rangée de conduites parallèles sans connexion et pour lesquelles le régime turbulent n'apparaît que pour des valeurs de $Re > 2000$. Dans notre plage d'étude, le coefficient de friction $f_{turbulent}$ pour $\beta = 0°$ est donc nul.

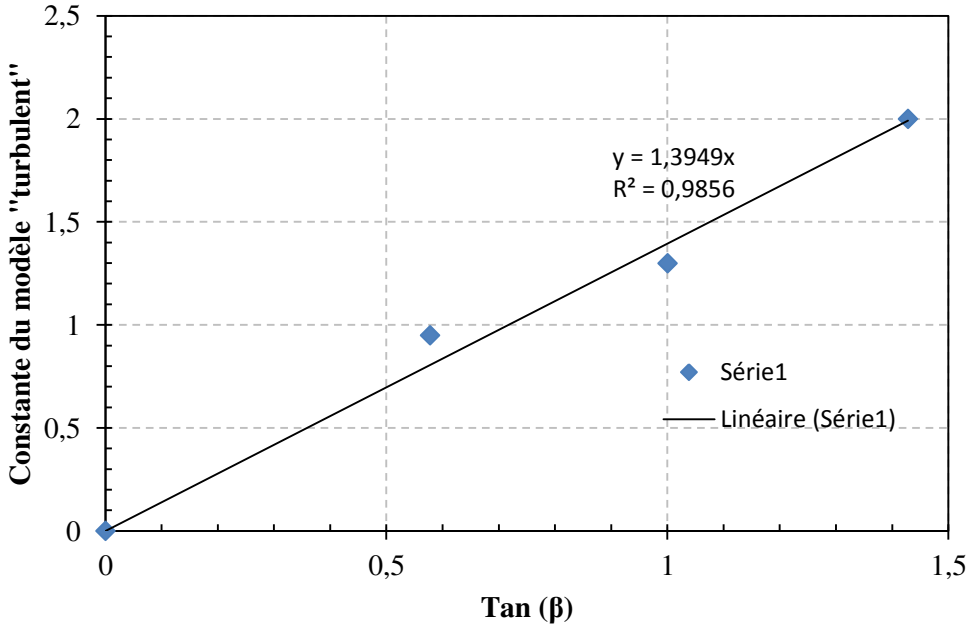


Figure 4.6 Variation de la constante du modèle turbulent en fonction de *Tan (β)*

La loi de variation du coefficient de friction pour le régime turbulent peut donc s'écrire sous la forme :

$$f_{turbulent} = \frac{1{,}395.\tan(\beta)}{Re_{cellule}^{0{,}25}} \tag{4.14}$$

et la loi générale du coefficient de friction pour $Re_{cellule}$ compris entre 0,5 et 2000, et pour $\beta <$ 60 °, s'écrit :

$$f_{modèle,général} = \left(\frac{44}{Re_{cellule}}\right) + \frac{1{,}395.\tan(\beta)}{Re_{cellule}^{0{,}25}} \tag{4.15}$$

La **Figure 4.7** présente la comparaison des résultats des simulations numériques avec la loi générale du coefficient de friction en fonction de $Re_{cellule}$ et pour les divers angles de

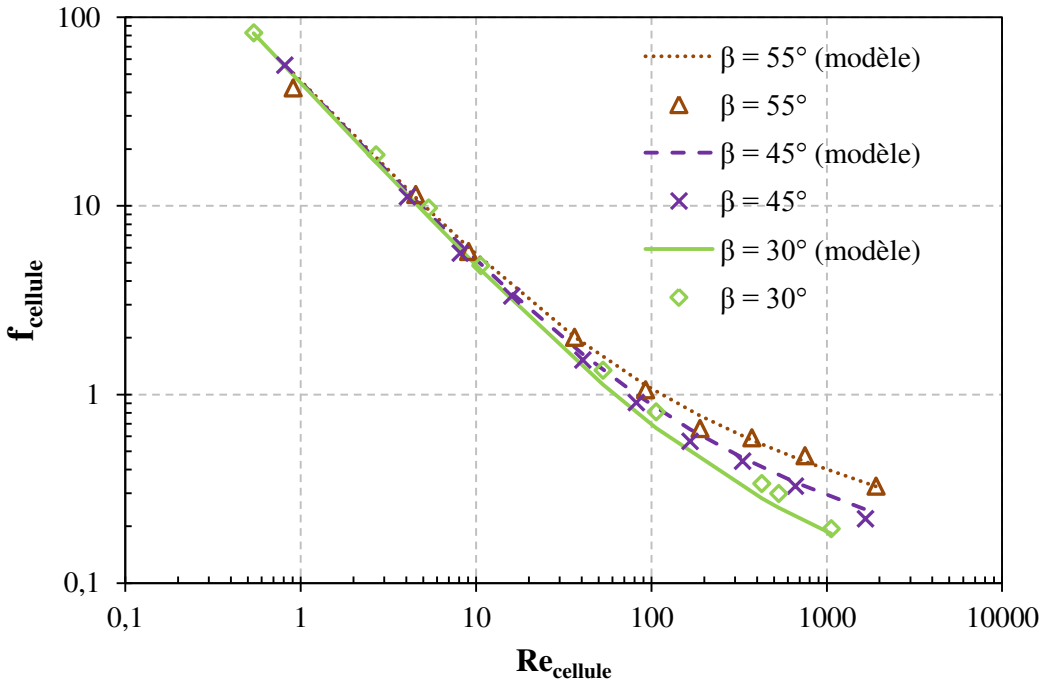


Figure 4.7 Variation du coefficient de friction de la cellule en fonction du nombre de Reynolds défini pour une cellule. Comparaison entre les résultats des simulations numériques et ceux du modèle généralisé

corrugation. Il y a un bon accord entre les résultats de simulation et le modèle général, avec une sous-estimation de l'ordre de 10 % en moyenne obtenue pour $\beta < 60°$.

Pour $\beta > 60°$, il est possible d'écrire un autre type de modèle sur la loi de friction. Cette limite de 60° est à mettre en regard avec la modification du comportement hydraulique au sein des PHE en fonction de l'angle d'inclinaison présenté dans le chapitre 3. Par conséquent, l'universalité d'un modèle de loi de friction pour β variant entre 0 et 90 ° semble difficile.

Ainsi, la forme générale des pertes de pression, pour un échangeur à plaques (d'angle de corrugation inférieur à 60 °) décrit en cellules représentatives liées à l'écoulement, s'écrit sous la forme :

$$\Delta P_{totales} \approx \left(\frac{2.L.\sin\beta}{P_c} + \frac{L.\tan\beta}{l}\right).\left(\left(\frac{44}{Re_{cellule}}\right) + \frac{1{,}395.\tan(\beta)}{Re_{cellule}^{0{,}25}}\right).\frac{\frac{P_c}{\sin(2.\beta)}}{D_{h,cellule}}.\frac{\dot{m}_{cellule}^2}{2.\rho.A_{cellule}^2} \quad (4.16)$$

avec $Re_{cellule} = \left(\frac{\dot{m}_{cellule}}{A_{cellule}}\right).\frac{D_{h,cellule}}{\mu_{eau}}$ et $\dot{m}_{cellule} = \frac{\dot{m}_{total}}{N_{canaux}}$; N_{canaux} est exprimé par l'Eq.(4.4).

Finalement l'Eq. (4.16) devient :

$$\Delta P_{totales} \approx \left(\frac{2.L.\sin\beta}{P_c} + \frac{L.\tan\beta}{l}\right).\left(\left(\frac{44}{Re_{cellule}}\right) + \frac{1{,}395.\tan(\beta)}{Re_{cellule}^{0{,}25}}\right).\frac{\frac{P_c}{\sin(2.\beta)}}{D_{h,cellule}}.\frac{\left(\frac{\dot{m}_{total}}{ARRONDI\left(2.\frac{l.\cos\beta}{P_c}\right)}\right)^2}{2.\rho.A_{cellule}^2} \quad (4.17)$$

Dans cette expression, les pertes de pression ne sont fonction que des paramètres géométriques de la plaque (pas, amplitude et angle de corrugation, largeur et longueur de la plaque) et du débit massique. Le seul paramètre d'ajustement qui apparait dans cette équation

est le coefficient de friction en régime turbulent. L'extension de cette approche à d'autres échangeurs à plaques permettrait probablement d'expliciter plus précisément ce coefficient.

La comparaison du modèle (Eq. 4.17) avec les simulations numériques indique que :

a) Pour β = 30°, le modèle sous-estime les pertes de pression entre 4 et 16 % avec une moyenne de 11 %
b) Pour β = 45°, le modèle surestime les pertes de pression entre 2,6 et 15 % avec une moyenne de 9 %
c) Pour β = 55°, l'écart varie entre -4 et 13 % avec une moyenne des valeurs absolues des écarts de 7,7 %

Les résultats de ce modèle ont également été comparés aux pertes de pression mesurées expérimentalement pour l'échangeur global. La comparaison de ces résultats est présentée sur la **Figure 4.8**. La longueur de l'écoulement, L dans l'Eq. (4.17), a été prise comme la distance entre l'orifice d'entrée et celle de sortie (L = 476 mm) du canal, en considérant une répartition homogène de l'écoulement sur la largeur du canal. La comparaison indique une surestimation du modèle d'une valeur moyenne de 17% pour $Re \leq 190$ (**Figure 4.8.a)**, tandis que le modèle

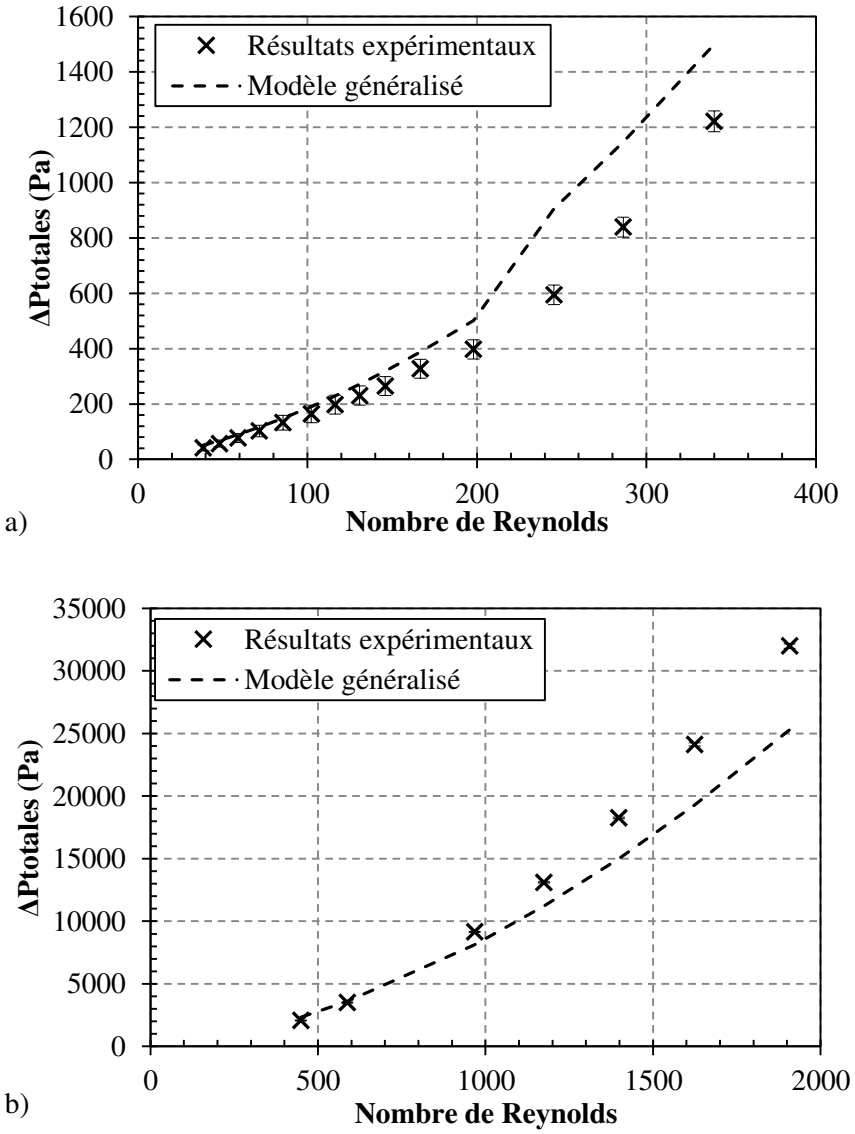


Figure 4.8 Variation des pertes de pression totales de l'échangeur (β = 55°) en fonction du nombre de Reynolds. Comparaison entres les résultats expérimentaux et ceux du modèle généralisé (Eq. 4.17) : a) écoulement laminaire et transitoire Re < 400, -b) écoulement turbulent Re > 400

tend à sous-estimer les résultats expérimentaux de l'ordre de 21 % pour $Re > 350$ (**Figure 4.8.b**). Dans la zone de transition entre les deux régimes d'écoulement ($190 < Re < 350$), la surestimation du modèle peut atteindre 50 %. A partir de la **Figure 4.8.a**, on peut noter que les résultats du modèle généralisé sont compris dans les barres d'incertitudes des résultats expérimentaux pour $Re < 130$.

La déviation du modèle des résultats expérimentaux peut être expliquée par l'hypothèse d'un écoulement homogène dans tout l'échangeur de chaleur, que nous avons considérée. En réalité, il y a une partie conséquente de non-homogénéité de l'écoulement présente à l'entrée et à la sortie du canal due à la géométrie de la plaque (voir paragraphe 3.3). Une autre cause de la déviation du modèle, et plus particulièrement pour $Re > 200$, peut être lié au fait que le modèle est basé sur les résultats de simulation numérique qui eux-mêmes sous-estiment les valeurs expérimentales.

4.2. Synthèse

Dans ce chapitre, nous montrons qu'il est possible de décrire le comportement d'un écoulement dans une géométrie complexe à partir d'une superposition d'écoulements simples dans des conduites en interaction. L'originalité de notre approche a été de redéfinir la longueur caractéristique de l'écoulement utilisé dans le calcul du nombre de Reynolds. Initialement défini sur la compacité de l'échangeur, le nombre de Reynolds que nous proposons s'appuie sur la structure de l'écoulement. Basé sur cette définition du nombre de Reynolds, nous proposons une loi générale des pertes de pression dans les échangeurs à plaques dépendant uniquement des paramètres géométriques de l'échangeur et s'appuyant sur deux formulations simples du coefficient de friction. Cette loi peut être utilisée pour des échangeurs à plaques présentant des corrugations d'angles variant entre 30 et 60 ° et pour des nombres de Reynolds compris entre 1 et 2000.

L'intérêt d'un tel modèle n'est plus seulement de prédire le comportement hydraulique d'un échangeur à plaques, mais permet de mettre en évidence les paramètres influençant le comportement global de l'échangeur. Il devient alors un outil de dimensionnement et d'optimisation hydraulique des échangeurs à plaques composés de chevrons de type « rainuré ».

L'approche menée, décrivant l'écoulement dans une géométrie complexe par des écoulements dans des géométries simples en interaction, ouvre la voie à d'autres configurations d'échangeurs à plaques, pour laquelle cette approche pourrait être étendue.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

Dans cette partie de la thèse, nous avons étudié le comportement thermo-hydraulique d'un écoulement monophasique (eau) dans un échangeur à plaques brasées (PHE). La synthèse bibliographique sur ce sujet montre que la majorité des travaux est centrée essentiellement sur la caractérisation thermo-hydraulique globale des écoulements. La raison provient de la difficulté d'appréhender les mécanismes thermohydrauliques au sein de géométries d'écoulement tridimensionnelle. Des approches locales plus rares ont mis en évidence deux principaux types de structures d'écoulements qui peuvent coexister dans les PHE : une structure de type « zig-zag » et une structure de type « hélicoïdale ». Les résultats des travaux expérimentaux et de simulations numériques montrent, d'une manière qualitative, que ces types de structures d'écoulements sont sensibles à l'angle d'inclinaison de la rainure et aux flux massiques.

Dans notre travail, des outils expérimentaux et numériques ont été mise en place de manière à mieux quantifier l'influence de certains paramètres sur les structures d'écoulement. Une meilleure compréhension des écoulements doit nous amener à développer des outils d'optimisation des PHE. Les résultats obtenus sur les caractéristiques hydrauliques (coefficient de friction) du PHE font apparaitre deux tendances distinctes sur la plage de débit testée (*Re* variant entre 100 et 1300). La transition d'un régime d'écoulement à l'autre est identifiée pour un nombre de Reynolds autour de 200. Le travail entrepris avec les simulations numériques, une fois validées sur la campagne expérimentale, a permis de quantifier distinctement le poids relatifs des structures d'écoulement (« zigzag » et « hélicoïdale ») en fonction du flux massique, et corréler ces variations avec le comportement hydraulique global de l'échangeur. Les simulations numériques ont également permis d'étudier plus précisément l'impact des conditions d'entrée et sortie sur la distribution du fluide au sein d'un canal. Près de 40 % de la surface de l'échangeur présente une inhomogénéité de distribution du fluide lié au caractère asymétrique des entrée et sortie. La conséquence est également une inhomogénéité de la température, et par conséquent des transferts de chaleur.

Le travail de simulations numériques a également permis d'étudier l'influence de l'angle de chevron sur les structures d'écoulement. L'analyse des écoulements est effectuée au niveau d'une cellule représentative, s'appuyant sur une grandeur observable caractérisant le taux de transfert de masse de fluide d'une rainure à l'autre. Les résultats sur les structures d'écoulement précisent que :

1) Pour une géométrie donnée, la prédominance d'une structure d'écoulement par rapport à l'autre dépend du nombre de Reynolds (flux massique).
2) A faibles nombres de Reynolds (< 20), la typologie d'écoulement hélicoïdale est dominante et ce indépendamment de l'angle des chevrons.
3) Pour les forts nombres de Reynolds (> 400), deux tendances apparaissent :
    a) Une structure de type « Zigzag » dominante pour les échangeurs d'angle de chevron $\beta < 60°$
    b) Une structure de type « hélicoïdale » dominante pour les échangeurs d'angle de chevron $\beta > 60°$

Ces tendances, en relation directe avec le nombre de Reynolds, sont en concordance avec les corrélations établies pour le coefficient de friction. Ces résultats complètent ceux de la littérature en précisant clairement que les typologies d'écoulement dans les PHE ne dépendent pas que de l'angle de chevron, mais d'une combinaison entre l'angle de chevron et du flux massique. Sur une grande plage de variation du nombre de Reynolds, et pour les caractéristiques géométriques de notre échangeur, on notera la limite angulaire de chevron de $\beta = 60$ ° sur un changement de comportement hydraulique des PHE.

La dernière partie de l'étude sur les écoulements monophasiques au sein des PHE a consisté à développer un modèle général de pertes de charge ne s'appuyant que sur les caractéristiques géométrique et fluidique de l'échangeur. L'originalité de notre approche a été de décrire la géométrie d'écoulement complexe et tridimensionnelle à partir d'une superposition d'écoulements simples dans des conduites en interaction. Sur cette approche, la longueur caractéristique de l'écoulement dans le nombre de Reynolds a été redéfinie. L'utilisation du modèle général est applicable pour les échangeurs à plaques présentant des corrugations d'angles variant entre 30 et 60 ° et pour des nombres de Reynolds compris entre 1 et 2000. La simplicité de l'expression établie met clairement en évidence les paramètres géométriques qui influent sur la caractéristique hydraulique de l'échangeur, et représente, en conséquence, un outil de dimensionnement hydraulique des échangeurs à plaques.

Perspectives

Il serait intéressant de poursuivre les travaux de simulations conduits sur l'hydraulique aux transferts thermiques pour les divers angles de chevron. La constitution d'une base de données thermo-hydrauliques permettrait d'étendre la méthode entreprise sur le développement du modèle généralisé aux caractéristiques thermiques de l'échangeur. Associée à une étude paramétrique thermo-hydraulique de l'effet de l'espacement entre plaques et de l'effet du pas de corrugation sur les caractéristiques du PHE, cette étude permettra de relier les transferts thermiques aux pertes de pression et d'élaborer une loi générale de transferts thermo-hydrauliques. Cette étape est essentielle pour constituer ainsi un outil complet d'optimisation et de dimensionnement des échangeurs à plaques.

Un travail plus spécifique pourrait être entrepris pour appréhender et améliorer la distribution du fluide dans les zones d'entrée et sortie de l'échangeur. Si la non-homogénéité de la distribution du fluide dans les zones d'entrée et sortie est clairement mise en évidence, avec un impact visible sur la distribution de température le long de l'échangeur, l'impact global sur la performance thermique de l'échangeur reste à clairement quantifier.

Références Bibliographiques

Asano Hitoshi, Takenaka Nobuyuki, and Fujii Terushige, “Flow characteristics of gas-liquid two-phase flow in plate heat exchanger: (Visualization and void fraction measurement by neutron radiography),” *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28(2-3), pp. 223-230, (2004).

Bassiouny M. K. and Martin H., “Flow distribution and pressure drop in plate heat exchangers--I U-type arrangement,” *Chemical Engineering Science*, 39(4), pp. 693-700, (1984).

Bond M.P., “plate heat exchangers for effective heat transfer,” *chemical engineering*, 367, pp. 162-166, (1981).

Dovic D., Palm B., and Savaic S., “Generalized correlations for predicting heat transfer and pressure drop in plate heat exchanger channels of arbitrary geometry,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, pp. 4553-4563, (2009).

Fernández-Seara José, Uhía Francisco J., Sieres Jaime, and Campo Antonio, “A general review of the Wilson plot method and its modifications to determine convection coefficients in heat exchange devices,” *Applied Thermal Engineering*, 27(17-18), pp. 2745-2757, (2007).

Focke W. W. and Knibbe P. G., “Flow visualization in parallel-plate ducts with corrugated walls,” *J. Fluid Mech.*, 165, pp. 73-77, (1986).

Focke W.W., Zachariades J., and Olivier I., “The effect of the corrugation inclination angle on the thermohydraulic performance of plate heat exchangers,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28(8), pp. 1469-1479, (1985).

Freund S. and Kabelac S., “Investigation of local heat transfer coefficients in plate heat exchangers with temperature oscillation IR thermography and CFD,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53, pp. 3764–3781, (2010).

Gaiser G. and Kottke V., “Effects of corrugation parameters on local and integral heat transfer in plate heat exchangers and regenerators,” *Proc. of 9th Int. Heat Transfer Conference*, vol. 5, pp. 85-90, (1990).

Gherasim Iulian, Galanis Nicolas, and Nguyen Cong Tam, “Heat transfer and fluid flow in a plate heat exchanger. Part II: Assessment of laminar and two-equation turbulent models,” *International Journal of Thermal Sciences*, 50(8), pp. 1499-1511, (2011).

Heavner R. L., Kumar H., and Wannniarachchi A.S., “Performance of an industrial plate heat exchanger: effect of chevron angle,” *AICHE Symp. ser*, 89(295), pp. 262-267, (1993).

Jokar Amir, Eckels Steven J., Honsi Mohammad H., and Gielda Thomas P., “Condensation Heat Transfer and Pressure Drop of Brazed Plate Heat Exchangers Using Refrigerant R-134a,” *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 11(2), pp. 161-182, (2004).

Kanaris A. G., Mouza A. A., and Paras S. V., “Flow and Heat Transfer Prediction in a Corrugated Plate Heat Exchanger using a CFD Code,” *Chem. Eng. Technol.*, 29(8), pp. 923-

930, (2006).

Khan T. S., Khan M. S., Chyu M. C., and Ayub Z. H., "Experimental investigation of single phase convective heat transfer coefficient," *Applied Thermal Engineering*, 30, pp. 1058–1065, (2010).

Kukulka David. J. and DeStefano A., "Flow Distribution Effects on the Thermal Efficiency of a Brazed Plate Heat Exchanger," State University of New York College at Buffalo, USA, (2008).

Kumar H., "The plate heat exchanger: construction and design," *Proc. of First UK National Conference on Heat Transfer, Institute of Chem. Eng*, vol. 2, pp. 1275-1288, (1984).

Liu Fung-Bao and Tsai Ying-Chi, "An experimental and numerical investigation of fluid flow in a cross-corrugated channel," *Heat and Mass Transfer*, 46(5), pp. 585-593, (2010).

Lozano A., Barreras F., Fueyo N., and Santodomingo S., "The flow in an oil/water plate heat exchanger for the automotive industry," *Applied Thermal Engineering*, 28(10), pp. 1109-1117, (2008).

Martin Holger, "A theoretical approach to predict the performance of chevron-type plate heat exchangers," *Chemical Engineering and Processing*, 35(4), pp. 301-310, (1996).

Muley A. and Manglik R. M., "Experimental Study of Turbulent Flow Heat Transfer and Pressure Drop in a Plate Heat Exchanger With Chevron Plates," *Journal of Heat Transfer*, 121(1), pp. 110-117, (1999).

Okada k., Ono, M., Tomimura, T., Okuma, T., Konno, H. and Ohtani, S., "Design and heat transfer characteristics of new plate heat exchanger," *Heat Transfer (in japanese)*, 1, pp. 90-95, (1972).

Price A.F. and Fattah A.-F.M.-A., "Hydrodynamic characteristics of a plate heat exchanger channel," *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 56, pp. 217-228, (1978).

Rao Prabhakara B., Sunden B., and Das Sarit K., "An experimental investigation of the port flow maldistribution in small and large plate package heat exchangers," *Applied Thermal Engineering*, 26(16), pp. 1919-1926, (2006).

Rao Prabhakara B., Sunden B., and Das Sarit K., "Thermal analysis of plate condensers in presence of flow maldistribution," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(25-26), pp. 4966-4977, (2006).

Rao Prabhakara B., Kumar Krishna P., and Das Sarit K., "Effect of flow distribution to the channels on the thermal performance of a plate heat exchanger," *Chemical Engineering and Processing*, 41(1), pp. 49-58, (2002).

Shah R. K. and Focke W. W., *Plate heat exchangers and their design theory, Heat Transfer Equipment Design*. Washington, DC: Hemisphere, pp. 227-254, (1988).

Shah R.K., "Laminar flow friction and forced convection heat transfer in ducts of arbitrary geometry," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18, pp. 849–862, (1975).

Sunden B., “Enhancement of Convective Heat Transfer in Rib-roughened Rectangular Ducts,” *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 6, pp. 89-103, (1999).

Thonon B., Solecki J.C., Feidt M., and Blane P., “Champ de vitesse dans des canaux bidimensionnels corrugués: Mesure par une methode Thermographique,” *Revue Generale de Thermique*, pp. 172-176, (1993).

Thonon B., Vidil R., and Marvillet C., “Recent Research and Developments In Plate Heat-exchangers,” *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 2(1-2), pp. 149-155, (1995).

Thonon B. and Mercier P., “Les échangeurs à plaques: dix ans de recherche au GREThe : Partie 2. Dimensionnement et mauvaise distributionPlate heat exchangers: ten years of research at GREThe : Part 2. Sizing and flow maldistribution,” *Revue Générale de Thermique*, 35(416), pp. 561-568, (1996).

Tsai Ying-Chi, Liu Fung-Bao, and Shen Po-Tsun, “Investigations of the pressure drop and flow distribution in a chevron-type plate heat exchanger,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 36(6), pp. 574-578, (2009).

Wang L., Sundén B., and Manglik R.M., *PLATE HEAT EXCHANGERS : Design, Applications and Performance*.: WIT Press, (2007).

Zhang Guan-min, Tian Mao-cheng, and Zhou Shou-jun, “Simulation and analysis of flow pattern in cross-corrugated plate heat exchangers,” *Jounal of Hydrodynamics*, 18, pp. 547-551, (2006).

Partie 2 : Etude de la condensation convective dans l'échangeur EXEL7-3

Nomenclature de la Partie 2

Bo	Nombre d'ébullition : $Bo = \frac{q}{G.Lv}$	(-)
C	Capacité calorifique du fluide	$j.kg^{-1}.K^{-1}$
Ca	Nombre capillaire, $Ca = \frac{G.\mu_l}{\rho_l.\sigma}$	(-)
Co	Nombre de convection : $Co = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right).\left(\frac{1-x_m}{x_m}\right)^{0,8}$	(-)
F	Facteur de correction (Mancin *et al.* (2012))	(-)
F(z)	Rapport des écarts de températures (Webb (1998))	(-)
Fr	Nombre de Froude : $Fr = \frac{G^2}{\rho.g.D_h}$	(-)
G_{e1}, G_{e2}	Constantes du nombre de Nusselt (Han *et al.* (2003))	(-)
G_{e3}, G_{e4}	Constantes du coefficient de friction (Han *et al.* (2003))	(-)
h	Enthalpie du fluide ou coefficient d'échange de chaleur	$j.kg^{-1}$ ou $W.m^{-2}.K^{-1}$
Lv	Chaleur latente de changement de phase	$j.kg^{-1}$
NUT	Nombre d'unité de transfert : $NUT = \frac{U.A_{tr}}{C_{min}}$	(-)
Re	Nombre de Reynolds	(-)
V	Vitesse du fluide	$m.s^{-1}$
x	Titre massique de la vapeur	(-)
Δx	Variation du titre massique de la vapeur	(-)

Indices et exposants

cond, desur	Relatif à la zone de condensation et de désurchauffe
de	Relatif à la décélération
diph	Relatif à l'écoulement diphasique
e	Relatif à l'entrée
eau	Relatif à l'eau
eq	Relatif à l'équivalent
ext	Relatif à l'écoulement dans un canal externe du BPHE
f	Relatif à la friction
g	Relatif à la gravité
glis	Relatif au glissement de la température de saturation
i	Relatif aux phases, choix entre l et v
int	Relatif à l'écoulement dans un canal interne du BPHE
l	Relatif à la phase liquide
m	Relatif à la valeur moyenne
min	Relatif au minimum
mono	Relatif au monophasique

n	Exposant dans la corrélation de (Meziani, et al., 2004)
p	Relatif à la paroi
r	Relatif au réfrigérant
red	Relatif à la pression réduite
s	Relatif à la sortie
sat	Relatif à la saturation
sr	Relatif au sous-refroidissement
sup	Relatif à la vitesse apparente
sur	Relatif à la surchauffe
tp	Relatif à l'écoulement diphasique « two-phase »
v	Relatif à la phase vapeur

Introduction

Initialement utilisés pour les transferts de chaleur entre écoulements liquide, les échangeurs à plaques brasées sont aujourd'hui largement utilisés dans les systèmes de refroidissement industriels, de climatisation ou de chauffage des locaux, impliquant des transferts de chaleur avec changement de phase (ébullition, condensation). Le transfert technologique des écoulements monophasiques vers les écoulements avec changement de phase a cependant impliqué assez peu de modification dans la géométrie des plaques rainurées (forme des rainures, dimensions, etc.). Pourtant, les gains d'efficacité d'une pompe à chaleur (PAC) relatifs aux transferts de chaleur des évaporateurs et condenseurs peuvent être significatifs, et ce d'autant plus que l'écart des températures entre les sources chaudes et froides est important. Pour ce type d'application, le transfert de chaleur du côté du fluide frigorigène, bien qu'utilisant la chaleur latente de vaporisation, est la plupart du temps le transfert de chaleur limitant. Ainsi, l'optimisation des échangeurs à plaques en mode « changement de phase » présente un potentiel significatif d'amélioration des performances des machines thermodynamiques, et en conséquence, participe à une réduction des consommations énergétiques pour un besoin identifié.

Pour l'application des pompes à chaleur ou machines frigorifiques, en fonctionnement réversibles ou non, les échangeurs à plaques peuvent être utilisés en différents modes de transferts de chaleur :

1) Mode condensation convective : la vapeur surchauffée entre dans l'échangeur par l'entrée supérieure. L'écoulement est alors descendant, la vapeur se condense en cédant ses calories au fluide secondaire, puis le condensat formé sort à l'état de liquide en général sous-refroidi.
2) Mode ébullition convective : le liquide ou un fluide diphasique (en général avec un faible titre de vapeur, de l'ordre de 0,2) entre dans l'échangeur par l'entrée inférieure. L'écoulement est ascendant. Le liquide se vaporise à partir des calories cédées par le fluide secondaire, puis la vapeur à l'état de surchauffe ou non, sort par l'embout supérieur de l'échangeur.

Ces deux modes de fonctionnement impliquent trois zones du fluide à l'intérieur de l'échangeur : monophasique vapeur, monophasique liquide et diphasique liquide-vapeur.

Le travail qui a été entrepris dans cette partie est un compromis entre des analyses « globales » et « locales ». L'échangeur qui a été choisi comme base d'étude est l'échangeur EXEL7, composé de deux canaux (3 plaques brasées) : un canal pour le fluide chaud (condensation) et un canal pour le fluide froid (eau de refroidissement). C'est le même échangeur qui a été étudiée dans la Partie I de ce manuscrit. Cette configuration d'échangeur, qui conserve la contrainte tridimensionnelle du canal, rend les faces des deux canaux accessibles à une instrumentation spécifique et nécessaire pour l'analyse des phénomènes physiques. La contrepartie de cette configuration, c'est la faible tolérance mécanique de cet échangeur à la contrainte en pression générée par le fluide diphasique circulant. D'où la question qui se pose concernant la sélection d'un fluide frigorigène, présentant des similitudes de comportements au fluide frigorigène (R410A) dans les conditions d'utilisations visées, mais possédant des niveaux de pression de travail plus bas. Nous allons répondre à cette problématique dans cette partie.

L'étude expérimentale préliminaire a été menée sur des écoulements monophasiques afin de s'assurer que les compromis choisis ne sont pas rédhibitoires. Dans cette partie, nous présentons les travaux relatifs à la condensation dans les échangeurs à plaques de type EXEL7 :

- Etude bibliographique de la condensation convective dans les échangeurs à plaques brasées, en détaillant les différentes approches utilisées pour la caractérisation et l'investigation des transferts thermo-hydrauliques (chapitre 5).

- Méthode de sélection du fluide de substitution au R410A afin de travailler expérimentalement à des niveaux de pression de l'ordre de l'atmosphère, tout en assurant une similitude de comportement satisfaisante. Cette méthode consiste en une comparaison des propriétés thermo-physiques et des nombres adimensionnels pour identifier les forces dominantes sur l'écoulement (chapitre 6).

- Conception et réalisation d'un dispositif expérimental spécifique pour étudier le phénomène de condensation. Ce dispositif permet un contrôle précis des conditions aux limites (pression, température, débit, flux de chaleur, …) de l'échangeur, et dont les matériaux et composants sont compatibles avec le fluide de travail. Mise au point de la métrologie basée sur des mesures de températures par rayonnement infrarouge et utilisant une méthode d'inversion des mesures. Cette méthode doit nous permettre de remonter aux échanges thermiques locaux (chapitre 6).

- Résultats expérimentaux menant à une analyse globale de l'échangeur, et à une analyse locale à partir d'une métrologie infrarouge associée à une méthode d'identification spécifique. La condensation de la vapeur saturée est étudiée sous l'influence de la densité de flux de chaleur et du flux massique (chapitre 7). Autrement l'effet de la désurchauffe de la vapeur sur le comportement thermo-hydraulique de l'échangeur est identifié (chapitre 8).

Chapitre 5 : étude bibliographique

Sommaire

5.1. Structure d'écoulement 107

5.2. Transferts thermo-hydrauliques 111

5.2.1. Procédure de détermination des caractéristiques thermo-hydrauliques 112

A. Coefficient d'échange thermique en condensation 112

B. Coefficient de friction 113

5.2.2. Etude de la condensation par variation de plage de titre vapeur 114

5.2.3. Etude de la condensation complète 119

A. Etude quasi-locale du phénomène de condensation 120

B. Influence du flux massique, de la désurchauffe vapeur et de la nature du fluide 122

C. Influence de la désurchauffe de la vapeur 125

D. Influence de l'écart de température ($T_{sat} - T_{paroi}$) et du flux massique 127

E. Comparaison des corrélations de la littérature 131

5.3. Synthèse 132

Introduction

On trouve dans la littérature diverses voies d'optimisation des échangeurs à plaques pour le changement de phase. Les principales études sur ce thème concernent l'amélioration de la distribution du fluide entre les divers canaux qui constituent l'échangeur à plaques, et principalement pour le mode évaporateur. Cependant, les études qui concernent l'amélioration de la distribution du fluide au sein d'un canal ou l'intensification des échanges locaux par une modification des structures d'écoulements liées à la géométrie des ondulations restent des voies d'optimisation intéressantes. Ces voies d'optimisation des échangeurs-condenseurs sont régies par diverses difficultés, en rapport avec les contraintes de formes liées au processus de fabrication, à la problématique d'encrassement des canaux, et à la complexité des structures d'écoulement dans ce type d'échangeurs de géométrie de canaux tridimensionnel.

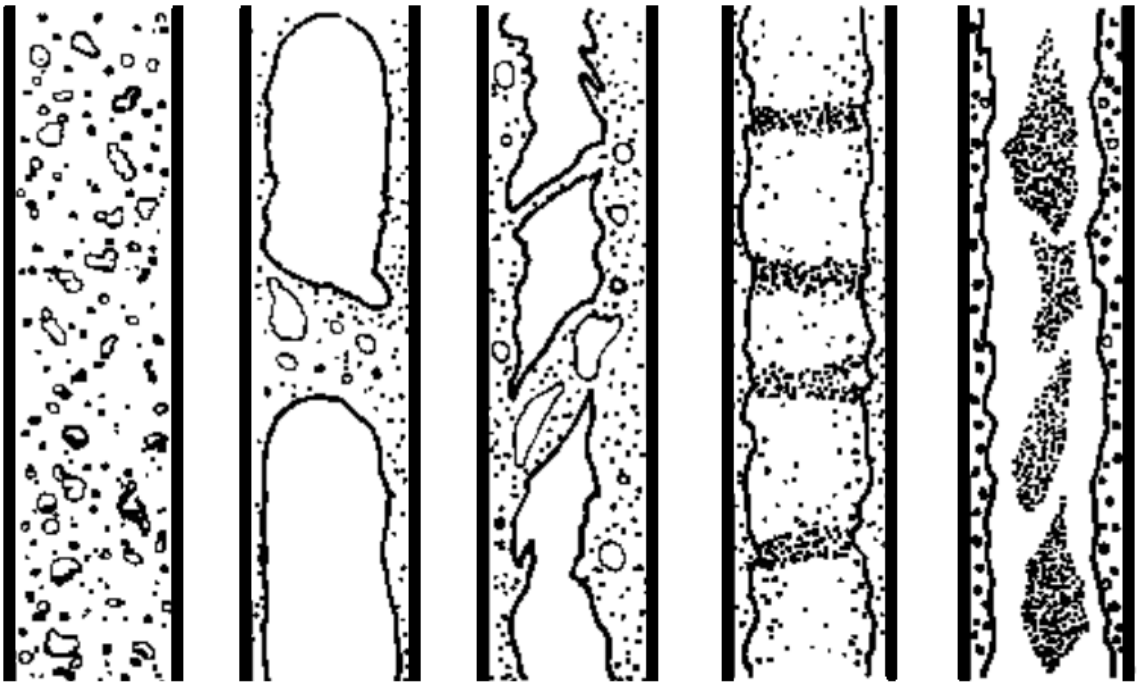
En conséquence, l'optimisation ne peut se faire qu'à partir d'une meilleure connaissance des mécanismes de transfert thermo-hydraulique avec changement de phase au sein de l'échangeur. Dans ce chapitre nous passons en revue les études de la littérature portant plus spécifiquement sur le phénomène de condensation dans les échangeurs à plaques, avec l'objectif d'en faire ressortir les éléments relatifs aux structures d'écoulement, aux transferts thermo-hydrauliques, et aux paramètres pour lesquels ils présentent une certaine sensibilité.

5.1. Structure d'écoulement

Avant d'aborder les travaux sur les structures d'écoulements dans les échangeurs à plaques, nous débutons par un rappel des différentes structures d'écoulement identifiées dans les tubes verticaux pour un écoulement adiabatique air-eau. L'étude des types d'écoulement identifiables avec l'écoulement adiabatique air-eau est applicable aux écoulements avec changement de phase mais avec des transitions différentes entre les structures d'écoulements, dépendantes de la nature du fluide utilisé.

La **Figure 5.1** montre les différents régimes identifiés pour un écoulement ascendant dans un tube vertical :

a) Ecoulement à bulles : le gaz (ou la vapeur) est distribué sous forme de bulles discrètes dans un écoulement de liquide. Les tailles des bulles varient en fonction du fluide et de la quantité de gaz présente (caractérisé par le titre de vapeur). Ce type d'écoulement survient généralement au début de la zone d'ébullition ou à la fin de la zone de condensation (à faible titre massique)
b) Ecoulement à bouchons : avec l'augmentation du volume de la phase gazeuse (taux de vide), des grosses bulles se forment, avec un diamètre approximativement similaire à celui du canal, séparées par des zones liquides.
c) Ecoulement à bouchons instable : en augmentant la vitesse de l'écoulement, les grosses bulles se scindent en plusieurs bulles. La phase liquide entre dans un phénomène instable d'oscillation, régie par la compétition entre la gravité et les forces de cisaillement. C'est la phase de transition entre un écoulement à bouchons et un écoulement annulaire.
d) Ecoulement annulaire : lorsque la vitesse de la phase vapeur demeure importante et que le cisaillement liquide-vapeur est dominant par rapport à la gravité, le liquide est expulsé vers la paroi constituant alors un cœur continue en phase gazeuse dans la conduite.
e) Ecoulement annulaire avec entrainement : lorsque la vitesse de la phase vapeur augmente dans la configuration d'un écoulement annulaire, l'interaction (cisaillement) entre les phases liquide et vapeur induit une instabilité de l'interface (instabilité de Kelvin-Helmhotz) qui tend à arracher et entrainer des gouttes de liquide au sein de la phase gazeuse.

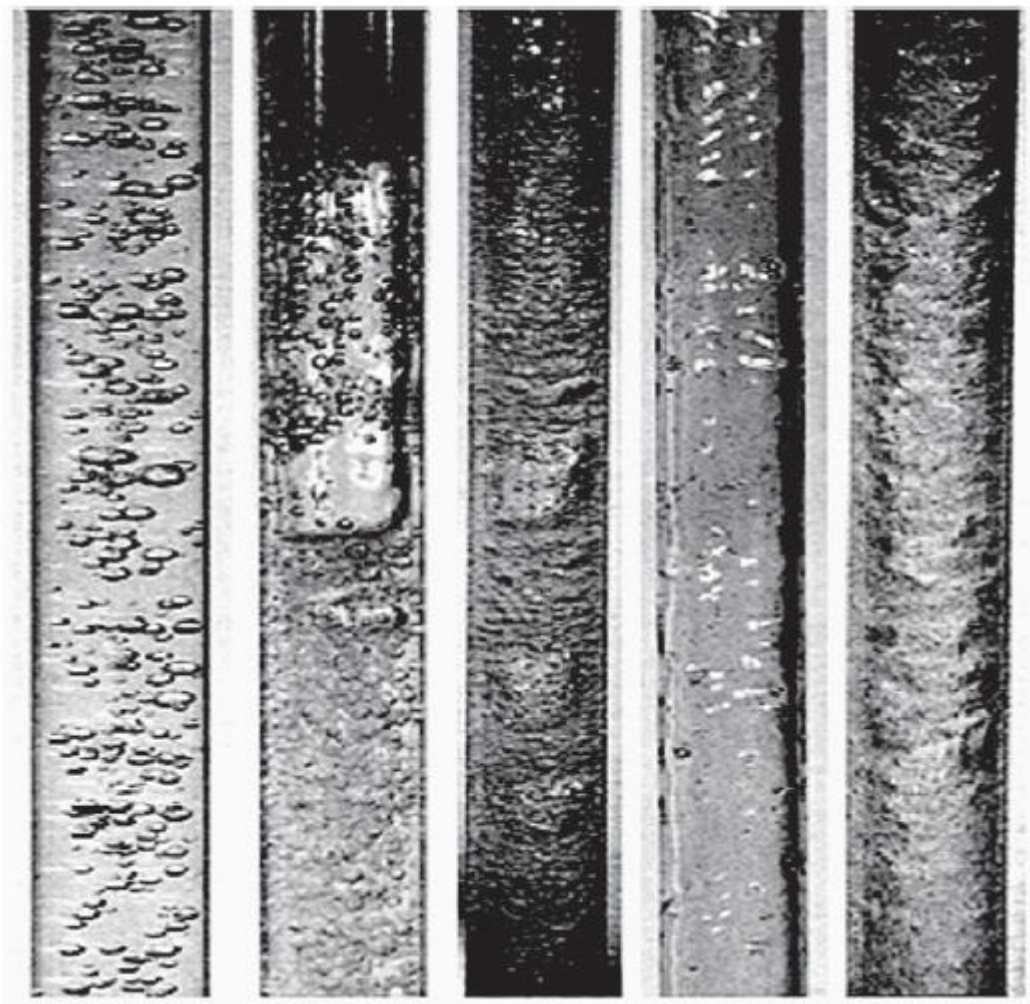


a) b) c) d) e)

Figure 5.1 Structures d'écoulement diphasique pour un écoulement adiabatique ascendant dans un tube vertical (Collier, et al., 1994) : a) écoulement à bulles –b) écoulement à bouchons –c) écoulement à bouchons instable –d) écoulement annulaire –e) écoulement annulaire avec entrainement.

Pour un écoulement descendant les mêmes structures d'écoulement peuvent être identifiées mais avec des limites de transition différentes. (Bhagwat, et al., 2011) ont retrouvé les types de structures d'écoulement {a),b) et d)}, détaillées sur la **Figure 5.1** pour un écoulement descendant adiabatique air/eau dans un tube. Les différents types de structure d'écoulement obtenus par les auteurs sont présentés dans la **Figure 5.2**. Les auteurs ont identifié un type d'écoulement spécifique à la configuration verticale descendante, correspondant à un écoulement à film tombant. Ce type d'écoulement est caractérisé par un film liquide ondulé à la paroi tombant doucement relativement à l'écoulement vapeur situé au cœur du tube. Pour ce qui concerne le phénomène de condensation dans un tube vertical avec un écoulement descendant, nous pouvons retrouver, d'une façon générale, les structures d'écoulement présentées sur la **Figure 5.1** ou la **Figure 5.2** avec un ordre inversé dans l'évolution des structures d'écoulement. Ainsi, l'écoulement commence par le type e) ou d) pour parvenir au type a) en passant ou non par c), selon les conditions limites de fonctionnement.

La détermination des structures d'écoulement lors du phénomène de changement de phase, est un procédé délicat à mettre en place, tout particulièrement pour un système compact, opaque, et de géométrie tridimensionnelle comme les échangeurs à plaques. Les rares travaux de la littérature abordent généralement ce problème en visualisant l'écoulement adiabatique d'un mélange air/eau dans un échangeur à plaques possédant une plaque transparente (ex. plexiglass). Une variation des débits d'air et d'eau est mise en œuvre pour simuler le phénomène de changement de phase (variation du titre massique) dans l'objectif de constituer une carte d'écoulement globale. La carte d'écoulement est une représentation des différents régimes d'écoulements qui peuvent avoir lieu dans une géométrie donnée pour une plage de fonctionnement donnée. Dans la littérature les principaux travaux sont ceux de (Tribbe, et al., 2001) (Vlasogiannis, et al., 2002) et (Grabenstein, et al., 2010).



a) b) c) d) e)

Figure 5.2 Structure d'écoulement pour un écoulement adiabatique air-eau descendant (Bhagwat, et al., 2011) : a) écoulement à bulles –b) écoulement à bouchons –c) écoulement mousseux –d) écoulement à film tombant –e) écoulement annulaire

Le travail de (Tribbe, et al., 2001) consiste à visualiser l'écoulement adiabatique, vertical descendant, d'un mélange air/eau dans un échangeur à plaque (b = 3mm et β = 30°/30°, 60°/60° et 30°/60°). Une carte d'écoulement a été mise en place, en fonction des vitesses apparentes des deux phases. La définition de la vitesse apparente est la suivante :

$$V_{sup,i} = \frac{\dot{m}_i}{\rho_i . b . l} \tag{5.1}$$

Où $\boldsymbol{\dot{m}_i}$ est le débit massique de la phase i (liquide ou gaz), $\boldsymbol{\rho_i}$ sa densité et $(\boldsymbol{b.l})$ la section de passage de l'échangeur reliée à sa compacité. Dans cette définition les auteurs considèrent que seule la phase « i » s'écoule dans l'échangeur. En totalité, cinq structures d'écoulements ont été identifiées : 1/ écoulement à bulles -2/ écoulement à bulles irrégulier -3/ écoulement à bouchons - 4/ écoulement à film liquide (annulaire) -5/ écoulement à film liquide partiel (annulaire avec zones non-mouillées à la paroi). La **Figure 5.3** montre une structure d'écoulement à bulles obtenue pour de faibles vitesses apparentes de la phase gazeuse (air). Selon la figure, les bulles suivent la direction des corrugations, ce qui est en accord avec la direction d'un écoulement monophasique pour un faible angle d'inclinaison. En extrapolant

ce résultat au phénomène de changement de phase, ce type d'écoulement à bulles pourrait être présent à la fin de la zone de condensation. L'écoulement de type annulaire a été identifié pour de grandes vitesses apparentes de la phase vapeur (> 10 m/s) et de faibles vitesses apparentes de la phase liquide. Les résultats sur des régimes intermédiaires montrent que les limites de transition entre les structures d'écoulement dépendent de la géométrie étudiée, et en particulier de l'angle d'inclinaison.

(Vlasogiannis, et al., 2002) ont également étudié un écoulement adiabatique air/eau (vertical descendant) dans un échangeur à plaques avec b = 2,4 mm, P_c =10 mm et β =60°. La plaque transparente, permettant la visualisation, a été fabriquée avec la technique de

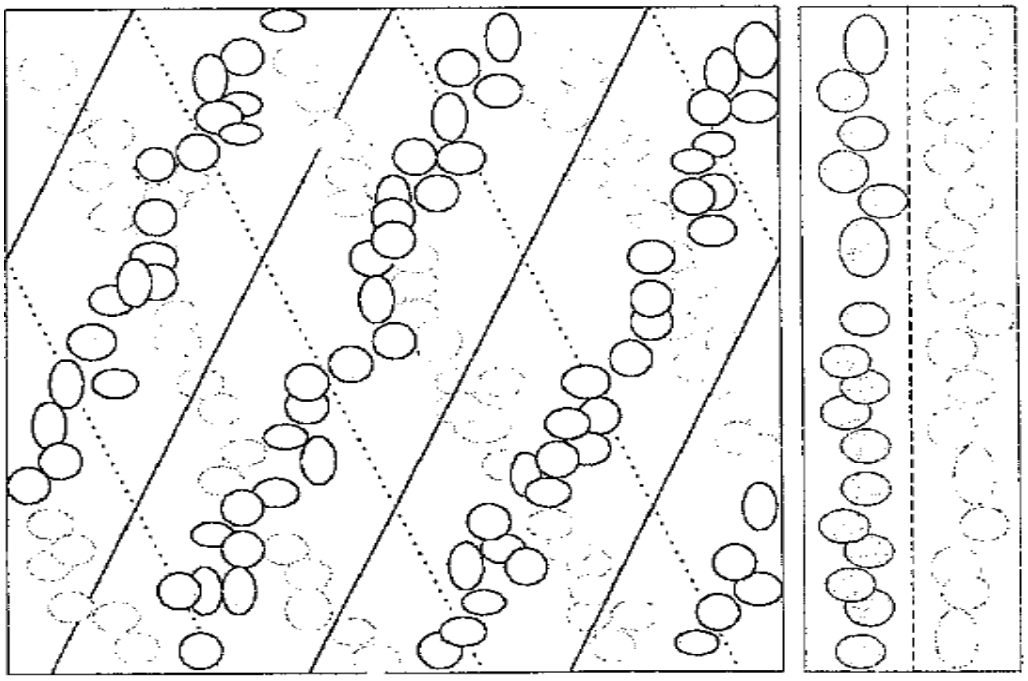


Figure 5.3 Ecoulement à bulles pour β = 30°/30°, $V_{s,g}$ < 2 m/s et $V_{s,l}$ < 0.4 m/s (Tribbe, et al., 2001)

lithogravure pour créer l'empreinte de la plaque métallique corruguée sur le plexiglas. Une carte d'écoulement a été déduite des résultats expérimentaux, en fonction des vitesses apparentes des deux phases. Cette carte, présentant cinq régimes d'écoulement, montre des limites de transitions différentes de celles établies par (Tribbe, et al., 2001).

Une carte typique des structures d'écoulement, montrée dans la **Figure 5.4**, a été établie par (Grabenstein, et al., 2010) pour un échangeur ayant les caractéristiques suivantes : β = 63°, b = 3 mm et P_c = 11,4 mm. Par comparaison avec les cartes d'écoulements obtenues par (Tribbe, et al., 2001) et par (Vlasogiannis, et al., 2002), présentées également sur la **Figure 5.4**, nous constatons des zones de recouvrement entre les différents résultats avec des limites de transition entre les régimes différentes. Ces écarts peuvent être induits par les différences de géométrie de plaque étudiée.

Ainsi, les études de visualisation ont mis en évidence l'effet de la géométrie et des conditions d'écoulements (la vitesse apparente des deux phases) sur les régimes d'écoulements dans les échangeurs à plaques. Bien qu'il soit une perspective des travaux de recherche de (Grabenstein, et al., 2010)**,** l'effet de la nature du fluide sur ces structures d'écoulement n'a pas été étudié jusqu'à présent. Une question qui se pose alors concerne la

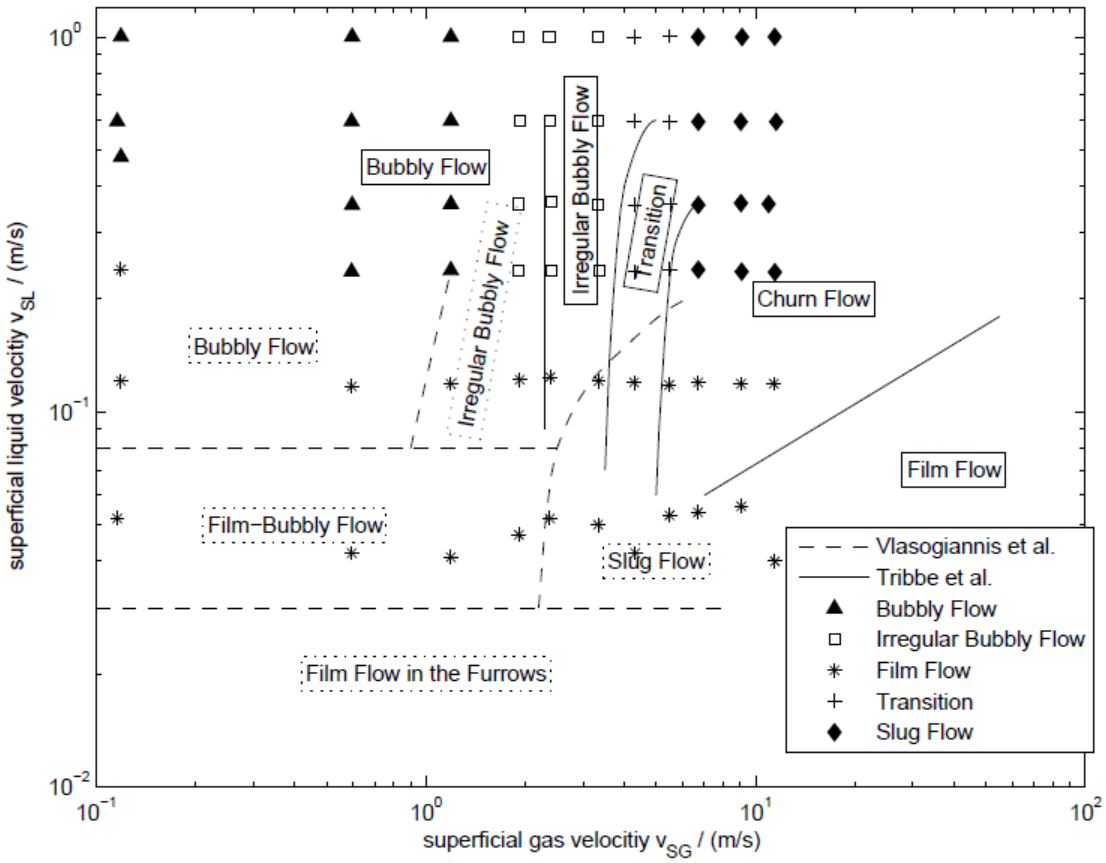


Figure 5.4 Carte des régimes d'écoulement (Grabenstein, et al., 2010)

transposition des résultats des régimes et conditions identifiés pour l'écoulement adiabatique air/eau aux écoulements avec changement de phase de fluides frigorigènes. Les structures d'écoulements diphasiques en position verticale sont particulièrement sensibles, entre autres, au rapport de densité entre le liquide et la vapeur, ainsi qu'à la tension de surface du fluide. Or, à titre d'exemple de comparaison entre le fluide R-410 avec le mélange eau/air, le rapport de densité et la tension de surface sont respectivement de 10 et de 0,003 $N.m^{-1}$ pour le R-410 à 40°C, et de 800 et 0,07 $N.m^{-1}$ pour le mélange eau/air à 20°C. Etant donné les écarts significatifs, cette question légitime reste en suspens.

Ainsi, en ce qui concerne les écoulements avec changement de phase, nous constatons d'une part qu'il reste des pistes d'investigation pour la détermination des structures et régimes d'écoulements dans les échangeurs à plaques afin de valider (ou non) les cartes d'écoulements obtenues en conditions adiabatiques. D'autre part, l'influence des paramètres géométriques sur les structures d'écoulement en diphasique reste à l'heure actuelle un domaine peu exploité.

5.2. Transferts thermo-hydrauliques

En rappel, les échangeurs à plaques brasées sont des échangeurs thermiques formés d'un ensemble de plaques à surfaces ondulées empilées les unes sur les autres. Initialement utilisés pour les transferts thermiques en écoulement monophasique, cet échangeur a par la suite été transposé aux applications avec changement de phase sans réelle modification de géométrie, compte tenu de la méconnaissance des changements des comportements thermo-hydrauliques pouvant être induits.

Dans la littérature, on trouve de nombreuses études portant sur la caractérisation des performances thermo-hydrauliques des échangeurs à plaques de manière « globale ». Ces études ont permis d'établir des corrélations prédictives de coefficients d'échange global et/ou des pertes de pression, pour certaines conditions opératoires (pression, flux massiques, etc.). Spécifiques à chacun des « designs » d'échangeur à plaques (motifs, angle, épaisseur des corrugations, etc.) et pour le fluide frigorigène utilisé, ces corrélations font émerger l'importance d'un certain nombre de propriétés thermo-physiques du fluide (conductivité thermique, capacité massique thermique, etc.).

Après avoir explicité les procédures les plus usuellement utilisées dans la littérature pour la détermination des caractéristiques thermo-hydrauliques des échangeurs à plaques, à savoir les coefficients d'échanges et de friction, nous présentons, dans le paragraphe 5.2, les différentes approches conduites sur ce type d'échangeurs afin de dégager des éléments de compréhension. Parmi ces approches, on peut noter :

1) les études de condensation par variation de plage de titre vapeur dans l'échangeur : le phénomène de condensation est étudié en pré-conditionnant le titre vapeur en entrée de la section de mesure et une densité de flux de chaleur transférée, ceci afin de travailler sur une variation de titre déterminée. La variation du titre vapeur entre l'entrée et la sortie de l'échangeur est généralement égale à 0,1 ou 0,2. Pour ces conditions, un pré-condenseur est utilisé.
2) Les études de condensation complète : le titre vapeur varie de 1 à 0 entre l'entrée et la sortie de l'échangeur test. Ces études débouchent la plupart du temps sur des corrélations prédictives.

Dans ces deux types d'étude, le flux massique, la température de saturation, la densité de flux de chaleur et la surchauffe vapeur en entrée de l'échangeur sont les principaux paramètres étudiés concernant leur influence sur les caractéristiques thermo-hydrauliques du condenseur. Les études, mettant en œuvre des métrologies spécifiques dans l'objectif de caractériser la variation du titre de vapeur le long de l'échangeur, sont plus rares.

5.2.1. Procédure de détermination des caractéristiques thermo-hydrauliques

Les trois paramètres essentiels constituant le cœur du travail de recherche dans le domaine de la condensation au sein des échangeurs à plaques, sont le coefficient d'échange du réfrigérant, les pertes de pression par friction et le titre massique. Le taux de vide est un paramètre très important mais très difficilement accessible, en particulier dans une géométrie compacte et complexe comme les PHE. Le titre massique et le taux de vide sont des caractéristiques particulièrement difficiles à déterminer sans l'utilisation de métrologies spécifiques.

A. Coefficient d'échange thermique en condensation

Pour déterminer le coefficient d'échange lors de la condensation du réfrigérant, les travaux de la littérature utilisent généralement la procédure suivante :

a) Mesure du débit circulant d'eau et du débit du réfrigérant.
b) Mesure des températures entrées/sorties de l'échangeur.
c) Mesure des pertes de pression totales entrée/sortie du condenseur avec un capteur de pression différentielle
d) Etablissement des bilans d'énergies au niveau de l'échangeur, pour l'eau et le fluide réfrigérant. Ces bilans permettent de quantifier les pertes thermiques et, dans certains cas, de calculer le débit de réfrigérant s'il n'est pas mesuré. Le bilan s'écrit :

$$\dot{Q} = \dot{m}_{eau}.c_p.\left(T_{eau,s} - T_{eau,e}\right) = \dot{m}_r.\Delta x.\left(h\left(T_{r,e}, P_{sat,e}\right) - h\left(T_{r,s}, P_{sat,s}\right)\right) \quad (5.2)$$

Où Δx est la variation du titre dans l'échangeur, égale à 1 pour une condensation complète. $h\left(T_{r,e}, P_{sat,e}\right)$ et $h\left(T_{r,s}, P_{sat,s}\right)$ sont respectivement les enthalpies du fluide réfrigérant à l'entrée et la sortie de l'échangeur. Ces enthalpies sont déterminées aux pressions de saturation et aux températures de fluide mesurées ou calculées à l'entrée et à la sortie de l'échangeur.

e) Utilisation de l'expression $\dot{Q} = U.A_{tr}.\Delta T_{LM}$ pour déterminer le coefficient d'échange moyen du réfrigérant h_r, tel que le coefficient d'échange global $U = \left(\frac{1}{h_r} + \frac{1}{h_{eau}} + \frac{e}{\lambda}\right)^{-1}$. Pour remonter à h_r, il est par conséquent nécessaire de déterminer préalablement le coefficient d'échange convectif de l'écoulement d'eau, h_{eau}. ΔT_{LM} est la différence de température logarithmique moyenne en supposant un coefficient d'échange global U homogène tout au long de la surface de transfert de chaleur, A_{tr}. Si cette hypothèse est relativement bien vérifiée pour les écoulements monophasiques, qu'en est-il vraiment pour les écoulements avec changement de phase ?

B. Coefficient de friction

Pour la détermination des pertes de pression par friction, la relation générale des pertes de pression suivante est généralement appliquée :

$$\Delta P_f = \Delta P_t - \Delta P_{e\backslash s} - \Delta P_g - \Delta P_{de} \quad (5.3)$$

où ΔP_t et $\Delta P_{e\backslash s}$ sont respectivement les pertes de pression totales et relatives aux entrée/sortie de l'échangeur entre le port et la plaque. ΔP_g représente les pertes de pression par gravité selon la formulation suivante :

$$\Delta P_g = \rho_{diph}.g.L \quad (5.4)$$

où ρ_{diph} représente la masse volumique du mélange diphasique et g l'accélération de la pesanteur. ΔP_{de} représente les pertes de pression par décélération dû au changement de phase. Sans connaissance des paramètres locaux (titre et taux de vide), les auteurs supposent des écoulements, soit de type homogènes, voire parfois à phases séparées. Le choix du modèle sélectionné implique des formulations différentes pour ΔP_{de} et ρ_{diph}.
ΔP_f représente les pertes de pression par friction et conserve une formulation identique à celle d'un écoulement monophasique :

$$f_{diph} = 2.\Delta P_f.\frac{D_h}{L}.\frac{\rho_{diph}}{G^2} \quad (5.5)$$

où f_{diph} est le coefficient de friction établi pour un écoulement diphasique.

Les procédures de calculs des grandeurs thermo-hydrauliques étant décrites, la suite concerne les travaux décrivant les résultats obtenus sur la condensation convective dans les échangeurs à plaques.

5.2.2. Etude de la condensation par variation de plage de titre vapeur

(Yan, et al., 1999) ont étudié l'effet de la pression de saturation, du débit massique du réfrigérant et de la densité de flux de chaleur sur les caractéristiques la condensation convective du fluide R-134a dans un échangeur à plaques brasées ayant les caractéristiques suivantes : L = 450 mm, l = 120 mm, b = 3,3 mm, P_c = 10 mm et β = 60°. L'échangeur est formé de deux canaux, un pour le réfrigérant et l'autre pour l'eau. Les auteurs ont établi en premier lieu une corrélation du transfert thermique de l'écoulement d'eau en utilisant la méthode « Wilson Plot Techniquel » (Fernández-Seara, et al., 2007). Le phénomène de condensation a été étudié par pas de 0,1 de la variation du titre vapeur dans l'échangeur. Cette procédure permet aux auteurs de déterminer le coefficient d'échange et les pertes de pression par friction d'une manière quasi-locale en utilisant le modèle homogène pour déterminer les pertes de pression statique et par décélération.

La **Figure 5.5** montre la variation du coefficient d'échange « local » en fonction du flux massique G et du titre massique moyen x_m pour une pression de fonctionnement et une densité de flux constante. x_m est calculé à partir du titre à l'entrée (bilan d'énergie sur le pré-condenseur) et de la variation de titre dans l'échangeur de test (bilan d'énergie sur ce dernier).

Les résultats montrent, d'une part, que le coefficient d'échange et les pertes de pression augmentent avec le flux massique (G varie de 60 à 120 kg.m^{-2}.s^{-1}) avec une augmentation plus significative pour les pertes de pression. Pour les flux massiques les plus importants, une analyse plus fine des profils semble indiquer un changement de comportement thermo-hydraulique autour d'un titre vapeur moyen compris entre 0,4 et 0,5 : Pour x_m > 0,4, la variation des coefficients d'échanges augmentent de manière plus significative avec x_m, alors que la variation des pertes de pression tend à s'infléchir avec x_m. On note, d'autre part, que l'augmentation de la densité de flux de chaleur moyenne (10 à 16 kW.m^{-2}) induit une légère augmentation du coefficient d'échange accompagnée par une augmentation plus importante

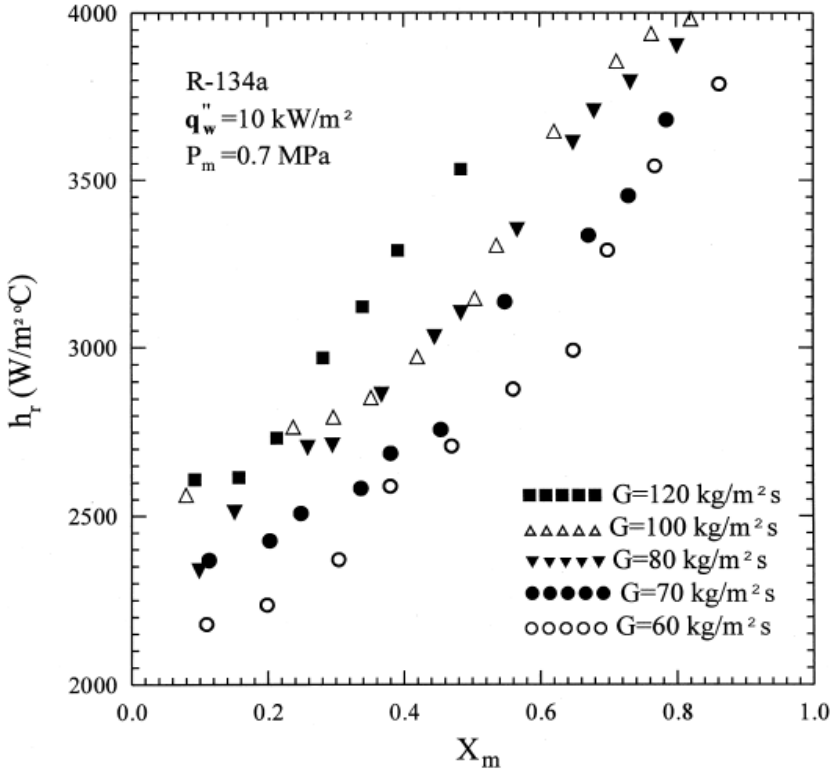


Figure 5.5 Variation du coefficient d'échange local en fonction du titre moyen de vapeur pour différents flux massiques (Yan, et al., 1999)

des pertes de pression. L'influence de la pression, dans une plage de fonctionnement compris entre 7 et 9 bars, est notable sur le transfert thermique, avec une dégradation du coefficient d'échange lorsque la pression augmente, alors qu'elle n'affecte pas les pertes de pression. Déduit de la campagne expérimentale, (Yan, et al., 1999) proposent la corrélation suivante pour le transfert thermique :

$$Nu = \frac{h_r . D_h}{\lambda_l} = 4{,}118 . Re_{eq}^{0,4} . Pr_l^{\frac{1}{3}} \tag{5.6}$$

où *Nu* représente le nombre de Nusselt, h_r, le coefficient d'échange du réfrigérant, $D_h = 2.b$, le diamètre hydraulique, λ_l et Pr_l, la conductivité thermique et le nombre de Prandtl de la phase liquide. Re_{eq} représente le nombre de Reynolds équivalent de l'écoulement diphasique, défini par l'équation suivante :

$$Re_{eq} = G.\left(1 - x + x.\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,5}\right).\frac{D_h}{\mu_l} \tag{5.7}$$

Tel que *x* est le titre de la vapeur, μ_l la viscosité dynamique de la phase liquide, ρ_l et ρ_v représentent respectivement la masse volumique de la phase liquide et vapeur. On remarque que la corrélation (équation 5.6) proposée par Yan et al. (1999) est de forme similaire à celles développées pour des écoulements monophasiques.

La corrélation établie pour le coefficient de friction du mélange diphasique est la suivante :

$$\left(\frac{f_{diph}}{4}\right).Re_l^{0,4}.Bo^{-0,5}.\left(\frac{P}{P_{cr}}\right)^{-0,8} = 94{,}75.Re_{eq}^{0,0467} \tag{5.8}$$

où *P* et P_{cr} représentent respectivement la pression de fonctionnement du fluide et sa pression critique, et Bo le nombre d'ébullition défini par :

$$Bo = \frac{q}{G.Lv} \tag{5.9}$$

tel que q est la densité de flux de chaleur moyenne et Lv, la chaleur latente de changement de phase du fluide à la pression de fonctionnement. Les équations (5.6) et (5.8) prédisent les résultats expérimentaux sur les coefficients d'échanges et de pertes de pression, respectivement à ± 15% et ± 13%, pour des valeurs de Re_{eq} comprises entre 2900 et 16000.

Utilisant un échangeur de caractéristiques identiques à celles de (Yan, et al., 1999), (Kuo, et al., 2005) ont étudié l'influence du fluide de travail sur le comportement thermo-hydraulique de l'échangeur en remplaçant le R-134a par du R-410A avec des pressions de saturation comprises entre 14,4 à 19,5 bars. Dans des plages de fonctionnement similaires pour le flux massique (G = 50 à 150 kg.m^{-2}.s^{-1}) et la densité de flux (q = 10 à 20 kW.m^{-2}), les résultats montrent un meilleur comportement thermo-hydraulique du R-410A par rapport au R-134a. Pour le R-410A, les résultats indiquent, pour un titre vapeur donné, une augmentation du coefficient d'échange de chaleur avec la densité de flux de chaleur. Cette augmentation est plus significative avec la densité de flux de chaleur qu'avec le flux massique. (Kuo, et al., 2005) proposent une nouvelle corrélation pour les transferts thermiques :

$$h_{diph} = h_l.\left(0{,}25.Co^{-0{,}45}.Fr_l^{0{,}25} + 75.Bo^{0{,}75}\right) \tag{5.10}$$

où h_l est le coefficient d'échange monophasique de la phase liquide établie pour le même échangeur, tel que :

$$h_l = 0{,}2092.\left(\frac{\lambda_l}{D_h}\right).Re_l^{0{,}78}.Pr_l^{\frac{1}{3}}.\left(\frac{\mu}{\mu_p}\right)^{0{,}14} \tag{5.11}$$

L'Eq. (5.11) a été établie dans l'étude de (Hsieh, et al., 2002).

Dans l'équation **(5.10)**, Co est le nombre de convection défini par :

$$Co = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right).\left(\frac{1 - x_m}{x_m}\right)^{0{,}8} \tag{5.12}$$

Le nombre de convection Co a été introduit dans l'étude de (Shah, 1982), portant sur le phénomène d'ébullition à l'état de saturation, pour lequel le rapport des masses volumiques est pondéré d'un exposant de 0,5 et le second terme d'un exposant de 0,9. Le nombre de convection est une forme modifiée du paramètre de (Lockhart, et al., 1949) et son utilisation dans des corrélations autres que celles établies pour l'ébullition est limitée (Kandlikar, 2004). Fr_l, le nombre de Froude de la phase liquide, est défini par le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle (gravité) :

$$Fr_l = \frac{G^2}{\rho_l.g.D_h} \tag{5.13}$$

A partir des résultats expérimentaux obtenus sur les pertes de pression par friction, (Kuo, et al., 2005) ont proposé la corrélation suivante pour le coefficient de friction de l'écoulement diphasique :

$$\frac{f_{diph}}{4} = 21500.Re_{eq}^{-1{,}14}.Bo^{-0{,}085} \tag{5.14}$$

Pour la plage d'étude, les écarts moyens entre les résultats expérimentaux et les corrélations établies pour le transfert thermique (Eq. 5.10) et le coefficient de friction (Eq. 5.14) sont respectivement de ± 16 % et ± 23 %.

Toujours à partir d'une variation de titre vapeur dans l'échangeur test, (Han, et al., 2003) ont étudié l'effet de l'angle d'inclinaison des chevrons sur les performances de l'échangeur-condenseur. Le fluide de travail est le R-410A pour des pressions de fonctionnement comprises entre 14,5 et 18,9 bars. Trois géométries différentes ont été testées, avec un angle de chevron β de 45, 55 et 70°, une amplitude de l'ondulation b = 2,55, et un pas d'ondulation P_c de 4,9, 5,2 et 7 mm, respectivement. Une coupe d'une ondulation est présentée sur la **Figure 5.6**. Pour éviter certaines confusions, l'angle β, dans les commentaires et figures suivantes, a été modifié par rapport à celui indiqué dans l'article de manière à respecter la convention établie dans ce rapport, c'est-à-dire que l'angle du chevron est défini par rapport à l'axe longitudinal de l'échangeur (l'auteur a défini l'angle de chevron par rapport à l'axe transversal de l'échangeur). L'étude a été effectuée sur un échangeur à plaques formé de 5 canaux (2 pour le réfrigérant et 3 pour l'eau). La longueur de la plaque est L = 478 mm

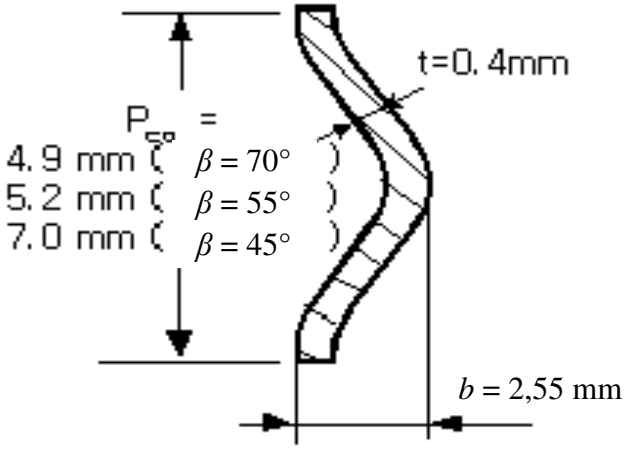


Figure 5.6 Caractéristiques géométriques des plaques des échangeurs de l'étude de (Han, et al., 2003)

(mesurée entre les embouts) et sa largeur est l = 115 mm. La densité de flux de chaleur est de l'ordre de 5 kW.m^{-2} et le flux massique varie entre 13 à 34 kg.m^{-2}.s^{-1}. La formulation du diamètre hydraulique, $D_h = \frac{2.b}{\varphi}$ avec $\varphi = 1{,}17$ à $4{,}36$, est utilisée dans les corrélations établies.

Les résultats, parmi ceux présentés sur la **Figure 5.7,** conduisent aux constats suivants :

- Le coefficient d'échange et les pertes de pression augmentent proportionnellement avec le flux massique, le titre de vapeur et l'angle de chevron, et inversement avec la température de saturation ;

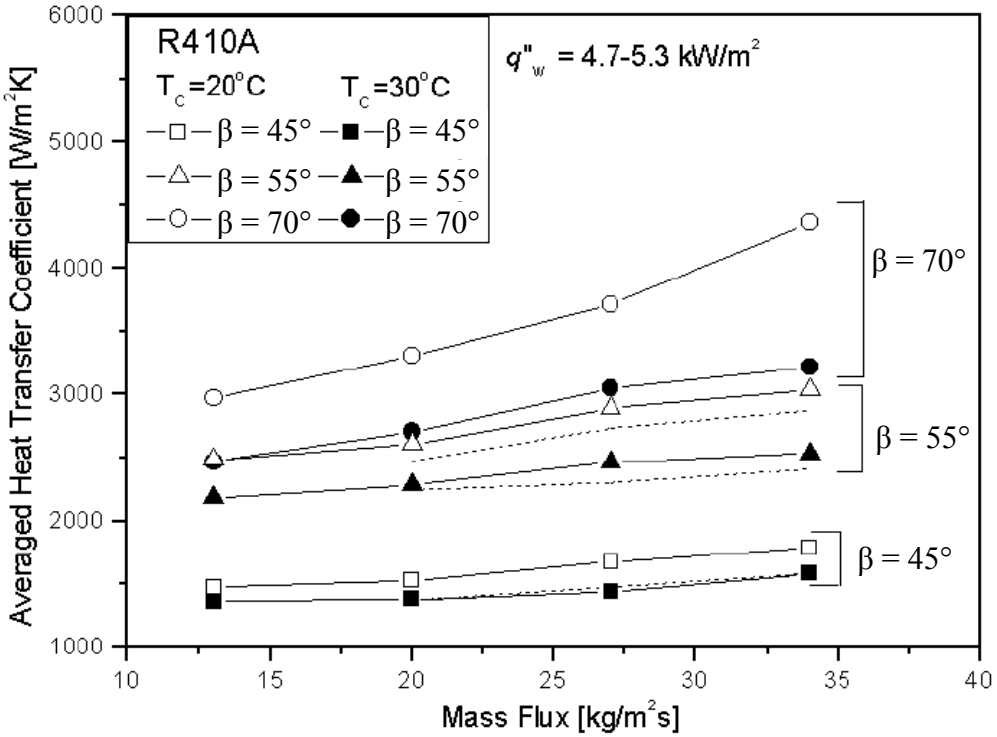


Figure 5.7 Variation du coefficient d'échange moyen en fonction du flux massique pour différents angles de chevron et différentes températures de saturation (Han, et al., 2003)

- L'influence de la température de saturation sur les transferts thermo-hydrauliques diminue avec l'angle de chevron ;
- L'effet du flux massique est plus significatif pour les forts angles d'inclinaison, en particulier pour les flux massiques $G_r > 20$ kg.m^{-2}.s^{-1}.

A partir de ces résultats, (Han, et al., 2003) proposent une corrélation unique pour le transfert thermique, intégrant les paramètres géométriques des trois échangeurs. Cette corrélation présente une forme similaire à celle de **Dittus-Boelter (1930)**, telle que :

$$Nu = \frac{h_r . D_h}{\lambda_l} = G_{e1} Re_{eq}^{G_{e2}} . Pr_l^{\frac{1}{3}} \tag{5.15}$$

où G_{e1} et G_{e2} sont des coefficients qui dépendent des paramètres géométriques de l'échangeur selon les formulations suivantes :

$$G_{e1} = 11{,}22. \left(\frac{P_c}{D_h}\right)^{-2{,}83} . \beta^{-4{,}5} \tag{5.16}$$

$$G_{e2} = 0{,}35. \left(\frac{P_c}{D_h}\right)^{0{,}23} . \beta^{1{,}48} \tag{5.17}$$

A partir des résultats sur les pertes de pression et basant leur analyse sur une approche de modèle homogène, (Han, et al., 2003) proposent la corrélation suivante pour le coefficient de friction :

$$\frac{f_{diph}}{4} = G_{e3} Re_{eq}^{G_{e4}} \tag{5.18}$$

où :

$$G_{e3} = 3521{,}1. \left(\frac{P_c}{D_h}\right)^{4{,}17} . \beta^{-7{,}75} \tag{5.19}$$

$$G_{e4} = -1{,}024. \left(\frac{P_c}{D_h}\right)^{0{,}00925} . \beta^{-1{,}3} \tag{5.20}$$

Les corrélations pour les transferts thermo-hydrauliques ont été validées pour Re_{eq} compris entre 300 et 4000, et les écarts moyens entre les mesures et les corrélations prédictives sont de ± 20% pour le nombre de Nusselt et ± 15 % pour le coefficient de friction. (Han, et al., 2003) ont comparé leurs résultats expérimentaux avec ceux prédits par la corrélation développée par (Yan, et al., 1999). La comparaison montre un bon accord (± 30%) pour les résultats obtenus pour les angles de chevron β = 70° et β = 55°. Cependant, la corrélation (Yan, et al., 1999) surestime les résultats pour β = 45°. Cela est dû au fait que la corrélation de (Yan, et al., 1999) est établie pour β = 60°.

Pour ce type d'étude de la condensation convective à variation de titre imposée entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, il faut être critique quant aux conditions aux limites des tests, en particulier concernant la densité de flux de chaleur. D'une part, travailler à variation

de titre imposée implique d'avoir une densité de flux de chaleur moyenne uniforme quelle que soit la valeur du titre vapeur, et par conséquent, une densité de flux de chaleur constante sur toute la surface du condenseur lors de la condensation complète. Qu'en est-il vraiment de la distribution de la densité de flux de chaleur le long du condenseur ? D'autre part, le pré-conditionnement du titre, et donc de la structure d'écoulement à l'entrée de l'échangeur, n'induit-il pas une modification de la distribution des phases liquide/vapeur dans l'échangeur, par rapport à une évolution « naturelle » de l'écoulement lors d'une condensation progressive et complète de la vapeur ?

5.2.3. Etude de la condensation complète

Les études les plus nombreuses sur la condensation convective dans les échangeurs à plaques traitent le phénomène avec une condensation complète de la vapeur entre l'entrée et la sortie de l'échangeur.

Du fait de la complexité de la géométrie des PHE, et dans le but de simplifier l'analyse, plusieurs auteurs ont recourt à des corrélations établies pour de la condensation convective dans les tubes ((Meziani, et al., 2004), (Shi, et al., 2010)). Les auteurs utilisent généralement la corrélation de (Shah, 1979), modifiée pour corréler leurs résultats expérimentaux. La corrélation de (Shah, 1979) a été déterminée pour la condensation des fluides dans les tubes en position verticale, horizontale et inclinée, basée sur une campagne expérimentale regroupant 474 points de mesure. Lors de cette campagne d'étude, les paramètres et conditions de mesure concernent le fluide de travail (Eau, R-11, R-12, R-22, R-113, méthanol, éthanol, benzène, toluène, trichloréthylène), les diamètres des tubes de 7 à 40 mm, les flux massiques de 10,8 à 210 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, les densités de flux de chaleur de 0,158 à 1893 $kW.m^{-2}$, les variations de titre x de 0 à 1, et les pressions réduites de 0,002 à 0,44. La corrélation prend sa forme d'une autre corrélation développée par le même auteur (Shah, 1976) pour l'ébullition convective des fluides dans des tubes sans génération des bulles à la paroi (évaporation). La corrélation pour le coefficient d'échange diphasique a la forme suivante :

$$h_{diph} = h_l.\left((1-x)^{0,8} + 3,8.x^{0,76}.\frac{(1-x)^{0,04}}{P_{red}^{0,38}}\right) \tag{5.21}$$

Où h_l est le coefficient d'échange pour un écoulement liquide dans l'échangeur, établi suivant la corrélation de **Dittus-Boelter (1930)**. P_{red} représente la pression réduite qui est égale au rapport de la pression de saturation au cours des tests à la pression critique du fluide. Selon l'auteur, il est recommandé de limiter l'utilisation de cette corrélation pour $Re_l > 350$ à cause du manque de résultats à faibles nombres de Reynolds. L'écart moyen des résultats entre la corrélation et les mesures est de ± 15,4 %.

En adaptant la corrélation de (Shah, 1979) à leurs résultats expérimentaux, (Charre, et al., 2002) et (Meziani, et al., 2004) proposent la corrélation suivante :

$$h_{diph} = h_{CIAT}.\left((1-x)^{n} + 3,8.x^{0,76}.\frac{(1-x)^{0,04}}{P_{red}^{0,38}}\right) \tag{5.22}$$

où h_{CIAT} est le coefficient d'échange de la phase liquide déterminé pour les échangeurs à plaques EXEL de l'entreprise CIAT. La valeur de la constante n n'est pas indiquée dans les articles. La validation de cette corrélation est réalisée à partir de 500 essais pour 4 réfrigérants

différents : R22, R134a, R407C et R410A. A partir de cette corrélation, l'erreur sur le coefficient d'échange global et la puissance transférée n'excède pas ± 10 %.

La grande plage de validité de la corrélation de (Shah, 1979) lui donne un caractère universel qui la rend « attrayante » pour les auteurs dans la littérature sur la condensation convective. Si, pour la validité de cette corrélation, la limite inférieure du nombre de Reynolds liquide à 350 permet de couvrir les régimes laminaire et turbulent dans les tubes, les études sur les écoulements en monophasique dans les échangeurs à plaques indiquent un changement de comportements thermo-hydraulique, similaire à celui du passage du régime laminaire à turbulent pour les tubes, pour *Re* de l'ordre de 200. Avec une limite inférieure de validité de 350, il est fort probable que la corrélation de (Shah, 1979) s'applique à la condensation dans les échangeurs à plaques pour lesquels il y a une faible influence des effets gravitaires.

A. Etude quasi-locale du phénomène de condensation

(Djordjevic, et al., 2008) ont instrumenté un échangeur à plaques avec de nombreux thermocouples afin de remonter aux grandeurs locales, dont en particulier le titre massique, lors du phénomène de condensation du R-134a (6,9-7,5 bars). L'échangeur à plaques et joints est formé de 4 canaux pour le réfrigérant et de 5 canaux pour le fluide secondaire (mélange eau + éthylène-glycol), avec les caractéristiques suivantes : L = 872 mm, l = 486 mm, b =3,2 mm, P_c = 12 mm et β = 63,26 °. Sept couples de thermocouples sont positionnés et brasés sur l'axe central de l'échangeur (au niveau du plan de symétrie des chevrons), avec un point de mesure sur la plaque séparant le fluide réfrigérant et le fluide secondaire, et un point de mesure dans le fluide secondaire. 2 autres couples de thermocouples sont positionnés sur les côtés de l'échangeur afin de contrôler l'homogénéité de la distribution de température. Ainsi la plaque thermique est décomposée en sept zones pour lesquelles il est réalisé des bilans d'énergies afin de remonter au titre moyen par zone et à la température du fluide frigorifique. Les expériences ont été conduites avec une surchauffe de la vapeur de 25 K à l'entrée de l'échangeur et un sous-refroidissement liquide de 4 K en sortie.

Un exemple de profils de températures obtenus dans l'étude, sans spécification des conditions aux limites (flux massique et densité de flux de chaleur) par les auteurs, est présenté sur la **Figure 5.8**. A partir de cette figure, il semble qu'environ 20 % de la surface de la plaque soit utilisé pour la désurchauffe de 25k de la vapeur. Un calcul du rapport de la chaleur sensible (désurchauffe) à la chaleur latente de condensation donne 14% pour une pression de saturation 7,1 bars, correspondant à la température de saturation relevée sur la **Figure 5.8**. Ainsi, la désurchauffe occupe une surface (en %) plus importante que le pourcentage de chaleur qu'elle transfère. Le profil quasi linéaire de la température du fluide secondaire suggère une densité de flux constante le long de l'échangeur. Dans le bilan d'énergie par zone, les auteurs décomposent la puissance thermique absorbée par l'eau en deux termes : le premier terme représente la puissance thermique reliée au phénomène de condensation et le deuxième terme correspond à celle due à la désurchauffe de la vapeur. La procédure de calcul commence par une désurchauffe de la vapeur, pour ensuite débuter le phénomène de condensation. La façon d'estimer la puissance thermique évacuée par la désurchauffe n'est pas clairement explicitée dans l'article.

Basé sur cette instrumentation, les auteurs ont étudié les effets du flux massique du réfrigérant (35-65 $kg.m^{-2}.s^{-1}$), du titre massique (0,1-0,95), de la pression de saturation et de la densité de flux de chaleur (11-17 $kW.m^{-2}$) sur le coefficient d'échange local et les pertes de pression locales. Les résultats montrent que :

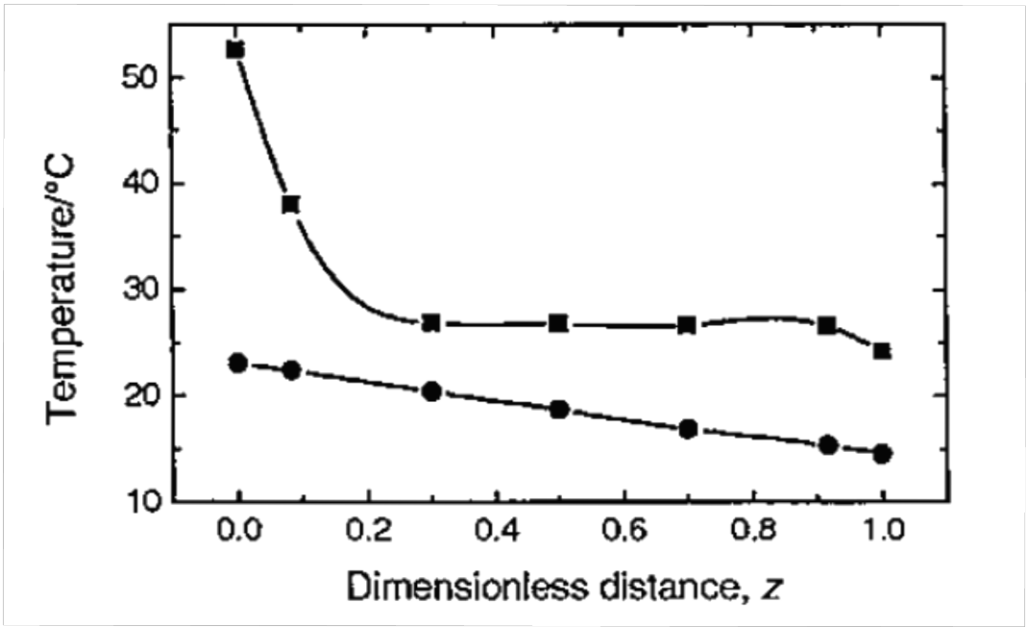


Figure 5.8 Profils de températures du mélange eau + éthylène-glycol (cercle) et du fluide frigorifique, le R-134a (carreau) (Djordjevic, et al., 2008)

a) Le coefficient d'échange et les pertes de pression augmentent avec le titre massique moyen et le flux massique, en identifiant, aux forts titres massiques, une variation plus significative des pertes de pression par rapport à celle relative aux coefficients d'échange lorsque le flux massique augmente.
b) Pour un titre de vapeur donné, l'augmentation de la densité de flux de chaleur améliore la condensation avec un effet négligeable sur les pertes de pression.
c) Un écart maximal de 10% entre les pertes de pression globales obtenues expérimentalement et celles estimées par le calcul. Le calcul s'appuie d'une part, sur le profil de variation du titre massique, obtenu à partir des bilans d'énergie utilisant les mesures de températures et de débits, et d'autre part sur le modèle à phases séparées de (Lockhart, et al., 1949) pour déterminer les pertes de pression par friction et le modèle homogène pour calculer les pertes de pression statiques et par décélération.

Dans l'article de (Djordjevic, et al., 2008), la variation du titre de vapeur suivant la longueur de l'échangeur et en fonction du flux massique, sur laquelle se base les calculs, n'est pas présentée.

Des travaux similaires à (Djordjevic, et al., 2008) ont été conduits par (Shi, et al., 2010). L'installation, l'échangeur, la métrologie et le calcul des titres vapeur sont identiques, seules les conditions aux limites de l'échangeur sont différentes : la pression de saturation du R-134a varie entre 5,08 et 5,96 bars, le flux massique entre 22 à 62 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et la densité de flux de chaleur entre 16 à 21 $kW.m^{-2}$. Les résultats montrent, d'une part, que l'augmentation du coefficient d'échange et des pertes de pression avec la densité du flux de chaleur est plus importante à titre massique élevé (x = 0,6-0,85). D'autre part, pour les forts titres massiques (x = 0,55-0,8), le flux massique influence significativement les coefficients d'échange. Selon les auteurs, ces tendances sont liées au mode de condensation dans l'échangeur : 1/ à faible titre massique, le transfert de chaleur est dominé par la condensation en film alors que 2/ dans la zone de titre massique élevé, la condensation est dominée par les effets convectifs. Les auteurs ont établi une corrélation pour les transferts thermiques en se basant sur la corrélation de (Shah, 1979), adaptée à leurs résultats expérimentaux :

$$h_{diph} = h_l.\left((1-x)^{0,8} + 3,0038.x^{1,296}.\frac{(1-x)^{-0,496}}{P_{red}^{-0,4}}\right) \quad (5.23)$$

Sur les pertes de pression, (Shi, et al., 2010) ont établi une corrélation du coefficient de friction diphasique de forme similaire à celle établie par (Kuo, et al., 2005) :

$$\frac{f_{diph}}{4} = 350188.Re_{eq}^{-2,19}.Bo_{eq}^{-0.23} \quad (5.24)$$

tel que Bo_{eq} est le nombre d'ébullition équivalent, dans lequel les auteurs remplacent le flux massique total, *G,* par le flux massique équivalent, G_{eq}, selon la relation suivante :

$$G_{eq} = G.\left(1 - x + x.\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,5}\right) \quad (5.25)$$

Les corrélations établies pour les coefficients d'échange et de friction permettent de prédire les tendances expérimentales avec un écart maximal de ± 25 %.

La précision des valeurs du coefficient d'échange obtenu dépend du nombre de thermocouple et de leurs emplacements sur la plaque ondulée. En effet, l'étude des transferts de chaleur en écoulement monophasique, présentée dans la partie 1 de ce mémoire, a montré des écarts de température qui peuvent être significatifs ponctuellement, lié aux structures tridimensionnelles de l'échangeur. Ainsi, l'expérimentateur doit être vigilant quant à la signification des températures mesurées, et plus particulièrement au centre de la plaque. On signale également que l'utilisation de la corrélation de (Shah, 1979) implique une condensation majoritairement de type convective avec une dominance des effets ce cisaillement à l'interface liquide/vapeur.

B. Influence du flux massique, de la désurchauffe vapeur et de la nature du fluide

Nous développons ici la méthode utilisée par (Longo, 2008) et (Longo, 2010) pour établir une corrélation du coefficient d'échange en condensation avec surchauffe de la vapeur en entrée du condenseur.

Le coefficient d'échange thermique, déduit des mesures, est calculé par la méthode de différence de température logarithmique moyenne en utilisant la température de saturation comme température de référence pour le réfrigérant même pour le cas avec désurchauffe et sous-refroidissement. Les auteurs n'ont pas décomposé l'échangeur en trois zones comme dans l'étude de (Jokar, et al., 2004). Selon les auteurs, si la température de la paroi est inférieure à la température de saturation, alors la condensation a lieu même si la vapeur est dans un état surchauffé. Pour le sous-refroidissement, il est stipulé que le condensat est sous-refroidi tout au long de l'échangeur, éliminant ainsi une zone purement monophasique liquide en fin de section du condenseur.

Le fluide utilisé dans l'étude de (Longo, 2008) est le R-134A, alors que (Longo, 2010) compare les performances thermo-hydrauliques obtenues pour 3 fluides (R-134a, R-410A et R-236fa). Pour le fluide R-134a dans des pressions de travail comprises entre 6,6 et 10,2 bars, les résultats obtenus pour le coefficient d'échange moyen avec ou sans surchauffe sont présentés sur la **Figure 5.9** avec des flux massiques variant entre 12 et 41 $kg.m^{-2}.s^{-1}$.

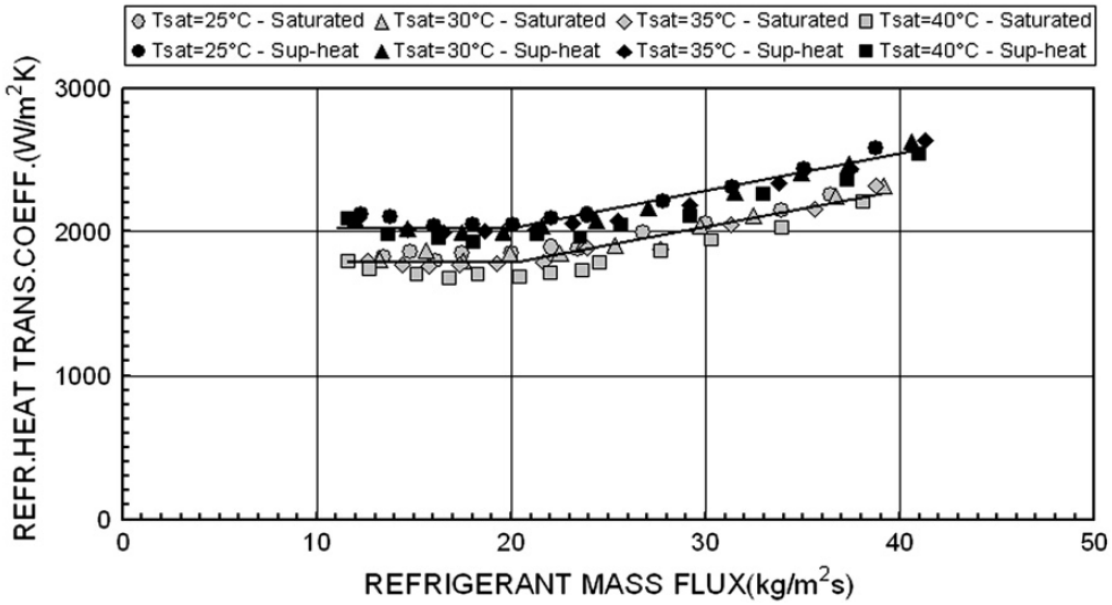


Figure 5.9 Effet du flux massique et de la désurchauffe sur le coefficient d'echange moyen de condensation du R-134a (Longo, 2008)

Concernant l'influence du flux massique sur les transferts de chaleur, deux zones sont distinctes : la zone de condensation gravitaire, où le coefficient d'échange est indépendant du flux massique (G < 20 kg.m^{-2}.s^{-1}), et la zone de condensation inertielle (G > 20 kg.m^{-2}.s^{-1}) où une augmentation du flux massique induit une augmentation du coefficient d'échange. Concernant l'influence de la surchauffe de la vapeur, le coefficient d'échange moyen de la condensation de la vapeur surchauffée (de l'ordre de 10 K) est augmenté de 8 à 10 % par rapport à celui de la vapeur saturée pour les mêmes flux massiques. La température de saturation semble ne pas avoir un effet sur le coefficient d'échange. On note que la condensation complète de la vapeur avec surchauffe dans l'échangeur implique une augmentation de densité de flux de chaleur pour un flux massique donné, car la surface d'échange reste inchangée.

L'effet du flux massique sur le coefficient d'échange est lié, selon les auteurs, à la compétition entre les effets gravitaires et les effets inertiels raccordés au cisaillement du condensat par l'écoulement de la vapeur. Pour les forts flux massiques la vapeur tend à réduire l'épaisseur du film liquide, et par conséquent, à augmenter le coefficient d'échange. Pour les faibles flux massiques le drainage du condensat est dominé par la gravité. Pour l'influence de la vapeur surchauffée, il est indiqué que celle-ci tend à augmenter la cinétique de la condensation en réduisant l'épaisseur du film liquide, ce qui induit, par conséquence, une augmentation du coefficient d'échange.

(Longo, 2008) a comparé ses résultats expérimentaux avec des corrélations de la littérature, et la comparaison montre :

A. Pour la condensation de la vapeur saturée et des flux massiques inférieurs à 20 kg.m^{-2}.s^{-1}, la corrélation de Nusselt (1916), multipliée par le facteur d'élargissement φ, montre une légère sous-estimation avec un écart inférieur à 20 %. On rappelle que la théorie de Nusselt a été établie pour la condensation de la vapeur pure (sans écoulement), sur une plaque verticale à température constante. La corrélation de Nusselt est fonction des propriétés thermo-physiques de la phase liquide et de l'écart entre la température de saturation et celle de la paroi :

$$h_{Nusselt} = 0{,}943.\left(\frac{\lambda_l^3.\rho_l^2.g.L_v}{\mu_l.(T_{sat}-T_p).L}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (5.26)$$

B. Pour la condensation de la vapeur saturée et des flux massiques supérieurs à 20 kg.m^{-2}.s^{-1}, la corrélation de (Akers, et al., 1959) a été appliquée, et une surestimation inférieure à 20 % de la corrélation par rapport aux résultats de Longo a été obtenue. La corrélation de (Akers, et al., 1959), établie pour la condensation convective forcée dans des tubes horizontaux, s'écrit :

$$h_{diph\ Akers} = 5{,}023.\left(\frac{\lambda_l}{D_h}\right).Re_{eq}^{\frac{1}{3}}.Pr_l^{\frac{1}{3}} \quad (5.27)$$

et le coefficient d'échange moyen est retrouvé à partir du calcul d'intégration appliqué à la surface d'échange :

$$\bar{h}_{diph} = \left(\frac{1}{A_{tr}}\right).\int_0^{A_{tr}} \varphi.h_{diph,Akers}.dA \quad (5.28)$$

L'intégration de la corrélation de (Akers, et al., 1959) nécessite de connaître la loi de variation du titre massique selon la longueur de l'échangeur. N'étant pas précisé par (Longo, 2008), on peut supposer qu'une loi de variation linéaire du titre massique a été utilisée.

C. Pour la condensation convective de la vapeur surchauffée avec des flux massiques supérieurs à 20 kg.m^{-2}.s^{-1}, l'approche de (Webb, 1998) a été utilisée :

$$h_{diph,sur,Webb}(z) = h_{diph,sat}(z) + F(z).\left(h_{v,sur}(z) + \frac{\dot{m}_r.\Delta x(z).Cp_{v,sur}(z)}{dA(z)}\right) \quad (5.29)$$

tel que z représente la direction principale de l'écoulement (verticale descendante), $h_{diph,sat}$, le coefficient d'échange local de condensation pour une vapeur saturée, $h_{v,sur}$, le coefficient d'échange monophasique pour la vapeur surchauffée, $\dot{m}_r.\Delta x$, le débit de condensation, et dA, la surface d'échange élémentaire. Le facteur F représente le rapport entre la « désurchauffe locale », $T_{v,sur} - T_{sat}$, et l'écart de température « moteur » de la condensation, $T_{sat} - T_p$, tel que :

$$F(z) = \frac{T_{v,sur}(z) - T_p(z)}{T_{sat}(z) - T_p(z)} \quad (5.30)$$

Le modèle de (Webb, 1998) est un modèle théorique élaboré pour la condensation convective de la vapeur surchauffée considérant un film liquide à la paroi. L'écart de température de référence, qui a été utilisé pour le calcul du coefficient de condensation de la vapeur surchauffée, est $T_{sat} - T_p$. En appliquant le modèle de (Webb, 1998), (Longo, 2008) a utilisé la corrélation de (Akers, et al., 1959), qu'il a multipliée par le facteur

d'élargissement pour le calcul de $h_{diph,sat}(z)$. Pour le calcul de $h_{v,sur}(z)$, (Longo, 2008) a utilisé la corrélation de (Thonon, 1995) :

$$h_{monophasique} = 0{,}2267.\left(\frac{\lambda}{D_h}\right).\mathrm{Re}^{0{,}631}.Pr^{\frac{1}{3}} \tag{5.31}$$

Finalement, le coefficient d'échange diphasique moyen avec surchauffe est déterminé par :

$$\bar{h}_{diph,sur} = \left(\frac{1}{A_{tr}}\right).\int_0^{A_{tr}} h_{diph,sur,Webb}(\mathrm{z}).dA \tag{5.32}$$

La corrélation surestime d'un maximum de 10 % les résultats expérimentaux obtenus par (Longo, 2008), sachant que l'incertitude sur les mesures est de ±12%.

D. Pour le calcul des pertes de pression par friction, l'auteur a utilisé le modèle homogène. La masse volumique moyenne du mélange est calculé selon l'équation (5.36) comme dans l'étude de (Jokar, et al., 2004). Dans cette formulation, le titre massique moyen est égal à 0,5. En présentant les résultats de pertes de pression par friction en fonction de l'énergie cinétique volumique ($ECV = \frac{G^2}{2.\rho_m}$), (Longo, 2008) établit une relation linéaire tel que :

$$\Delta P_{diph,f} = 1{,}835.\frac{G^2}{2.\rho_m} \tag{5.33}$$

Cette corrélation présente un écart moyen de 12,8 % par rapport aux résultats expérimentaux. On note que cette relation n'est pas nécessairement en accord avec les autres travaux de la littérature. Une relation linéaire entre ΔP et G^2 implique implicitement que le coefficient de friction pour un écoulement homogène est une constante, et par conséquent, qu'il ne dépend pas du flux massique, et donc du nombre de Reynolds. Les lois de variation du coefficient de friction obtenues dans la littérature, que ce soit pour les tubes ou les échangeurs à plaques, sont de différentes formes, en fonction du régime d'écoulement. Le coefficient de friction pourrait-être considéré comme constant dans la zone de transition, entre les régimes laminaire et turbulent.

La comparaison des performances thermo-hydrauliques entre les fluides de travail (Longo, 2010) indique que le fluide R-410A a un coefficient d'échange moyen de condensation similaire à celui de R-134a et 10% supérieure à celui de R-236fa. Les pertes de pression par friction du R-410A sont inférieures de 40-50% à celles de R-134a et de 50-60% à celles de R-236fa. Les auteurs attribuent ces résultats à une meilleure conductivité liquide, à une plus grande pression réduite et une plus faible viscosité dynamique du R-410A. La température de saturation sur le coefficient d'échange et les pertes de pression est peu influant.

C. Influence de la désurchauffe de la vapeur

Ce paragraphe focalise plus spécifiquement sur l'influence de la surchauffe de la vapeur sur les transferts de chaleur par condensation dans les échangeurs à plaques.

(Longo, 2011) a étudié le phénomène de condensation avec une vapeur surchauffée de 10 K pour 3 fluides pures, l'isobutane (HC-600a), le propane (HC-290) et le propylène (HC-1270), pour des températures de saturation comprises entre 25 et 40 °C, des flux massiques entre 6 et 28 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et des densités de flux de chaleur entre 8 et 35 $kW.m^{-2}$. Les résultats du coefficient d'échange moyen obtenus pour le Propane en fonction du flux massique et de la surchauffe de la vapeur sont détaillés dans la **Figure 5.10**. On note que les tendances obtenues pour les deux autres fluides sont similaires. De cette figure, on constate que la température de saturation a un effet négligeable sur le coefficient d'échange, tandis qu'une surchauffe de la vapeur en entrée du condenseur induit une amélioration du coefficient d'échange. Cette amélioration est plus nette pour les faibles flux massiques (inférieurs à 15 $kg.m^{-2}.s^{-1}$), où le régime gravitaire de condensation est dominant. La limite de transition entre les régimes d'écoulement, autour de 12 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ pour le propane, varie en fonction du fluide. Pour des flux massiques supérieurs à 18 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, les résultats de la condensation avec surchauffe de la vapeur sont comparés au modèle de (Webb, 1998), et une surestimation de 10 % à 22% du modèle est observée.

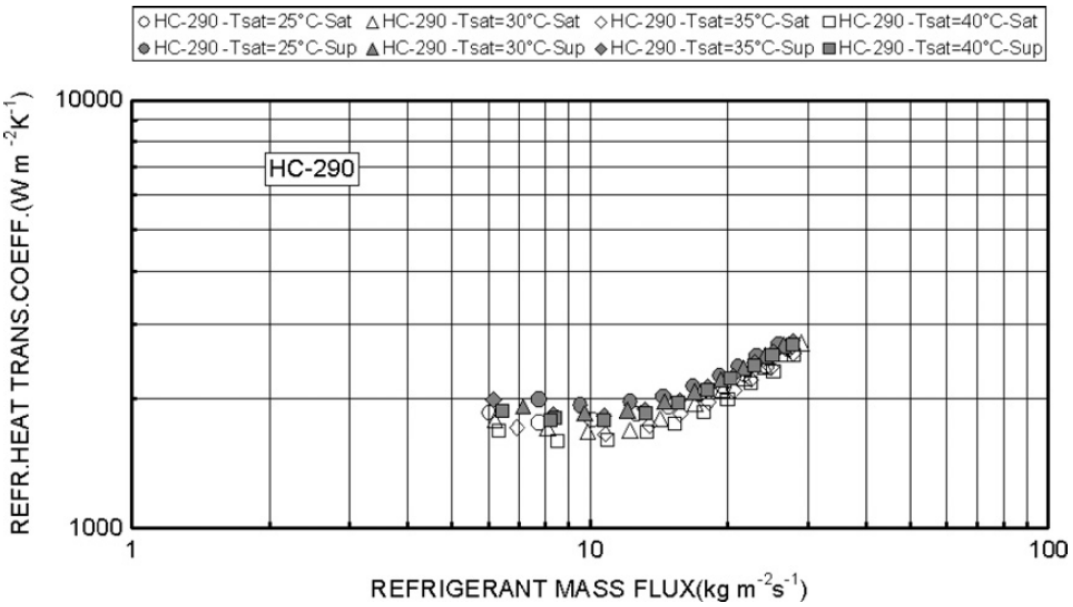


Figure 5.10 Variation du coefficient d'échange moyen de condensation du Propane, en fonction du flux massique, de la température de saturation et de la désurchauffe (Longo, 2011)

L'influence de la surchauffe de la vapeur en entrée de condenseur dans un échangeur à plaques a également été étudiée par (Mancin, et al., 2013). L'angle de corrugation de l'échangeur est β = 65°, le fluide utilisé est le R-32 à 36,5 °C, la plage de surchauffe de la vapeur est comprise entre 5 à 25 K, et les flux massiques varient entre 15 et 40 $kg.m^{-2}.s^{-1}$. Pour cette étude, le titre massique de la vapeur à la sortie de l'échangeur est également un paramètre et varie entre 0 (condensation complète) et 0,65 (condensation partielle). Les résultats expérimentaux indiquent, d'une part, que le coefficient d'échange augmente avec le flux massique, le titre de vapeur à la sortie, la surchauffe de la vapeur et la réduction de l'écart de température saturation/paroi. D'autre part, pour une surchauffe de la vapeur, l'intensification des transferts thermiques diminue avec le flux massique. Pour le calcul du coefficient d'échange moyen avec prise en compte de la surchauffe de la vapeur, les auteurs considèrent que la désurchauffe de la vapeur se produit simultanément avec la condensation si la température de la paroi est inférieure à la température locale de saturation. Ainsi, ils proposent la procédure suivante :

1) L'échangeur est décomposé en 10 zones ;
2) La puissance échangée dans une zone est décomposée en deux termes : la chaleur sensible et la chaleur latente qui sont provisoirement estimées ;
3) Le coefficient d'échange de condensation est déterminé par une combinaison de deux coefficients d'échange, celui de Nusselt pour le régime gravitaire et celui de (Cavallini, et al., 2006) pour le régime inertiel. Cette combinaison est déduite des critères de transitions d'écoulement, pour la condensation dans un tube vertical, proposées par (Shah, 2009), et les conditions de transitions, entre le régime de transfert thermique dépendant de $\Delta T = T_{sat}$-T_p et celui indépendant de ΔT, proposées par (Cavallini, et al., 2006);
4) La validation est effectuée en comparant les puissances thermiques estimée et calculée par zone.

A partir de cette procédure, les résultats expérimentaux, sur les puissances échangées, sont retrouvés avec un écart-type de 3,4%.

D. Influence de l'écart de température ($T_{sat} - T_{paroi}$) et du flux massique

(Jokar, et al., 2004) ont étudié l'effet de l'écart de température entre le fluide à saturation et la paroi sur le régime de condensation pour un échangeur en conditions réelles, avec surchauffe de la vapeur en entrée et sous-refroidissement liquide en sortie. Afin de remonter aux caractéristiques de la zone diphasique, leur approche a consisté en un partage de la surface en trois zones : désurchauffe (écoulement monophasique vapeur), condensation (écoulement diphasique vapeur-liquide) et sous-refroidissement (écoulement monophasique liquide). L'étude est menée sur le fluide R-134a dans deux échangeurs à plaques (40 et 54 plaques) ayant les caractéristiques suivantes: L = 311 mm, l = 112 mm, b = 2 mm, P_c (non renseigné) et β = 60 °. Les pressions de saturation varient entre 9 et 21 bars, et les flux massiques entre de 34 à 300 kg.m^{-2}.s^{-1}. Les auteurs ont en premier lieu caractérisé le transfert monophasique (eau-eau) et établi une corrélation pour le coefficient d'échange et une autre pour le coefficient de friction. Les surfaces occupées par la désurchauffe de la vapeur et le sous-refroidissement liquide sont calculées à partir de la corrélation établie pour l'eau en écoulement monophasique. Le transfert de chaleur dans la zone diphasique est déduite d'une corrélation développée sur le modèle de (Wang, et al., 1993), utilisant l'écart entre la température de saturation et la température moyenne de la paroi, $\Delta T = T_{sat}$-T_p, tel que :

$$Nu_{diph} = 0{,}0336.Re_l^{0{,}622}.Pr_l^{0{,}33}.\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0{,}248}.\left(L_v.\frac{1+0{,}68.Cp_l.\frac{\Delta T}{L_v}}{Cp_l.\left(T_{sat}-T_p\right)}\right) \qquad (5.34)$$

où L_v est la chaleur latente de condensation, Cp_l est la capacité calorifique massique du liquide. Les propriétés thermo-physiques sont calculées pour la température moyenne entre la saturation et la paroi. Cette corrélation indique que, pour un débit massique donné, le transfert thermique diminue lorsque l'écart de température $T_{sat} - T_p$ augmente. D'après les auteurs, le régime de condensation est sensible à l'écart de température et au flux massique. Les faibles écarts de température, $T_{sat} - T_p$, favorise par exemple le régime de condensation de type gravitaire.

A partir d'une campagne de mesures menée sur un échangeur similaire à (Jokar, et al., 2004), l'analyse de (Jokar, et al., 2006) a relevé douze paramètres indépendants influençant le transfert thermique. Cette analyse a conduit les auteurs à exprimer une formulation du nombre

de Nusselt basée sur divers nombres adimensionnels, dont le nombre capillaire, $Ca = \frac{G.\mu_l}{\rho_l.\sigma}$, telle que :

$$Nu_{diph} = 3{,}371.Re_l^{0,55}.Pr_l^{0,3}.\left(\frac{G^2}{\rho_l^2.Cp_l.(T_{sat}-T_p)}\right)^{1,3}.\left(\frac{L_v.\rho_l^2}{G^2}\right)^{1,05}.\left(\frac{\rho_l.\sigma}{G.\mu_l}\right)^{0,05}.\left(\frac{\rho_l}{\rho_l-\rho_v}\right)^2 \quad (5.35)$$

On note que c'est la seule corrélation de la littérature sur les échangeurs à plaques à faire intervenir la tension de surface σ. Cependant, l'exposant de ce paramètre est faible, minimisant ainsi son rôle pour ces conditions. Cette corrélation est validée pour un nombre équivalent de Reynolds, $Re_{eq} = \frac{G.D_h}{\mu_{m,sat}}$ compris entre 960 et 4160, avec une correspondance avec les résultats expérimentaux à ± 25 % pour un écart-type moyen de 6 %.

En ce qui concerne les pertes de pression par friction, (Jokar, et al., 2004) ont testé différents modèles (**Lockhart-Martinelli**, **Martinelli-Nelson** et le modèle **homogène**). Seul le modèle homogène est en relativement bon accord avec les résultats expérimentaux. Tout comme la caractérisation du coefficient d'échange dans la zone diphasique, les pertes de pression par friction sont déterminées en décomposant la surface de l'échangeur en trois zones, et les lois établies pour l'eau sont utilisées pour les écoulements liquide et vapeur. La masse volumique moyenne du mélange homogène déduite de la formulation suivante :

$$\frac{1}{\rho_{m,sat}} = \frac{x}{\rho_{v,sur}} + \frac{1-x}{\rho_{l,sr}} \quad (5.36)$$

où $\rho_{v,sur}$ est la densité de la phase vapeur surchauffée et $\rho_{l,sr}$, la densité de la phase liquide sous-refroidie.

Le coefficient de friction ainsi déterminé prend la forme suivante :

$$\frac{f_{diph}}{4} = 2{,}139.10^7.\left(\frac{G.D_h}{\mu_{m,sat}}\right)^{-1,6} \quad (5.37)$$

où G est le flux massique total de l'écoulement, $D_h = \frac{2.b}{\varphi}$, le diamètre hydraulique de l'échangeur. $\mu_{m,sat}$ est la viscosité moyenne du mélange homogène déterminée à la pression de saturation de fonctionnement et est défini suivant (McAdams, et al., 1942) par :

$$\frac{1}{\mu_{m,sat}} = \frac{x}{\mu_{v,sur}} + \frac{1-x}{\mu_{l,sr}} \quad (5.38)$$

où $\mu_{v,sur}$ et $\mu_{l,sr}$ représentent, respectivement, les viscosités des phases vapeur et liquide. Dans le cas de condensation complète le titre massique de la vapeur x est égal à 0,5. La corrélation du coefficient de friction permet de reproduire les résultats expérimentaux avec un écart-type moyen de 51 %.

Une autre approche a été utilisée par (Mancin, et al., 2012) pour caractériser le coefficient d'échange diphasique pour la condensation dans les échangeurs à plaques. L'étude est conduite avec du R-410A et du R-407C avec une surchauffe de la vapeur de 15K dans un échangeur à plaques (β = 65°), et pour deux pressions de saturation, respectivement 16,1 et

22,1 bars. Le titre massique de la vapeur à la sortie de l'échangeur a été modifié entre 0,07 et 0,58, impliquant une condensation partielle de la vapeur, pour des flux massiques variant entre 15 et 40 kg.m^{-2}.s^{-1}. L'échangeur testé, ayant une largeur l = 111 mm et une longueur L = 526 mm, est formé de 5 canaux tel que deux canaux sont utilisés par le réfrigérant et 3 canaux par l'eau. La détermination du coefficient d'échange se base sur la méthode DTLM en introduisant un facteur de correction F qui prend en compte l'effet thermique du premier et dernier canal qui ne sont chauffés que d'un seul côté. Ainsi :

$$Q = \mathrm{U}.A_{tr}.\Delta\mathrm{T}_{LM}.F \tag{5.39}$$

où U représente le coefficient d'échange global. L'approche consiste en premier temps à déterminer le facteur de correction F, en connaissant les autres paramètres de l'équation (5.39). Pour cela, deux procédures de calcul ont été présentées, une pour chaque fluide en se basant sur le glissement de température lors de la condensation dans l'échangeur. Le R-410A présente un glissement très faible (inférieur à 0,2 K), tandis que le R-407C peut présenter un glissement de 5 K.

A. Pour le R-407C, l'approche de NUT est utilisée dans une procédure itérative :

1) Détermination de $U = \frac{\mathrm{Q}}{A_{tr}.\Delta\mathrm{T}_{LM}.F}$ en posant F =1 et $\mathrm{Q} = (\dot{m}.Cp.\Delta T)_{eau}$.

2) Calcul de $NUT = \frac{\mathrm{U}.A_{tr}}{C_{min}}$ et de $R = \frac{C_{min}}{C_{max}}$ en considérant le R-407C comme un fluide monophasique ayant une capacité calorifique $Cp = \frac{L_v}{\Delta T_{glis}}$, tel que ΔT_{glis} représente le glissement de température et $C = \dot{m}_{fluide}.Cp_{fluide}$.

3) Recalcule du coefficient d'échange global U en calculant le facteur F en utilisant les tables de (Shah, et al., 1988) exprimées par la relation :

$$\begin{aligned} F = {} & 10032{,}88 - 92{,}73.\mathrm{R} - 723{,}38.\mathrm{NUT} - 5{,}66.R^2 + 117{,}99.NUT^2 \\ & + 329{,}27.R.NUT + 27{,}73.R^3 - 8{,}56.NUT^3 \\ & - 11{,}04.\mathrm{R}.NUT^2 - 86{,}88.\mathrm{NUT}.R^2 \end{aligned} \tag{5.40}$$

La procédure s'itère jusqu'à obtenir un écart entre deux valeurs consécutives de U inférieur à 10^{-3} W.m^{-2}.K^{-1}. En appliquant cette procédure, les auteurs déterminent un coefficient de correction F de l'ordre de 0,93.

B. Pour le R-410A, le faible glissement de température conduit à l'utilisation de la relation entre l'efficacité et NUT pour R = 0 :

$$\varepsilon_{int} = 1 - e^{-NUT_{int}} \tag{5.41}$$

$$\varepsilon_{ext} = 1 - e^{-NUT_{ext}} \tag{5.42}$$

où les indices int et ext sont relatifs respectivement au canal d'eau, compris entre deux canaux de réfrigérant et aux canaux extérieurs. Ainsi la puissance récupérée par l'eau dans l'échangeur de test s'écrit par :

$$Q_{it} = (\varepsilon_{int} + 2.\varepsilon_{ext}).C_{eau}.\left(\mathrm{T}_{sat} - T_{eau,e}\right) \tag{5.43}$$

Ainsi, la procédure de détermination du facteur de correction consiste à suivre la démarche suivante :

1) Détermination de $U = \frac{\mathrm{Q}}{A_{tr}.\Delta\mathrm{T}_{LM}.F}$ en posant F =1 et $\mathrm{Q} = (\dot{m}.Cp.\Delta T)_{eau}$.

2) Calcul de $NUT_{int} = \frac{\mathrm{U}.A_{tr,int}}{C_{eau}}$, $NUT_{ext} = \frac{\mathrm{U}.A_{tr,ext}}{C_{eau}}$ et détermination de la puissance selon l'équation 5.43.

3) Calcul du facteur F avec $F = \frac{\mathrm{Q}_{it}}{A_{tr}.\Delta\mathrm{T}_{LM}.U}$ et re-calcul de U selon la première étape avec la nouvelle valeur de F.

A partir d'un processus itératif avec les mêmes conditions de convergence, les auteurs déterminent un coefficient de correction F de l'ordre de 0,97.

Cette procédure itérative permet de déterminer le facteur de correction F, le coefficient d'échange global U et, par voie de conséquence, le coefficient d'échange moyen du réfrigérant. Ainsi, l'écart entre la température de saturation et la température moyenne de la paroi est déduit de la relation :

$$\Delta\mathrm{T}_{sat} = T_{sat} - T_p = \frac{\Delta\mathrm{T}_{LM}.U.F}{h_r} \tag{5.44}$$

Les résultats expérimentaux du coefficient d'échange moyen du réfrigérant ont été comparés avec les prédictions de la loi de Nusselt. La comparaison montre une sous-estimation de la loi de Nusselt qui augmente avec le flux massique et le titre massique à la sortie. Il a été trouvé une limite de transition entre les régimes gravitaire et inertiel à G_r = 20 kg.m^{-2}.s^{-1}.

Les deux régimes de condensation, gravitaire et inertiel, sont pris en compte dans la corrélation proposée par les auteurs, en combinant, sous forme de somme quadratique, la loi de Nusselt et la corrélation de (Cavallini, et al., 2006) , tel que :

$$h_{diph} = (h_{Nusselt}^2 + h_{cavallini}^2)^{0,5}.1{,}074.\left(T_{sat} - T_p\right)^{-0,386} \tag{5.45}$$

avec

$$h_{cavallini} = h_l.\left(1 + 1{,}128.x^{0,817}.\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,3685}.\left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,2363}.\left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{2,144}.Pr^{-0,1}\right) \tag{5.46}$$

On rappelle que la corrélation de (Cavallini, et al., 2006) a été établie pour la condensation convective et contrôlée par le cisaillement vapeur-liquide dans les tubes horizontaux. Le modèle de (Mancin, et al., 2012) permet de reproduire les résultats expérimentaux avec un écart-type de 5,6 %. De cette corrélation nous constatons la coexistence des deux régimes de condensation, influencés par le flux massique et l'écart de température, $T_{sat} - T_p$.

E. Comparaison des corrélations de la littérature

L'étude bibliographique sur la condensation convective dans les échangeurs à plaques a révélé l'existence de diverses approches afin estimer le coefficient d'échange diphasique. Un certain nombre des corrélations établies sont fonction du titre massique de la vapeur.

(Garcia-Cascales, et al., 2007) ont appliqué diverses de ces corrélations pour différents flux massiques et différentes densités du flux de chaleur. Les résultats de l'étude comparative, présentée sur la **Figure 5.11** pour deux flux massiques, G_r = 15 kg.m^{-2}.s^{-1} et G_r = 60 kg.m^{-2}.s^{-1} **,** montre une très grande dispersion des valeurs et des comportements prédits pour les coefficients d'échange diphasique en fonction du titre de vapeur.

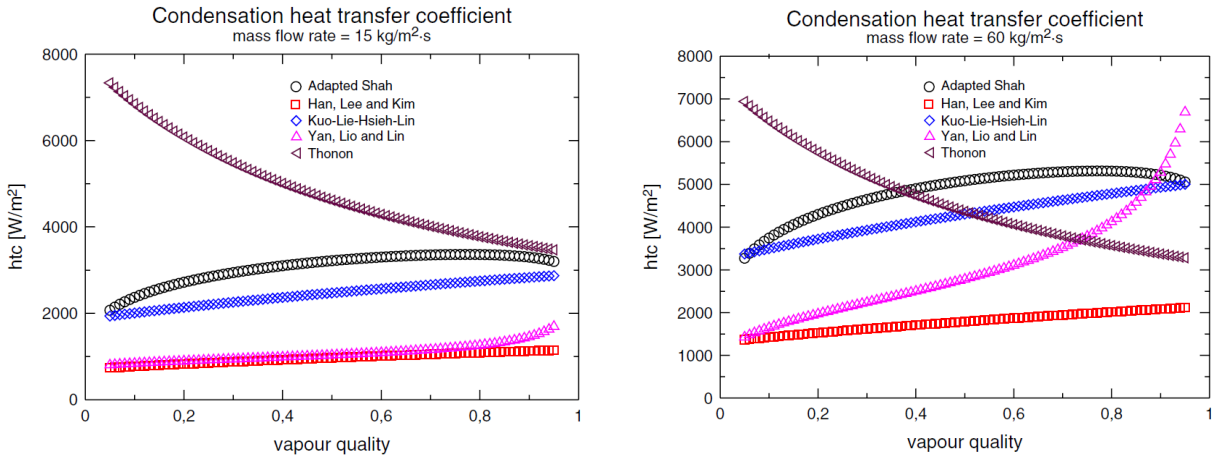


Figure 5.11 Comparaison de l'effet du flux massique sur le coefficient d'échange de condensation pour cinq corrélations de la littérature (Garcia-Cascales, et al., 2007)

Chaque corrélation a sa propre tendance, avec une tendance générale à une augmentation du coefficient d'échange avec le titre vapeur, le flux massique et la densité de flux transférée. La corrélation développée par (Thonon, et al., 2002), établie pour la condensation dominée par les effets gravitaires et menée sur des fluides pures (pentane, butane et propane) dans un PHE (β = 45°, b = 5 mm), montre un comportement thermo-hydraulique très différent avec une diminution du coefficient d'échange lorsque le titre vapeur augmente. Cette variation semble être en contradiction avec l'évolution « normale » connue pour le coefficient d'échange en fonction du titre massique. Cette tendance s'explique par la forme de la corrélation établie par Thonon et al. (2002) :

$$h_{diph} = 1564.h_l.Re_{eq}^{-0.76} \tag{5.47}$$

où h_l est le coefficient d'échange monophasique de la phase liquide. La définition du Re_{eq} comporte le titre massique (Eq. 5.7). Cependant, (Thonon, et al., 2002) ont étudié la condensation complète, et la valeur du titre massique alors utilisée dans l'expression de Re_{eq} est la valeur moyenne 0,5. De plus, la corrélation a été établie pour un écoulement dominé par la gravité pour lequel le coefficient d'échange diminue avec l'augmentation du flux massique. Cette corrélation est donc à réserver pour les faibles flux massiques. Les autres corrélations de la littérature montrent une augmentation du coefficient d'échange moyen le flux massiques, avec une plus grande sensibilité pour la corrélation de (Yan, et al., 1999) aux forts titres de vapeur. On rappelle que la corrélation de Yan et al. (1999) a été établie pour des flux massiques variant entre 60 et 120 kg.m^{-2}.s^{-1}.

Finalement, pour résumer les travaux de la littérature, on a regroupé les différentes études détaillées précédemment dans le **Tableau 5.1**. Ce tableau présente, pour chaque étude, la géométrie étudiée, les corrélations établies pour le transfert thermique et les pertes de pression, et leurs domaines de validité.

5.3. Synthèse

Dans ce chapitre nous avons présenté les travaux de la littérature qui traitent de la condensation convective dans les échangeurs à plaques corruguées. La détermination des structures d'écoulements et l'établissement des cartes correspondantes sont réalisés par des essais adiabatiques (air-eau). Les identifications des structures d'écoulement au cours du phénomène de changement de phase sont difficilement applicables du fait de l'opacité du système.

En ce qui concerne les performances thermo-hydrauliques des PHE, deux approches sont présentes dans la littérature : 1/ étude de la condensation partielle par imposition de titre de vapeur variable à l'entrée de l'échangeur, en ayant une variation constante du titre dans l'échangeur; 2/ étude de la condensation totale ou partielle dans l'échangeur, en ayant un titre égale 1 à l'entrée de l'échangeur. La littérature montre une dispersion des résultats, ce qui révèle que les études menées sur les échangeurs à plaques en mode diphasique présentent leurs forces et faiblesses.

Pour les études conduites sur le principe d'une variation du titre vapeur Δx imposée entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, 1/ le pré-conditionnement du titre vapeur de l'écoulement en entrée de section peut influencer la distribution des phases et donc le développement des structures d'écoulement au sein du BPHE ; 2/ la variation du titre de vapeur imposée sur une surface d'échangeur donnée implique l'établissement d'une corrélation du transfert de chaleur en considérant une densité de flux constante tout le long de l'échangeur, et ce indépendamment des conditions aux limites, tel que le flux massique par exemple.

Pour les études menées sur la condensation complète ou partielle, les modèles nécessitent la plupart du temps de déterminer la température de paroi. A défaut de mesures et par simplicité, les hypothèses privilégient un profil linéaire de la température entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, impliquant la encore une densité de flux chaleur homogène tout le long de l'échangeur. Les résultats sont très sensibles à cette hypothèse qui n'a, jusqu'à présent, pas été vérifiée expérimentalement. Par ailleurs, deux régimes de condensation ont été identifiés, le régime gravitaire et le régime inertiel. La limite de transition entre ces deux régimes dépend du fluide testé et de sa pression de saturation.

L'effet de la désurchauffe sur le coefficient d'échange et les pertes de pression a été étudié. Dans le développement de modèles de transfert de chaleur avec une surchauffe de la vapeur, deux approches se distinguent : 1/ celle qui fait l'hypothèse que la désurchauffe de la vapeur et la condensation se succèdent le long de l'échangeur, et 2/ celle qui suppose que la condensation et la désurchauffe de la vapeur s'effectue simultanément dès lors que la température de la paroi est inférieure à la température de saturation du fluide. Dans cette approche, cela implique de remonter à la température de la paroi. Dans tous les cas, la désurchauffe de la vapeur est basée sur le coefficient d'échange convectif calculé à partir des corrélations déterminées pour les écoulements monophasiques. Il est généralement observé une augmentation du coefficient d'échange thermique moyen avec la surchauffe de la vapeur, et plus spécifiquement aux faibles flux massiques. Les travaux de la littérature attribuent cette intensification du transfert de chaleur à la réduction du film liquide par la vapeur surchauffée.

Tableau 5.1 Présentation des détails des études de la littérature : géométrie(s) étudiée(s), fluide(s) utilisé(s), corrélations obtenues et plages de validité

Auteur(s)	Type de fluide	Dimension de la plaque ($L.l.b.P_c$) mm	Angle de chevron (°)	Flux massique ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)	Densité de flux de chaleur ($kW.m^{-2}$)	Pression de saturation (bars)	Titre de vapeur	Corrélation du coefficient d'échange ou nombre de Nusselt	Corrélation du coefficient de friction ou des pertes de pression
(Yan, et al., 1999)	R-134a	450x120x3,3x10	60	60-120	10-16	7-9	0,1-0,9	$Nu = \frac{h_r.D_h}{\lambda_l} = 4{,}118.Re_{eq}^{0,4}.Pr_l^{\frac{1}{3}}$	$\left(\frac{f_{tp}}{4}\right).Re_l^{0,4}.Bo^{-0,5}.\left(\frac{P}{P_{cr}}\right)^{-0,8} = 94{,}75.Re_{eq}^{0,0467}$
(Thonon, et al., 2002)	Pentane Butane Propane	300x300x5x ?	45	1,8-17,6 2,8-18,6 2,7-14,4		1,5-3 4-8 10-18	0	$h_{tp} = 1564.h_l.Re_{eq}^{-0.76}$	
(Han, et al., 2003)	R-410A	476x115x2,55x4,9 476x115x2,55x5,7 476x115x2,55x7	70 55 45	13-34	4,7-5,3	14,48-18,89	0,15-0,9	$Nu = \frac{h_r.D_h}{\lambda_l} = G_{e1}Re_{eq}^{G_{e2}}.Pr_l^{\frac{1}{3}}$ $G_{e1} = 11{,}22.\left(\frac{P_c}{D_h}\right)^{-2,83}.(\beta)^{-4,5}$ $G_{e2} = 0{,}35.\left(\frac{P_c}{D_h}\right)^{0,23}.(\beta)^{1,48}$	$\frac{f_{tp}}{4} = G_{e3}Re_{eq}^{G_{e4}}$ $G_{e3} = 3521{,}1.\left(\frac{P_c}{D_h}\right)^{4,17}.(\beta)^{-7,75}$ $G_{e4} = -1{,}024.\left(\frac{P_c}{D_h}\right)^{0,00925}.(\beta)^{-1,3}$
(Meziani, et al., 2004)	R-22 R-134a R-407C R-410A	Plaque Exel	55	36-100	2-150		0,2-0,8	$h_{tp} = h_{CIAT}.\left((1-x)^n + 3{,}8.x^{0,76}.\frac{(1-x)^{0,04}}{P_{red}^{0,38}}\right)$	
(Longo, et al., 2004)	R-22	290x75x2x8 Micro groove : 0.05x0.2 /pas 0.5/ incl.45°	65	23,5-40,9	15,8-27,8	15,15-17,05	0	**Patent EP 1394491A2**	
(Jokar, et al., 2004)	Non	311x112x2x?	60	34-300		9-21	0	$Nu_{tp} = 0{,}0336.Re_l^{0,622}.Pr_l^{0,33}.\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,248}.\left(L_v.\frac{1+0{,}68.Cp_l.\frac{\Delta T}{L_v}}{Cp_l.(T_{sat}-T_p)}\right)$	$\frac{f_{tp}}{4} = 2{,}139.10^7.\left(\frac{G.D_h}{\mu_{m,sat}}\right)^{-1,6}$
(Kuo, et al., 2005)	R-410A	450x120x3,3x10 (même échangeur que (Yan, et al., 1999))	60	50-150	10-20	14,4-19,5	0,1-0,9	$h_{tp} = h_l.\left(0{,}25.Co^{-0,45}.Fr_l^{0,25} + 75.Bo^{0,75}\right)$	$\frac{f_{tp}}{4} = 21500.Re_{eq}^{-1,14}.Bo^{-0,085}$
(Jokar, et al., 2006)	R-134a	311x112x2x?	60	45-268		9-21	0	$Nu_{tp} = 3{,}371.Re_l^{0,55}.Pr_l^{0,3}.\left(\frac{G^2}{\rho_l^2.Cp_l.(T_{sat}-T_p)}\right)^{1,3}.\left(\frac{L_v.\rho_l^2}{G^2}\right)^{1,05}.\left(\frac{\rho_l.\sigma}{G.\mu_l}\right)^{0,05}.\left(\frac{\rho_l}{\rho_l-\rho_v}\right)^2$	$\frac{f_{tp}}{4} = 2{,}139.10^7.\left(\frac{G.D_h}{\mu_{m,sat}}\right)^{-1,6}$

(Longo, 2008)	R-134a	278x72x2x8	65	12-20	6,2-28	6,6-10,2	0	$h_{tp} = \varphi . h_{Nusselt} = \varphi . 0{,}943 . \left(\frac{\lambda_l^3 . \rho_l^2 . g . L_v}{\mu_l . (T_{sat} - T_p) . L} \right)^{\frac{1}{4}}$	$\Delta P_{tp,fric} = 1{,}835 . \frac{G^2}{2 . \rho_m}$
				20-41				$h_{tp,sat,moyen} = \left(\frac{1}{A_{tr}} \right) . \int_0^{A_{tr}} \varphi . 5{,}023 . \left(\frac{\lambda_l}{D_h} \right) . Re_{eq}^{\frac{1}{3}} . Pr_l^{\frac{1}{3}} . dA$	
				20-41				$h_{tp,sur,moyen} = \left(\frac{1}{A_{tr}} \right) . \int_0^{A_{tr}} \left(h_{tp,sat}(z) + F(z) . \left(h_{v,sur}(z) + \frac{\dot{m}_{ref} . \Delta x(z) . Cp_{v,sur}(z)}{dA(z)} \right) \right) . dA$	
(Djordjevic, et al., 2008)	R-134a	872x486x3,2x12	63,26	35-65	11-17	6,9-7,5	0,1-0,95		Lockhart-Martinelli
(Longo, 2009)	R-410A	278x72x2x8	65	11-41	6-30	16,4-24,3	0	Même résultats que (Longo, 2008)	$\Delta P_{tp,fric} = 2{,}05 . \frac{G^2}{2 . \rho_m}$
(Longo, 2010)	R-236fa R-134a R-410A	278x72x2x8	65	11-41	5,2-22 6,2-23,5 6,2-25	2,7-4,4 6,6-10,2 16,4-24,3	0	Même résultats que (Longo, 2008)	$\Delta P_{tp,fric} = 2 . \frac{G^2}{2 . \rho_m}$
(Shi, et al., 2010)	R-134a	872x486x3,2x12	63,26	22-62	16-20	5,08-5,96	0,04-0,8	$h_{tp} = h_l . \left((1-x)^{0,8} + 3{,}0038 . x^{1,296} . \frac{(1-x)^{-0,496}}{P_{red}^{-0,4}} \right)$	$\frac{f_{tp}}{4} = 350188 . Re_{eq}^{-2,19} . Bo_{eq}^{-0.23}$
(Longo, 2011)	Isobutane (R-600a) Propane (R-290) Propylène (R-1270)	278x72x2x8	65	7,3-28,3 6,2-27,9 7,4-27,6	9,3-35,2 7,8-34,8 9,3-35,1	3,5-5,3 9,4-13,7 11,5-16,5	0	Même résultats que (Longo, 2008) pour la vapeur surchauffée	
(Mancin, et al., 2012)	R-410A R-4107C	526x111	65	15-40		22,2 16,1	0,07-0,52 0,15-0,58	$h_{tp} = (h_{Nusselt}^2 + h_{cavallini}^2)^{0,5} . 1{,}074 . (T_{sat} - T_p)^{-0,386}$ $h_{cavallini} = h_l . \left(1 + 1{,}128 . x^{0,817} . \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,3685} . \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,2363} . \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{2,144} . Pr^{-0,1} \right)$	

Chapitre 6 : dispositif expérimental

Sommaire

6.1. Choix du fluide de substitution ... 137

6.1.1. Géométrie et critères de similitude ... 137

A. Géométrie ... 138

B. Critères de similitude ... 138

6.1.2. Comparaison des fluides relatifs aux critères de similitude ... 139

A. Comparaison des propriétés thermo-physiques ... 139

B. Comparaisons des nombres adimensionnels ... 141

6.2. Design et construction du dispositif expérimental ... 145

6.3. Boucle du fluide à changement de phase ... 147

6.3.1. Le bouilleur ... 147

6.3.2. Eléments chauffants de la tuyauterie ... 148

6.3.3. Voyant ... 148

6.3.4. Débitmètre vapeur ... 148

6.3.5. Section de test ... 148

6.3.6. Post-condenseur ... 149

6.3.7. Réservoir ... 151

6.3.8. Pompe volumétrique ... 152

6.4. Instrumentation et acquisition de données ... 152

6.5. Protocoles expérimentaux ... 152

6.5.1. Protocole de remplissage du pentane et protocole de dégazage ... 152

6.5.2. Protocole expérimental ... 155

6.6. Métrologie infrarouge ... 155

6.6.1. Protocole de calibration de la métrologie infrarouge ... 156

6.6.2. Protocole d'identification des transferts thermiques en écoulement monophasique ... 158

6.6.3. Thermographie infrarouge de l'échangeur en mode condenseur ... 162

6.6.4. Protocole de détermination du profil longitudinal moyen de la température d'eau ... 163

6.7. Synthèse ... 166

Introduction

Pour notre application, orientée vers les pompes à chaleur pour la production d'eau chaude sanitaire (ECS), le fluide réfrigérant approprié à ce jour est le R410A qui est un mélange 50%-50% de R-32 et R-125 (CH_2F_2 et CHF_2CF_3). Les niveaux de température exigés pour ce type d'applications, et en particulier pour l'ECS, impliquent des transferts de chaleur par condensation convective du R-410A à haut niveau de pression (20-40 bars) dans les échangeurs à plaques ondulées et brasées. Pour appréhender les mécanismes de changement de phase lors de la condensation dans ce type d'échangeur, les conditions idéales seraient donc d'expérimenter les maquettes d'échangeur avec le fluide réellement utilisé dans les systèmes industriels. Or, à ces niveaux de pression, il devient délicat d'utiliser certaines métrologies applicables à des mélanges diphasiques, tels l'eau et l'air ((Grabenstein, et al., 2010), (Vlasogiannis, et al., 2002)), à pression autour de l'atmosphère. Ces métrologies permettent d'accéder à des informations et paramètres « locaux » comme la structure d'écoulement et le champ de température (métrologie IR) qui s'avèrent importantes à la compréhension de la physique des transferts thermo-hydrauliques.

Pour lever cette contrainte de fort niveau de pression de travail avec le fluide R410A, existe-t-il un fluide de substitution dont la pression de travail est nécessairement plus faible que celle du fluide réel, et dont les comportements thermo-hydrauliques seraient similaires à ceux du fluide réel ?

Dans ce chapitre nous allons chercher une réponse à cette question, en première étape, pour ensuite développer, en seconde étape, le dispositif expérimental conçue pour l'étude du phénomène de condensation avec le fluide choisi.

6.1. Choix du fluide de substitution

Dans cette partie, la recherche d'un fluide de substitution au R410A va être effectuée suivant 2 niveaux :

1) La comparaison des propriétés thermo-physiques des fluides en priorisant celles dont l'influence sur les transferts thermo-hydrauliques est importante
2) La comparaison des forces agissant sur l'écoulement à partir des nombres adimensionnels.

Cette partie présente l'approche adimensionnelle, les critères de sélection et les résultats qui nous permettent d'identifier des fluides potentiels de substitution au R410A.

6.1.1. Géométrie et critères de similitude

La similitude d'écoulement et de comportement repose sur des rapports constants de géométrie, des grandeurs physiques et des nombres adimensionnels. L'approche par similitude est utilisée dans la plupart des cas avec des écoulements monophasiques à surface libre ou en charge (limités par des frontières géométriques) pour résoudre des problèmes d'échelles. Pour cela un prototype ou maquette est créée, généralement réduite en taille. La similitude parfaite entre deux écoulements exige trois conditions à vérifier ((Padet, 2011), (Sini, 2009), (Chalhoub, 2006)) :

a) La similitude géométrique : un rapport constant des paramètres géométriques (longueur, largeur, diamètre..) entre le cas réel et le prototype ou le modèle
b) La similitude cinétique : rapport constant de la vitesse des particules homologues du cas réel et du prototype (même lignes de courant)
c) La similitude dynamique : un rapport constant de toutes les forces qui agissent sur le fluide entre le modèle réel et le prototype. Dans ce cas, une égalité de plusieurs nombres

adimensionnels doit être satisfaite, notamment pour les nombres de Reynolds et Froude pour le cas de fluide incompressible, et Reynolds et Mach pour le cas de fluide compressible

La similitude dynamique met en place des nombres adimensionnels qui reflètent les forces physiques qui agissent sur l'écoulement comme la pesanteur, le frottement et les forces capillaires. La formulation de ces nombres pour un écoulement monophasique est relativement simple. Mais pour un écoulement avec changement de phase, les modèles d'écoulements (homogène, à phases séparées) interviennent et facilitent la formulation de ces nombres.

A. Géométrie

Pour la condensation dans les échangeurs à plaques, la similitude d'écoulement est rendue doublement complexe par la variabilité de la section du canal le long de l'écoulement et de la variation du titre de vapeur lié au phénomène de condensation au sein de l 'échangeur. L'échangeur de test et ses caractéristiques géométriques ont été détailles dans la Partie 1. Le sens de l'écoulement du fluide frigorigène est descendant en mode condenseur, et ascendant en mode évaporateur. Ce type d'échangeurs a un espacement, entre deux plaques adjacentes, qui varie de 0 à 4 mm. Parmi les paramètres géométriques d'influence majeure sur l'écoulement dans l'échangeur, on peut noter l'angle d'inclinaison de l'ondulation β. Pour rappel du point de vue industriel, cet échangeur est formé de dizaines de plaques. La soudure entre les plaques permet de résister à des pressions de fonctionnement de 20 à 40 bars.

B. Critères de similitude

Un point de départ de la recherche d'un fluide de substitution au fluide frigorigène est de comparer les propriétés thermo-physiques des fluides. L'identification des paramètres ne pouvant être idéale pour chacun d'eux simultanément, il est nécessaire de prioriser ceux dont l'influence sur les transferts thermiques est importante. La synthèse bibliographique (voir Chapitre 5) sur les études de condensation dans les échangeurs à plaques par approches corrélatives permet de mettre en évidence l'importance et l'influence des propriétés physiques du réfrigérant en particulier celles de la phase liquide. Parmi ces propriétés physiques nous citons par ordre d'importance la conductivité thermique, la capacité thermique massique et la viscosité, toutes de la phase liquide. On peut noter l'absence de la tension de surface dans la plupart des corrélations de transfert de chaleur (excepté pour (Jokar, et al., 2006)), ce qui peut paraître surprenant pour un écoulement diphasique avec changement de phases liquide-vapeur.

La comparaison des propriétés thermo-physiques des divers fluides ne peut suffire pour avoir une similitude du comportement thermo-hydraulique au sein de l'échangeur. La comparaison des forces agissant sur l'écoulement et les transferts thermiques est primordiale. En raison du manque d'information sur la nature de l'écoulement, la formulation des nombres adimensionnels pour la recherche de fluide de substitution est basée sur l'approche homogène de l'écoulement. Dans la littérature, les principaux nombres adimensionnels qui interviennent dans le phénomène de condensation convectif sont décrits dans le **Tableau 6.1**. La comparaison de tous les nombres adimensionnels ne signifie pas qu'il aura une similitude dynamique, mais la similitude dynamique signifie une égalité de quelques nombres adimensionnels.

Une autre formulation plus adéquate du nombre d'Eckert dans le domaine de changement de phase est la suivante : $Ec = \frac{G^2}{\rho_m^2.x.Lv}$. Le nombre de Stanton peut s'avérer important comme

Tableau 6.1 Nombres adimensionnels

Nombre adimensionnel	**signification**
$Re = G.\left(1 - x + x.\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,5}\right).\frac{D_h}{\mu_l}$	Reynolds exprime le rapport entre les forces d'inerties et les forces visqueuses
$St = \frac{h}{G.Cp} = \frac{Nu}{Re.\mathrm{Pr}}$	Stanton exprime le rapport entre la chaleur transférée à un fluide et la chaleur transportée par le fluide
$Fr = G^2.\frac{\left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}\right)^2}{g.D_h}$	Froude exprime le rapport entre les forces d'inertie et gravitaire
$We = G^2.D_h.\frac{\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}}{\sigma}$	Weber exprime le rapport entre les forces d'inertie et celles de surface
$Bond = g.D_h^2.\frac{\rho_l - \rho_v}{\sigma}$	Bond exprime le rapport entre les forces de flottabilité et celles de la tension de surface
$Ec = \frac{V^2}{C_p.\Delta T}$	Eckert exprime le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie calorifique

critère de similitude. Toutefois, les informations sur le coefficient d'échange ne sont connues qu'à postériori.

Le flux massique G et la densité de puissance q sont reliés par l'expression :

$$q = G.Lv.\frac{S}{A_{tr}}$$

où S est la section de passage du fluide, $S = b.l$ et A_{tr} est la surface d'échange thermique, $A_{tr} = L.l$ pour un échangeur à deux canaux.

6.1.2. Comparaison des fluides relatifs aux critères de similitude

Outre les critères de similitude relatifs au comportement thermo-hydraulique, le fluide de substitution au R-410A se doit d'avoir un niveau de pression modérée pour une température de saturation comprise entre 30 et 60°C afin de pouvoir être utilisé dans notre banc expérimental. La recherche de fluides de substitution a été effectuée à partir de la base de données de fluides du NIST (http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/), du logiciel « Honeywell Refrigerants Properties Suite » et du logiciel « Solkane Software 7 ». Parmi la multitude de fluides, et par comparaison des propriétés thermo-physiques du fluide avec le R410 A, divers fluides sont retenus :

a) HFE-7000, Pentane, R-245fa pour les fluides à pression modérée, en substitution du R-410A pour une utilisation académique.
b) R-32 et HFO-1234yf comme fluides à pression élevée qui présentent un intérêt industriel comme remplaçant des fluides frigorigènes actuels.

A. Comparaison des propriétés thermo-physiques

Les écarts relatifs des diverses propriétés thermo-physiques entre le R-410A et les divers fluides sélectionnés sont présentés dans le **Tableau 6.2**. Le premier chiffre correspond à l'écart à 30°C et le 2ème à 60°C.

D'après les résultats du **Tableau 6.2**, on observe un écart relatif modéré pour la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la chaleur latente de vaporisation. L'écart relatif sur la chaleur latente est plus important pour le Pentane : cela implique que pour une densité de flux imposé en paroi, le flux massique sera plus faible pour le Pentane. On observe un écart relatif important sur la viscosité : si cela peut affecter en particulier les chutes de pression, qu'en est-il des effets sur les interactions interfaciales et les structures d'écoulement ? Pour la tension de surface, l'écart relatif est assez important (jusqu'à une majoration de 1000% pour le Pentane). On peut cependant rappeler, qu'aux vues des diverses corrélations de la littérature sur les transferts thermiques, la tension de surface a peu d'influence. Dans la bibliographie des échangeurs à plaques, (Jokar, et al., 2006) est une des

Tableau 6.2 Ecarts relatifs entre les propriétés thermo-physiques des fluides de substitution avec le R410 A (en %)

Propriétés R-410A		Pression 20-40 bars	Conductivité thermique liquide ≈ 0,083 W.(m.K)$^{-1}$ (%)	Chaleur spécifique liquide ≈ 2,46 kJ.(kg.K)$^{-1}$ (%)	Viscosité liquide ≈ 91 µPa.s (%)	Tension de surface ≈ 2,7 mN.m^{-1} (%)	Chaleur latente ≈ 141 kJ.kg^{-1} (%)
Basse pression	HFE-7000	0,8 à 2,2	[-19 ; -9]	[-26 ;-55]	[278 ; 351]	[161 ; 825]	[-25 ; 16]
	Pentane	0,8 à 2,1	[19 ; 33]	[32 ; -21]	[84 ; 138]	[233 ; 1202]	[104 ; 187]
	R-245fa	1,8 à 4,6	[-3 ; 7]	[-24 ; -55]	[236 ; 286]	[199 ; 966]	[6; 60]
	Eau	1.01325	[573 ; 779]	[136 ; 33]	[604 ; 578]	[1489 ; 7255]	
Haute pression	R-32	20 à 40	[33 ; 33]	[13 ; -5]	[-5 ; 4]	[34 ; 96]	[46 ; 67]
	1234yf	8 à 16	[-34 ; -32]	[-23 ; -49]	[19 ; 33]	[24 ; 165]	[-21 ; 4]

rares études prenant en compte l'effet de la tension de surface. Cependant, avec un nombre capillaire faiblement pondéré et avec une valeur maximale de $1{,}6.10^{-3}$ pour leurs conditions expérimentales, cet effet est très modéré.

La comparaison de l'eau avec le R-410A indique que l'eau ne peut guère être sélectionnée comme fluide simulant, compte tenu des écarts relatifs importants de ses propriétés par rapport au R-410A. On peut alors se poser la question de la difficulté de transposition directe des études relatives au mélange eau/air au cas des fluides frigorigènes.

Concernant les fluides haute pression, le R-32 se présente comme un remplaçant intéressant du R-410A. En effet, le R-32 a un GWP (Global Warming Potential) inférieur à celui de R-410A, une meilleure chaleur latente et une meilleure conductivité thermique. Cependant, il est extrêmement inflammable.

B. Comparaisons des nombres adimensionnels

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont obtenus en fixant les densités de flux de chaleur imposées sur chacune des plaques de l'échangeur, dans une plage couvrant notre domaine d'application dans ce projet. La similitude géométrique est assurée avec un rapport 1. La **Figure 6.1** et la **Figure 6.2** montrent la position de chaque fluide dans la carte d'écoulement présenté par les nombres de Bond et Weber pour deux densités de flux chaleur imposées (6 et 24 kW.m^{-2}). Ce graphique compare les effets inertiels, capillaires et gravitaires. La droite d'équation y = x (qui représente Fr = 1) sépare les domaines, inertiel et gravitaire. Le domaine limité par la droite x = 1 (We = 1) et y = 1 (Bond = 1) définit la zone où la tension de surface est dominante. Cette zone n'est pas représentée sur les figures pour mieux distinguer les courbes des différents fluides. Les lignes en tracé interrompu se réfèrent aux fluides de pression modérée, et les lignes continues aux fluides de haute pression. Chaque ligne représente un titre x. Le titre varie de 0,05 à 0,95 par pas de 0,05. Le nombre de Bond diminue avec la température et le nombre de Weber augmente avec le titre de vapeur.

En gardant des niveaux de pressions acceptables, les plages de température étudiées sont de 26 à 66°C pour le R 410 A, de -20 à 70°C pour le R-32, de -10 à 80°C pour le HFO-1234yf, de 1 à 73°C pour le HFE-7000, de 30 à 70°C pour le Pentane, et de 0 à 70°C pour le R-245fa. Indépendamment de la densité de flux imposé, l'écoulement du R 410 A apparaît purement gravitaire (pour la **Figure 6.1**, les courbes du R-410A n'apparaissent pas car le nombre de Bond est supérieur à 50). Pour les faibles densités de flux, les courbes des divers fluides sélectionnés apparaissent pleinement dans la zone gravitaire de la carte d'écoulement

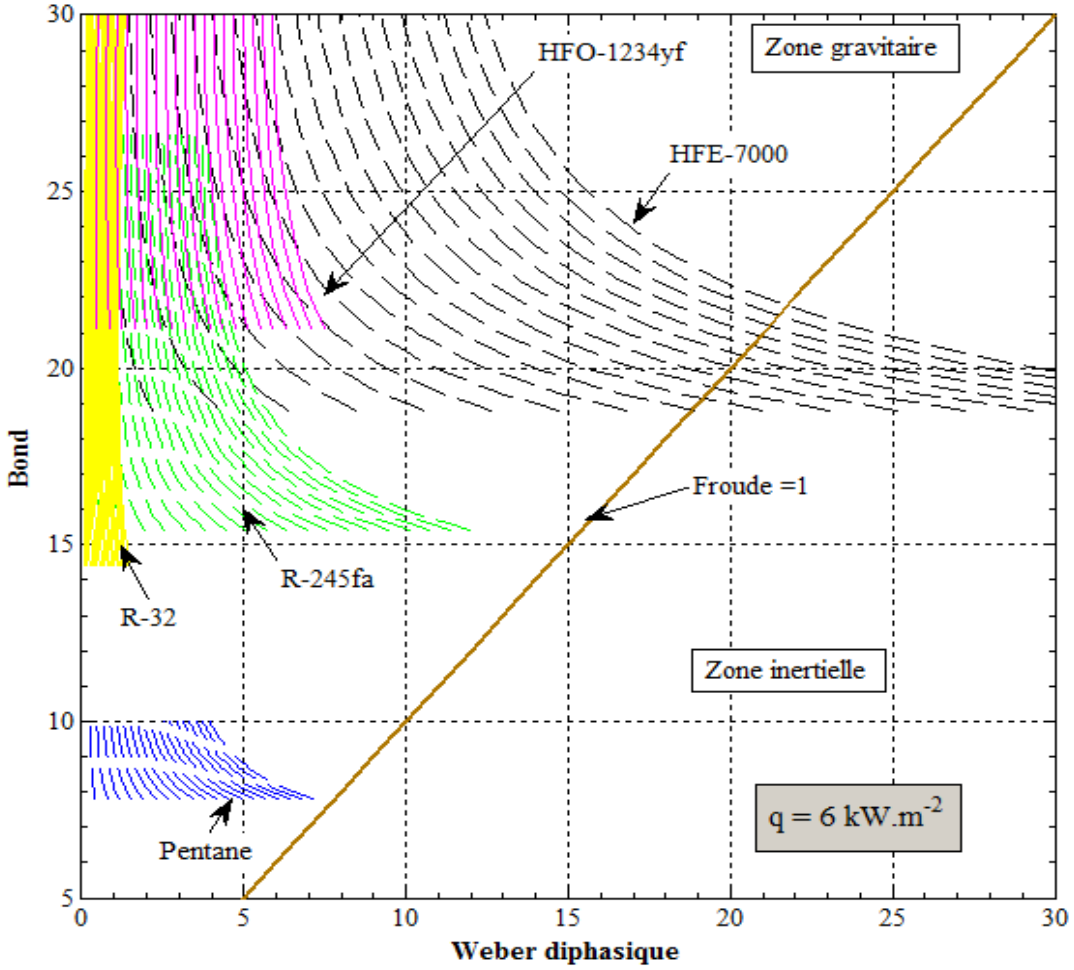


Figure 6.1 Carte d'écoulement en Bond-Weber pour q = 6 kW.m^{-2}

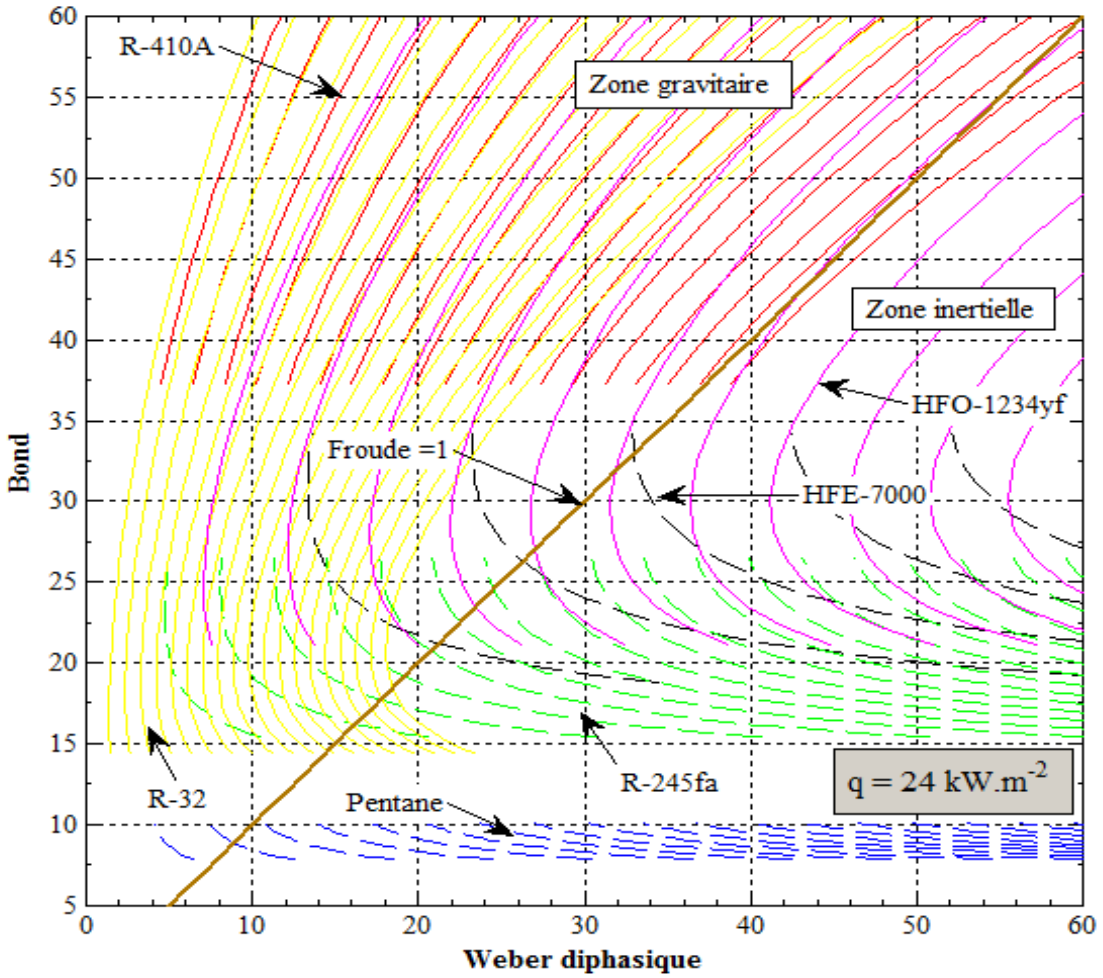


Figure 6.2 Carte d'écoulement en Bond-Weber pour q = 24 kW.m^{-2}

sauf pour le HFE-7000 à faibles températures et forts titre massique. Les fluides hautes pressions (R-32 et HFO-1234yf) montrent un comportement gravitaire comme le R-410A. Cependant, pour les fortes densités de puissances (**Figure 6.2**), on observe une transition d'écoulement du gravitaire à l'inertiel pour certaines conditions. Par exemple, le R-32 a une tendance à dépasser la frontière vers le domaine inertiel pour les forts titres et les basses températures (dans la plage 30 à 60 °C, ce fluide est contenu dans le domaine gravitaire).

Le Pentane présente le même comportement, sur toute la plage de température, très faiblement gravitaire puis inertiel. Les courbes du R-245fa et du HFE-7000 présentent des évolutions de comportements similaires : le comportement gravitaire de l'écoulement se développe en inertiel avec l'augmentation du titre. L'égalité entre tous les nombres adimensionnels entre les fluides et le R 410 A est délicate, mais il est possible de s'en rapprocher en augmentant le diamètre hydraulique (augmentation de l'espacement entre les plaques et de la surface des plaques pour garder la similitude géométrique).

Nous avons voulu vérifier cette carte d'écoulement avec les résultats expérimentaux de (Longo, 2009) qui a observé un changement de tendance dans l'évolution du coefficient d'échange global à partir d'un flux massique de 20 kg.m^{-2}.s^{-1}, pour des densités de flux en paroi variant de 6 à 25 kW.m^{-2}. (Longo, 2009) interprète ces résultats comme une modification du poids des forces qui agissent sur l'écoulement : condensation gravitaire pour G < 20 kg/m2.s et condensation convective autrement. En se basant sur les données de Longo,

en particulier la géométrie de la plaque et la plage des tests avec le R-410A, la frontière entre gravitaire et inertiels (Fr = 1) apparaît pour G = 70 kg.m^{-2}.s^{-1}. Diverses questions se posent alors : est-ce que l'évolution du coefficient d'échange avec le flux massique résulte d'un changement dans le rapport des forces qui agissent sur l'écoulement ? Pour ce type d'échangeur à géométrie complexe, la formulation du $D_h = 2.b$, ne prenant en compte ni l'angle, ni le pas de corrugation, est-elle une grandeur représentative des structures d'écoulement ? Le modèle homogène reste-t-il valide pour ces conditions de fonctionnement ?

Un autre paramètre à comparer dans cette approche est le nombre de Reynolds. Il est déduit du bilan de la quantité de mouvement pour les forces visqueuses. La formulation utilisée est celle qui se trouve dans la bibliographie des échangeurs à plaques ((Yan, et al., 1999), (Han, et al., 2003), (Longo, 2009)). La **Figure 6.3** et la **Figure 6.4** représentent la variation du Reynolds diphasique pour divers fluides en fonction du titre vapeur pour 2 densités de flux de chaleur en paroi (6 et 24 kW.m^{-2}) et deux températures de saturation (Ts) de 30 et 60 °C, respectivement. L'écart entre les différents fluides et le R-410A augmente avec l'augmentation de la densité de puissance et de la température de saturation. Le pentane montre un accord satisfaisant, en particulier pour les faibles densités de puissance et température de saturation. Toutefois la **Figure 6.3** et la **Figure 6.4** montrent les limites de fonctionnement et il est clair qu'entre ces limites il y a des zones de concordance et ceci n'est pas forcement pour les mêmes conditions.

On peut trouver dans la littérature (Desrats, 2006), une autre expression du nombre de Reynolds pour un écoulement diphasique, $Re = G.D_h.\left(\frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l}\right)$, basée sur la formulation de la viscosité homogène de (McAdams, et al., 1942). Par comparaison avec la **Figure 6.3** et la

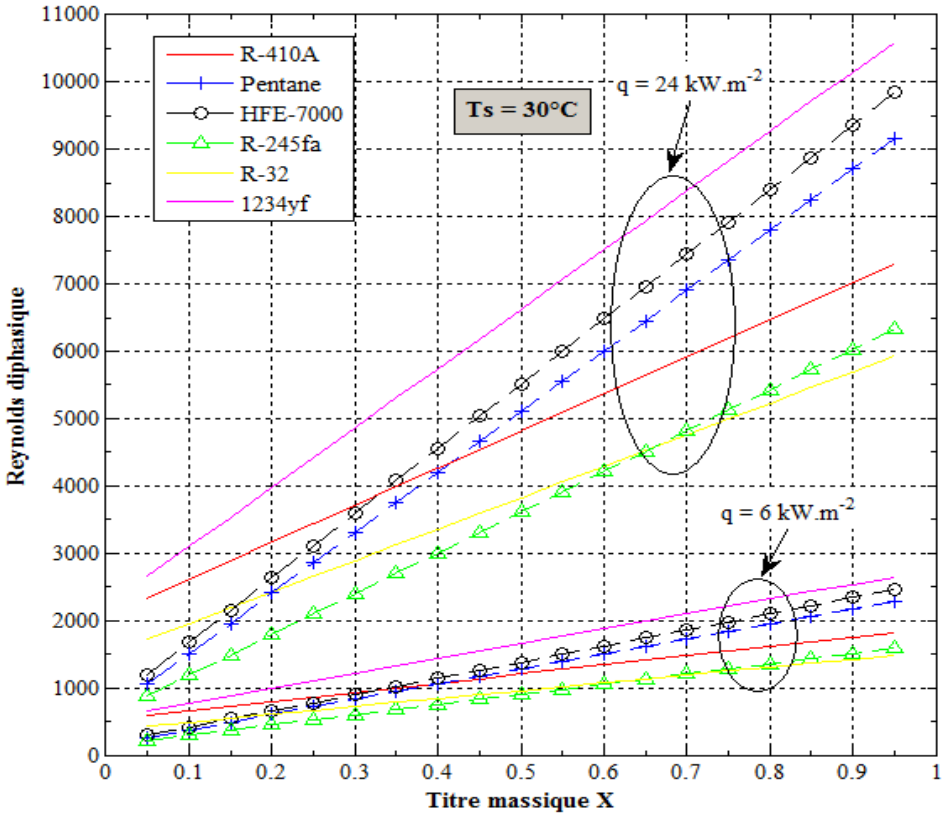


Figure 6.3 Variation du nombre de Reynolds diphasique pour T_{sat} = 30°C, en fonction du titre massique

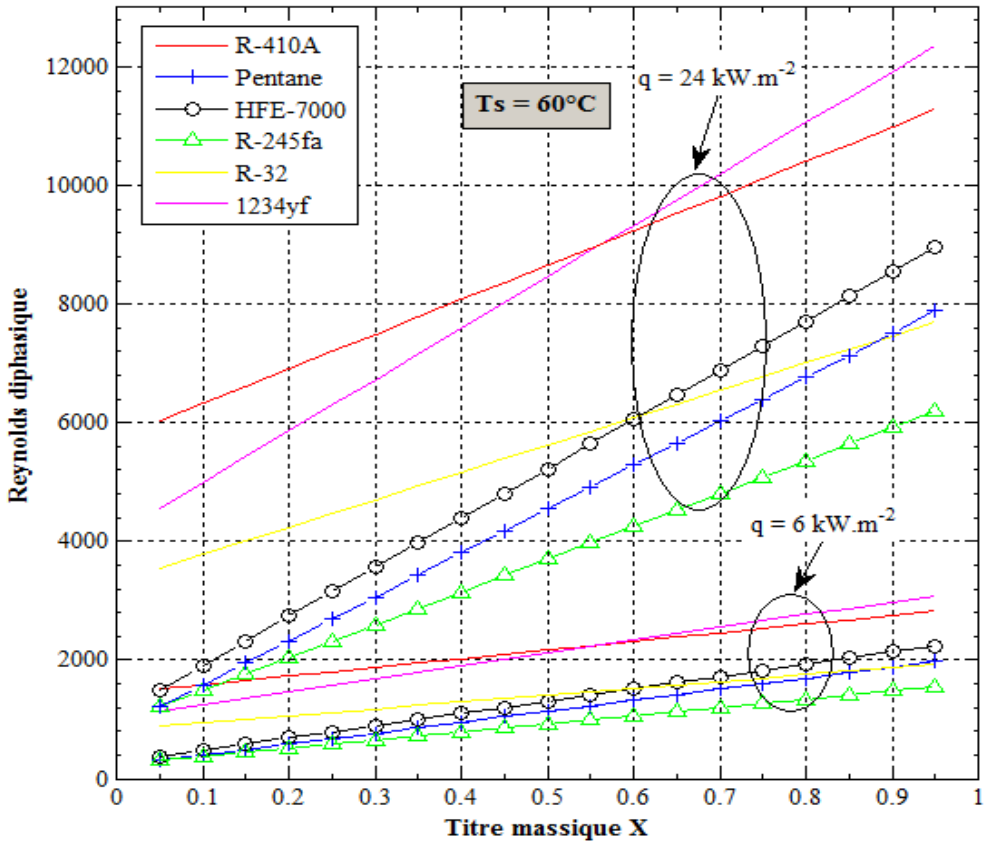


Figure 6.4 Variation du nombre de Reynolds diphasique pour T_{sat} = 60°C en fonction du titre massique

Figure 6.4, mais avec la deuxième expression du nombre de Reynolds, les résultats des simulations indiquent une variation similaire du nombre de Reynolds mais à des niveaux de valeurs différents. Le Pentane et le R-410A sont les fluides les moins affectés par l'expression du Reynolds. Ce résultat met en avant l'importance de la formulation des nombres adimensionnels en écoulement diphasique lors de la recherche de similitude dans le comportement.

Une similitude au nombre d'Eckert a été conduite. Les valeurs de « *Ec* » calculées ont donné une valeur maximale de 0,1 pour la plus grande densité de flux et la température la plus basse, quel que soit le fluide. Ainsi la dissipation d'énergie due aux frottements au sein de l'écoulement est très faible devant l'énergie interne du fluide, ce qui limite l'importance de ce nombre.

Suite à cette étude comparative des différents fluides, le R-410A indique un comportement de type majoritairement gravitaire dans la plage de températures et de densités de flux étudiée. Or le pentane ou le R-245fa, pour la même campagne de mesures, présente un intérêt scientifique complémentaire en couvrant les zones d'écoulement gravitaire et inertiel.

Finalement, le pentane est le fluide sélectionné pour la suite de l'étude en se basant sur le niveau de pression et les pertes de pression dans le système en plus des résultats de l'étude de similitude présentés précédemment. En effet un calcul préliminaire des pertes de pression, dans notre dispositif expérimental qui sera détaillé dans le paragraphe 6.2, montre que le pentane aura moins de pertes de pression en comparaison avec le R-245fa. Ainsi cela permet de réduire les écarts de pressions dans le circuit, permettant la circulation du fluide.

6.2. Design et construction du dispositif expérimental

Un dispositif expérimental doit être conçu pour un objectif bien défini. Dans notre étude, ce dispositif doit permettre un contrôle précis des conditions aux limites en vue d'appréhender les caractéristiques globales et locales des transferts thermo-hydrauliques dans des échangeurs à plaques en modes de condensation gravitaire et convective. La base de connaissance acquise alimentera les outils d'optimisation pour ce type d'échangeur à plaques.

A travers le travail bibliographique, plusieurs types de dispositifs expérimentaux ont été étudiés et comparés afin de définir notre propre dispositif expérimental. Parmi les dispositifs expérimentaux étudiés, nous pouvons noter celui de (Yan, et al., 1999), (Cavallini, et al., 2001), (Lallemand, et al., 2001) et (Longo, 2008). Suite à cette étude de comparaison le dispositif expérimental est conçu et les composants définis. Un dessin numérique 3D du dispositif a été réalisé sous CATIA dans le but de positionner chaque composant de manière à compacter le dispositif, et à le rendre déplaçable. La conception du dispositif a été effectuée en implémentant des conduites et un jeu de vannes supplémentaires permettant d'étendre l'étude à l'ébullition convective. La fabrication des composants métalliques sur mesure, le soudage, l'installation des conduites, l'assemblage des composants sur le châssis, la réalisation de boitiers électroniques spécifiques et l'installation de la métrologie ont été effectués avec les services techniques du laboratoire en soutien à la recherche. Le dispositif expérimental est présenté sur la **Figure 6.5** et une vue 3D montrant la disposition des divers

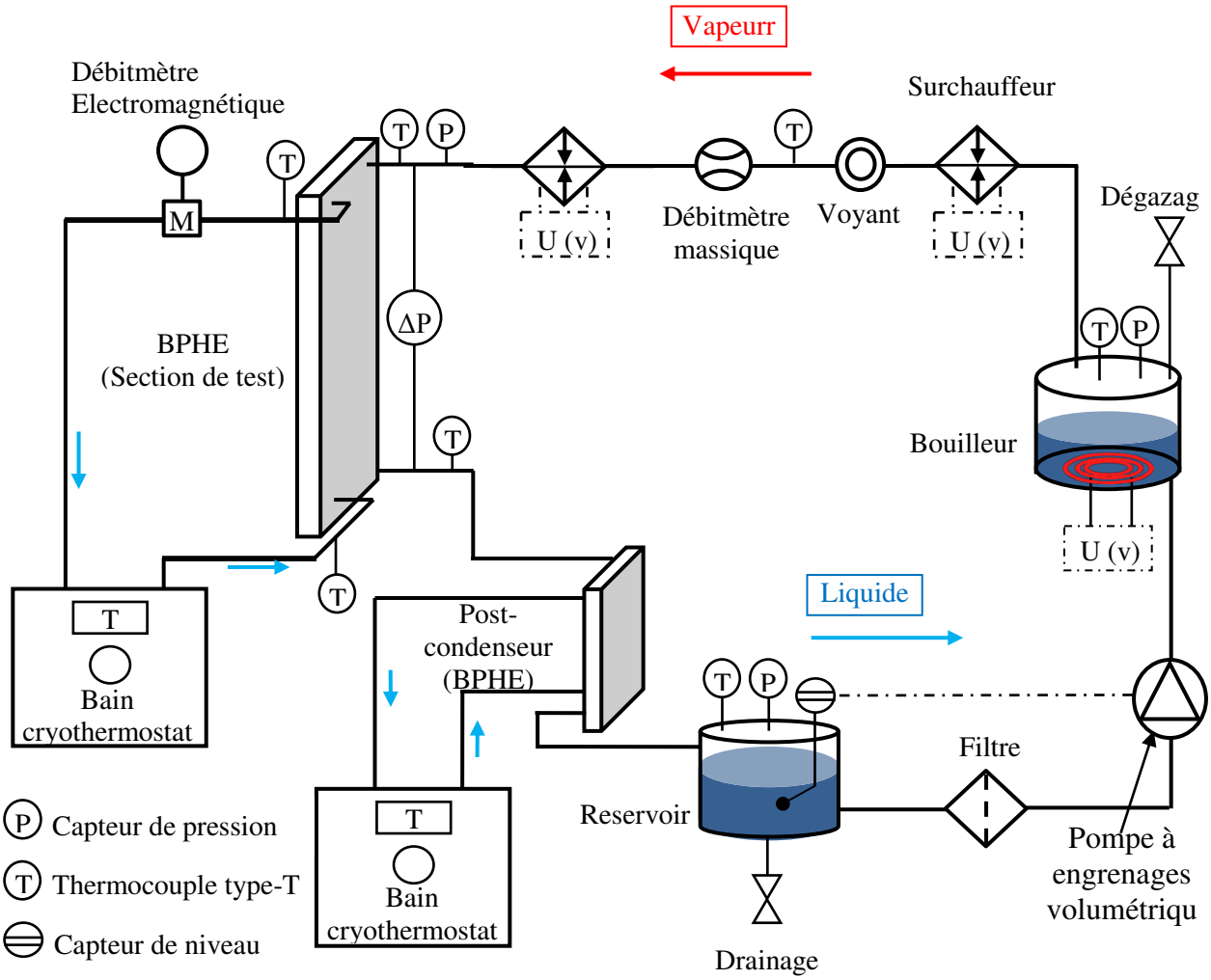


Figure 6.5 Schéma du dispositif expérimental développé pour l'étude de la condensation convective du pentane dans un BPHE (EXEL7-3)

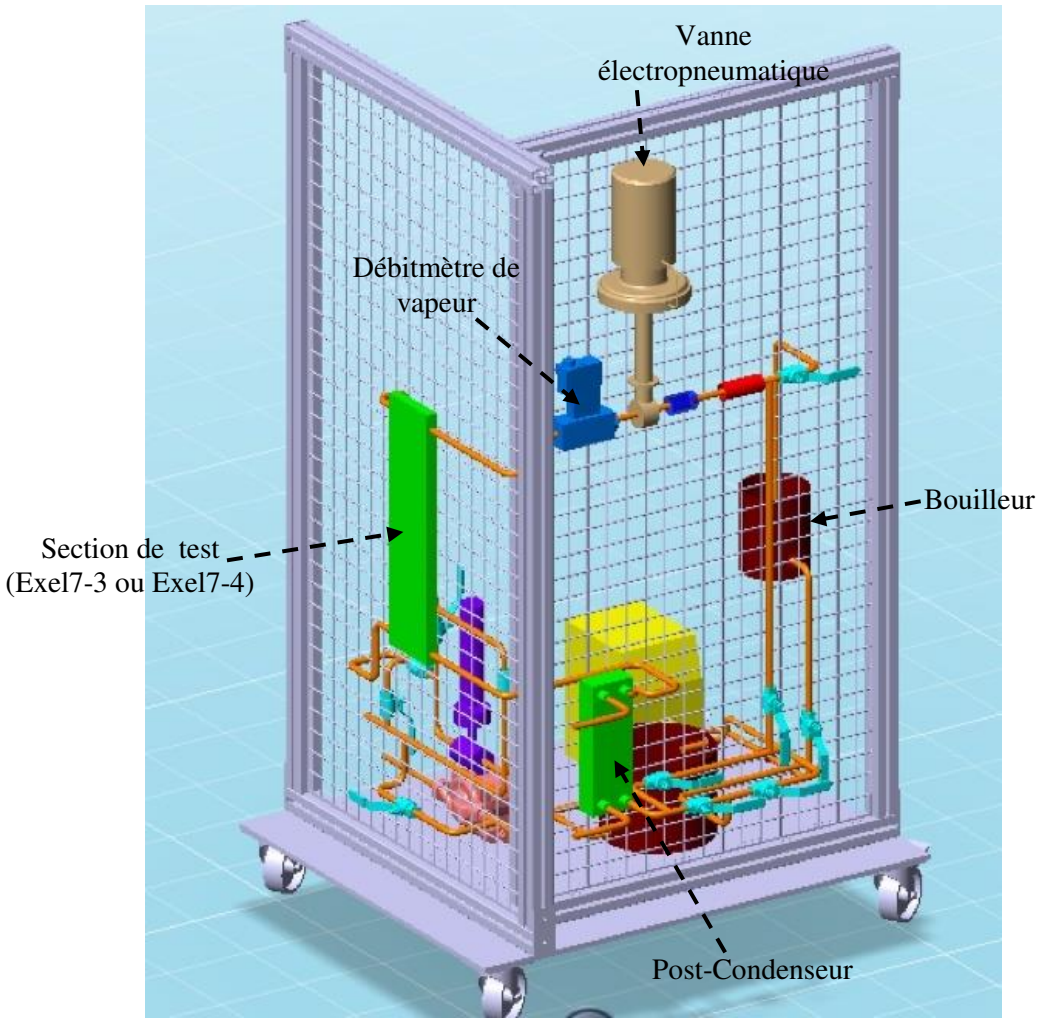


Figure 6.6 Vue 3D du banc d'essais pour l'étude du phénomène de condensation dans des échangeurs

composants est présentée sur la **Figure 6.6**.

Par rapport aux boucles frigorifiques conventionnelles et aux dispositifs décrit dans la littérature, notre dispositif présente les spécificités suivantes :

1) Interchangeabilité du fluide de travail sans modification des autres composants ;
2) Absence de compresseur et de l'huile de lubrification. Cet élément moteur est remplacé par une pompe volumétrique à engrenages (sans pulsation) et un bouilleur électrique, ce qui rend le fluide de travail pur avec un débit non-pulsatif
3) Absence de l'accumulateur avec sa bouteille d'azote, servant à lisser les fluctuations générées par la pompe du fluide
4) Travail à pression réduite : le fluide sélectionné, le pentane, possède une pression de travail proche de la pression atmosphérique. D'une part, cette spécificité réduit le coût et les contraintes mécaniques de la section de test et de la boucle fluidique complète. D'autre part, cela permet de fabriquer des prototypes d'échangeur non renforcés mécaniquement (plus faibles épaisseurs de paroi), favorisant ainsi l'accès aux caractéristiques de l'écoulement à partir de métrologies adéquates en surface (IR) ou en volume (Rayons-X).

De par sa conception, le dispositif expérimental mis au point permet d'imposer des conditions spécifiques du fonctionnement du condenseur en contrôlant la surchauffe de la vapeur en entrée, le sous-refroidissement liquide en sortie, le niveau de pression, ou encore du flux massique circulant. L'effet de la présence d'huile sur les performances du condenseur

(échangeur de test) pourra être étudié ultérieurement. Un composant commun à de nombreux dispositifs expérimentaux de la littérature est la présence d'un échangeur (post-condenseur) en sortie de la section de test. Le post-condenseur a pour rôle de maintenir une pression de fonctionnement stable en entrée de la section de test.

Les conditions à l'entrée de la section de test influence le choix des composants de la boucle et leurs dispositions. Dans notre étude, nous souhaitons étudier le comportement thermo-hydraulique de l'échangeur avec une condensation complète du fluide entre l'entrée et la sortie de la section de test, voire même d'étudier l'influence de la surchauffe de la vapeur sur ce comportement. Ces conditions de fonctionnement sont similaires à celles existant au sein des machines frigorifiques. Cela explique l'emplacement d'un surchauffeur entre le bouilleur et la section de test pour assurer une surchauffe (titre de vapeur égal à 1) à l'entrée de l'échangeur. Ainsi, dans cette étude, il a été écarté les situations de condensation pour lesquelles le titre de vapeur à l'entrée de l'échangeur est inférieur à 1 afin de ne pas pré-conditionner les structures de l'écoulement et ainsi modifier la distribution des phases en entrée de l'échangeur. On trouve cette situation dans la littérature ((Yan, et al., 1999), (Han, et al., 2003), (Kuo, et al., 2005)) avec pour objectif d'étudier la variation du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur.

Pour synthétiser, le dispositif expérimental (**Figure 6.5**) est formé de 3 boucles fluidiques :

1) Une boucle d'eau pour évacuer le flux de chaleur de la section de test (condensation). Dans cette boucle, l'eau relativement froide circule du bain cryo-thermostaté jusqu'à la section de test en passant par un débitmètre électromagnétique. L'eau chaude sortant de la section d'essai est renvoyée au bain cryo-thermostaté en charge de stabiliser sa température d'eau. Pour les forts flux de chaleur à évacuer, un échangeur à plaques intermédiaire, connecté à l'eau du réseau, est positionné entre la section de test et le bain afin d'évacuer le surplus de chaleur que le bain cryo-thermostaté ne peut plus assurer par manque de puissance du groupe frigorifique.
2) Une boucle d'eau pour le post-condenseur. L'eau circule entre un bain cryo-thermostaté et un échangeur à plaques brasées standard. L'ajustement de la température d'eau en entrée du post-condenseur permet de contrôler la pression de fonctionnement dans la troisième boucle
3) La troisième boucle est celle relative au fluide à changement de phase (le pentane). Cette boucle est constituée de divers éléments qui permettent : 1/ de générer de la vapeur de pentane, 2/ d'assurer le cheminement de la vapeur vers la section de test en traversant le surchauffeur et un débitmètre vapeur, 3/ de condenser la vapeur dans la section de test, 4/ de drainer le condensat par gravité jusqu'au réservoir, et 5/ de retourner le condensat avec une pompe vers le générateur de vapeur pour fermer la boucle, et assurer ainsi un fonctionnement continue.

6.3. Boucle du fluide à changement de phase

Dans ce paragraphe, les éléments constitutifs de la boucle du fluide à changement de phase sont détaillés. Dans la description de cette boucle, le point de départ et d'arrivée est le bouilleur. Une fois les composants assemblés, il a été effectué un contrôle de la boucle sur la tenue au vide (10^{-5} bar) et la tenue en pression (3 bars).

6.3.1. Le bouilleur

Le bouilleur a pour rôle de générer la vapeur de pentane. C'est un réservoir contenant deux résistances chauffantes chacune d'une puissance de 1300 W, un capteur de pression et un

thermocouple. L'état de saturation est contrôlé par les mesures de pression et température. Ce composant a été fabriqué sur mesure afin de favoriser l'intégration des résistances chauffantes dans un volume réduit, afin de limiter la quantité d'utilisation de pentane, tout en s'assurant de l'évitement de la crise d'ébullition aux plus forts flux de chaleur.

6.3.2. Eléments chauffants de la tuyauterie

Les éléments chauffants, entourant les conduites entre la sortie du bouilleur et l'entrée de la section de test, permettent de contrôler le niveau de surchauffe de la vapeur de pentane générée dans le bouilleur. Cette surchauffe de la vapeur est nécessaire pour deux raisons :

1) Eviter le phénomène de condensation entre le bouilleur et la section de test pour ne pas altérer les mesures des capteurs, en particulier pour celle du débitmètre massique thermique pour un écoulement vapeur.
2) Etudier l'effet de la surchauffe de la vapeur sur les transferts thermiques et les pertes de pression dans le condenseur.

Les éléments chauffants sont : 1/ un collier chauffant électrique de puissance maximale 200 W placé avant le voyant ; 2/ deux fils chauffants entourant la tuyauterie entre le bouilleur et la section de test de puissance maximale 250 W chacun. Toutes les conduites sont entourées par un isolant pour limiter les pertes de chaleur à l'air ambiant.

6.3.3. Voyant

Le voyant permet de surveiller visuellement l'état du fluide vapeur dans la conduite d'entrée. Il est nécessaire d'avoir un état vapeur pour le bon fonctionnement du débitmètre vapeur. Ce voyant est un tube en verre de diamètre interne 20 mm et d'épaisseur 1,8 mm, serré entre deux brides en inox sur un joint en Viton®.

6.3.4. Débitmètre vapeur

Un débitmètre massique thermique pour la mesure du débit de la vapeur de pentane. Ce débitmètre est de marque « Bronkhorst IN-FLOW » ayant une gamme de mesure entre 0,0003 et 0,0024 $kg.s^{-1}$ avec une précision de ± 2,72% de la pleine échelle.

La **Figure 6.7** présente une photo indiquant l'emplacement physique des divers composants décrits jusqu'ici.

6.3.5. Section de test

La section de test comporte, selon l'étude mise en place, soit un échangeur de type Exel7-3 formé de 3 plaques (2 canaux, un canal pour l'eau et un canal pour le pentane), soit un échangeur de type Exel7-4 formé de 4 plaques (3 canaux, le canal central pour le pentane). Les paramètres géométriques de l'échangeur sont détaillés dans la Partie 1 de ce rapport de thèse. Les deux échangeurs testés, sans plaques de renfort mécanique, sont spécialement fabriqués par l'industriel CIAT pour répondre à la spécificité de notre étude. Dans l'un ou l'autre des échangeurs, la vapeur de pentane se condense en cédant l'énergie à l'eau.

La section de test est instrumentée d'un capteur de pression différentielle pour la mesure des pertes de pression, de 4 thermocouples aux entrées/sorties de chaque fluide, et d'un capteur de pression absolue en entrée du canal du pentane. Ces deux échangeurs sont fabriqués sans les plaques de renfort, ce qui permet l'accès à la géométrie corruguée de la plaque et, par la suite, d'obtenir une information sur le champ de température à la paroi au plus proche du fluide par utilisation de la métrologie infrarouge. Cette métrologie sera détaillée ultérieurement. La section de test est présentée dans la **Figure 6.8**.

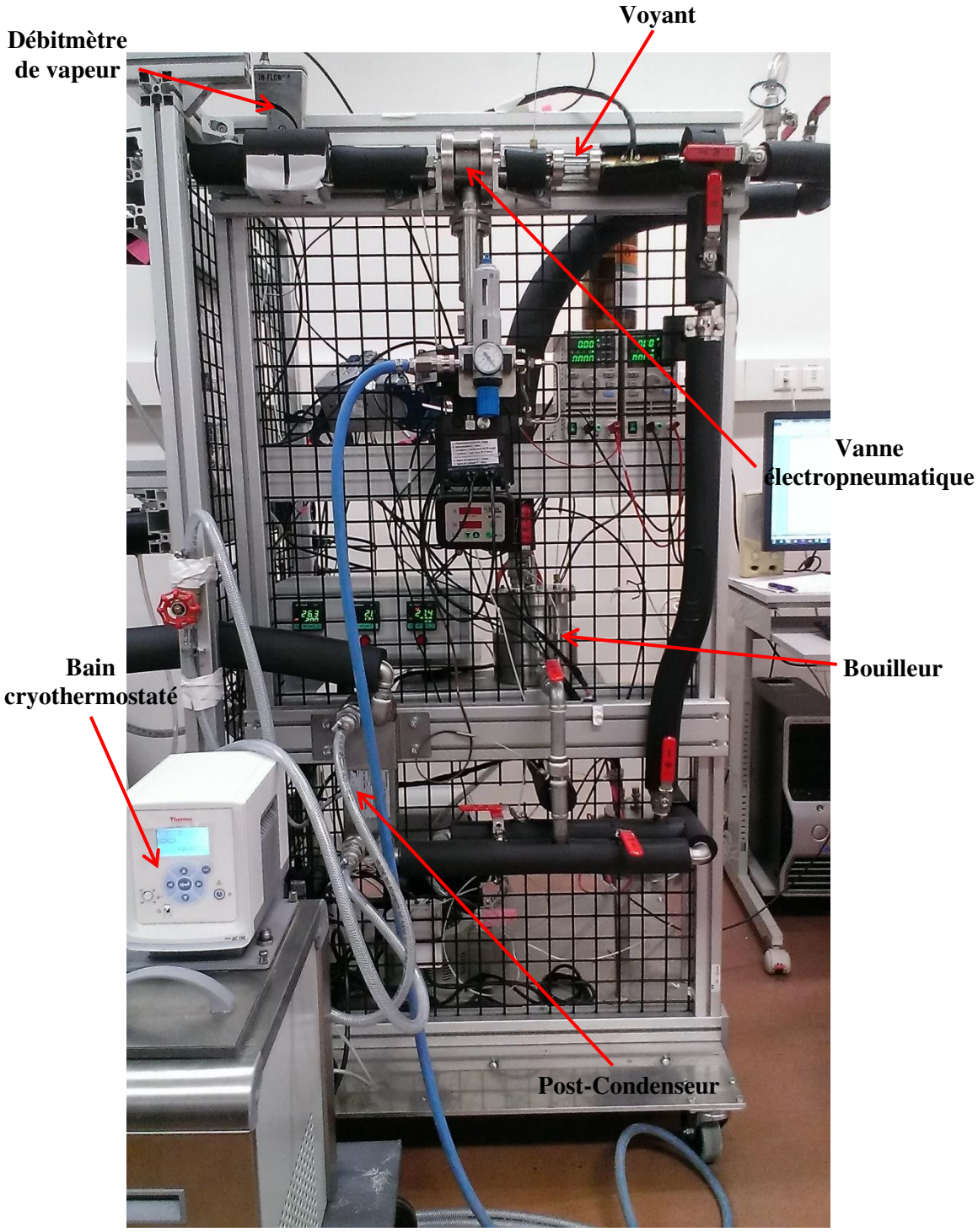


Figure 6.7 Vue partielle du dispositif expérimental montrant quelques composants

L'emplacement physique des composants décrit ci-après est présenté sur la photo de la **Figure 6.9**.

6.3.6. Post-condenseur

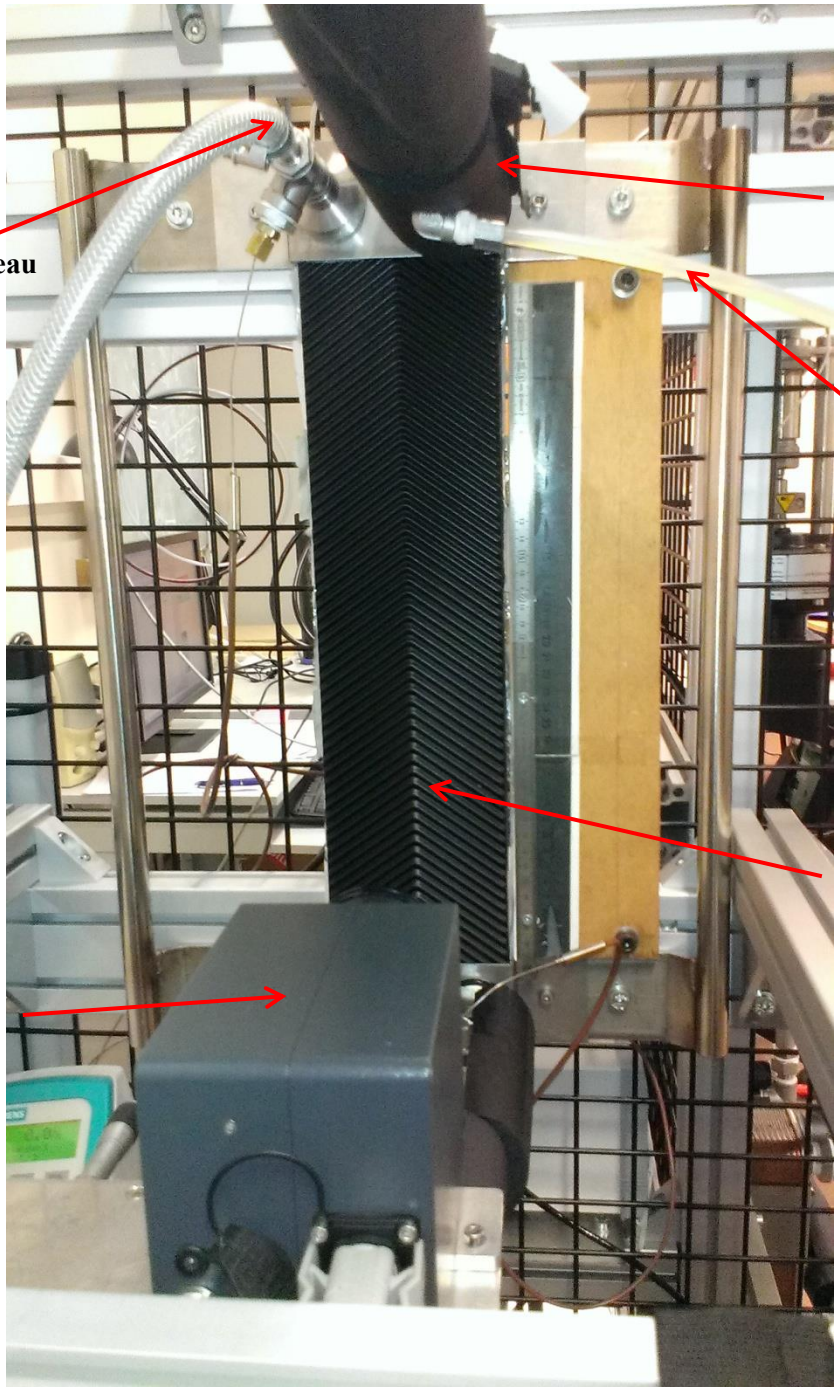


Figure 6.8 Vue de la partie de test instrumentée de différentes métrologies

A la sortie de la section de test, le condensat circule au travers un autre échangeur à plaques brasées (post-condenseur) de type Exel2-20 formé de 20 plaques (taille standard fabriquée par l'industriel CIAT). Le post-condenseur permet de contrôler la pression de la boucle à changement de phase. Le pentane liquide, sous refroidi en sortie de la section de test, est réchauffé par l'eau fournie par le bain cryo-thermostaté de la boucle 2. Le chauffage du pentane permet de relever sa valeur enthalpique, afin d'assurer l'état de saturation dans le réservoir à une pression déterminée, relative aux conditions opératoires.

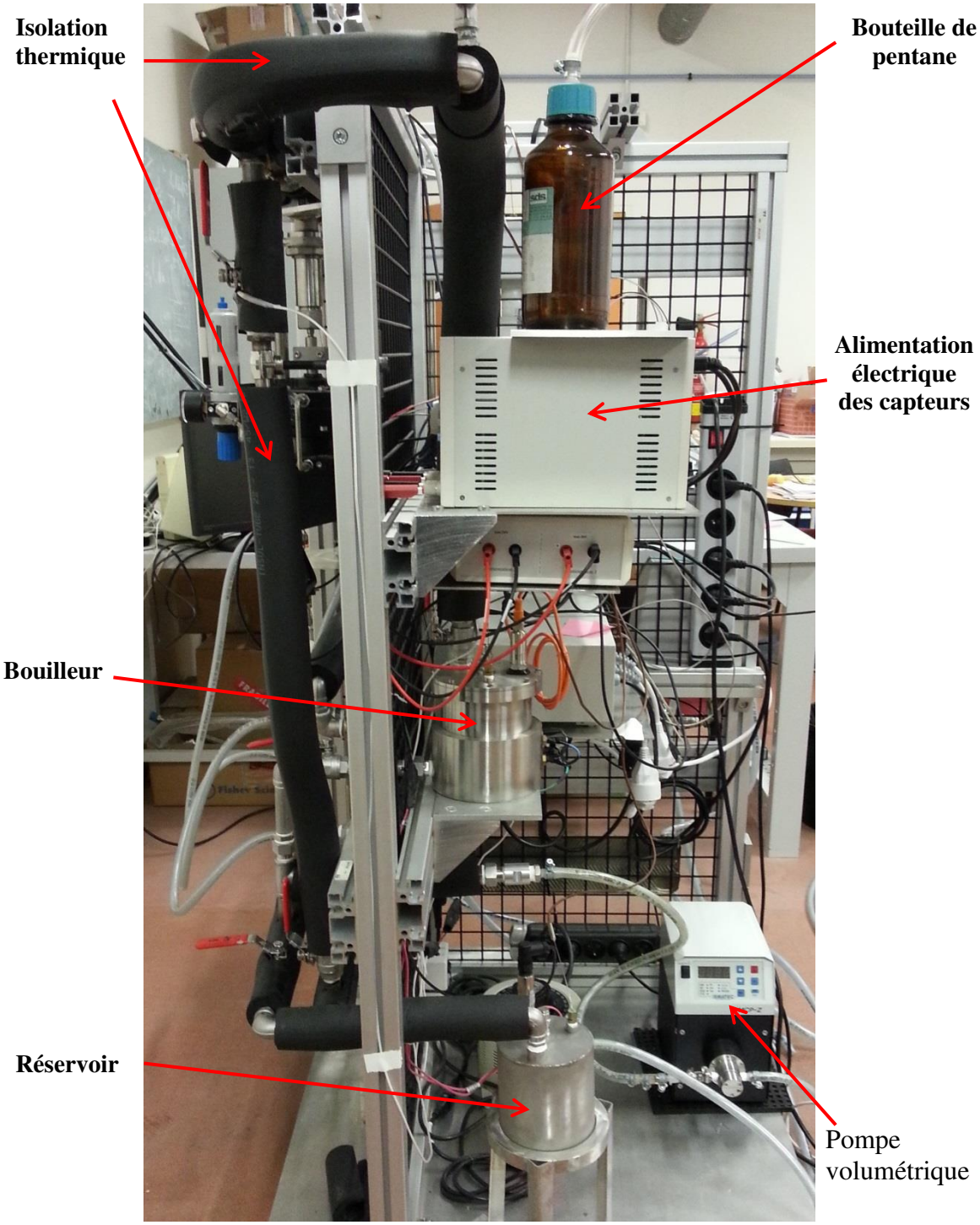


Figure 6.9 Vue partielle d'une autre partie du dispositif montrant quelques composants

6.3.7. Réservoir

Le réservoir se trouve à un point bas de la boucle pour récupérer le pentane liquide en sortie du post-condenseur. Le réservoir est instrumenté d'un capteur de pression absolue, de deux capteurs de niveaux (haut et bas) et d'un thermocouple. Les divers capteurs permettent de contrôler l'état du fluide dans le réservoir, et d'assurer le fonctionnement de la pompe volumétrique en gardant un niveau minimum du liquide dans le réservoir.

6.3.8. Pompe volumétrique

Une pompe volumétrique à engrenages est utilisée pour le transfert du liquide du réservoir au bouilleur afin d'assurer une continuité du processus. Cette pompe a été sélectionnée pour son fonctionnement quasiment non impulsif minimisant ainsi les fluctuations de pression durant le fonctionnement de la boucle. Un collier chauffant est positionné sur la conduite entre la pompe et le bouilleur afin de préchauffer le pentane à l'état liquide à des conditions proches de celles du bouilleur.

6.4. Instrumentation et acquisition de données

L'instrumentation regroupe l'ensemble des capteurs et de la métrologie qui a été monté sur le dispositif et permettant ainsi l'accès aux mesures suivantes :

1) Les températures le long de la boucle « pentane » : bouilleur, sortie du surchauffeur (collier chauffant), entrée et sortie de la section de test, réservoir ;
2) Les pressions dans le bouilleur et le réservoir, pour suivre l'évolution de l'état de saturation - La pression à l'entrée de la section de test pour avoir une mesure précise de la pression de condensation - La différence de pression au niveau de la section de test pour caractériser les pertes de pression liées au phénomène de changement de phase
3) Le débit volumique d'eau et les températures en entrée et sortie du circuit d'eau de la section de test afin d'assurer le bilan de transfert thermique au niveau de l'échangeur ;
4) Le champ de température au niveau des plaques extérieures faces à partir de la métrologie infrarouge. La caractérisation locale de la température de paroi, associée à un processus d'identification et aux bilans enthalpiques, permettra de remonter aux caractéristiques locales des transferts thermiques le long de l'échangeur.

L'ensemble des mesures sont collectées par un système d'acquisition « National Instrument, CDAQ-9174 », et le control et le suivi des données sont effectués à partir du logiciel LabVIEW. Les thermocouples (type T) avec le module d'acquisition (NI9214, 24 bit de résolution sur la plage ± 78,125 mV) ont été étalonnés ensemble en utilisant un bain cryo-thermostaté dont la stabilité et l'homogénéité de la température est égale à 0,01 K. Des modules d'acquisition de 16 bit de résolution (sur une plage de 0-10 V pour la tension et de 4-20 mA pour d'intensité du courant) sont utilisés pour la mesure des débits et des pressions. La précision de chaque capteur et leur plage de mesure sont détaillées dans le **Tableau 6.3**.

L'interface, qui a été développée sous LabVIEW, est présentée sur la **Figure 6.10**. Sur cette interface, il est possible de commander le débit de la pompe volumétrique du liquide. La vitesse de rotation de la pompe est ajustée de manière à éviter les marche/arrêt fréquents de la pompe pouvant induire une instabilité sur le niveau de pression de fonctionnement de la boucle. Les autres mesures sont affichées sur le tableau de bord, soit sous format numérique, soit sous format graphique pour suivre leur évolution temporelle. Deux fonctions Alarme sont mise en place afin d'éviter des situations de défaillances (pression, température) des divers composants. L'acquisition des données est effectuée sur une durée d'environ 2 min, lorsque le système est dans un état stationnaire de fonctionnement.

6.5. Protocoles expérimentaux

6.5.1. Protocole de remplissage du pentane et protocole de dégazage

Un jeu de vannes dans la partie supérieure de la boucle permet de raccorder alternativement la pompe à vide ou une bouteille de pentane. Initialement au remplissage du

Tableau 6.3 Précisions et plages de mesure des différents capteurs du dispositif expérimental

Capteur	Précision	Plage de mesure
Débitmètre d'eau (électromagnétique)	±0,15% de la valeur mesurée	5-900 l/h
Débitmètre de la vapeur (thermique massique)	±2,7 % de la pleine échelle	3.10^{-4}-24.10^{-4} kg.s^{-1}
Thermocouple type T	±0,1 K	-185-300 °C
Capteur de pression absolue (entrée de la zone de test)	±0,05 % de la pleine échelle	0-5 bars
Capteur de pression absolue (réservoir)	±0,4 % de la pleine échelle	0-5 bars
Capteur de pression absolue (générateur de vapeur)	±0,7 % de la pleine échelle	0-4 bars
Capteur de pression différentielle (zone de test, entrée/sortie)	±0,1 % de la pleine échelle	0-0,345 bars
Caméra infrarouge (visualisation de l'échangeur)	±0,2 K	10-70 °C

pentane, la boucle est mise sous vide par l'intermédiaire d'une pompe à palette. La pompe à vide est alors isolée et la vanne reliant la bouteille de pentane au dispositif est ouverte. Le pentane s'écoule alors dans la boucle diphasique par gravité pour remplir préférentiellement le bouilleur, voir le réservoir. L'excès de fluide dans le réservoir sera au besoin pompé et injecté dans le bouilleur. Une fois la quantité de pentane introduite, la bouteille de pentane est isolée du circuit. Au cours de ce remplissage, de l'air contenu dans la bouteille de pentane a pu pénétrer dans la boucle. Ainsi, afin de s'assurer des conditions de saturation, le protocole suivant est utilisé :

1) Toutes les vannes de la boucle diphasique sont ouvertes, exceptés celles relatives au raccordement extérieur (bouteille de pentane, pompe à vide, purge) ;
2) Avec la pompe à vide mise en fonctionnement préalablement pour éviter une absorption trop importante du pentane dans l'huile de lubrification, on ouvre légèrement la vanne reliant la pompe à vide avec le circuit. Les évolutions des pressions et des températures dans les divers points du dispositif sont suivies à partir de LabVIEW ;
3) Lorsque les conditions de saturation sont atteintes, contrôlées par l'adéquation entre les pressions et températures, la pompe à vide est isolée ;
4) Le bouilleur est mis en fonctionnement. Le processus de production de vapeur et de mise en fonctionnement de la boucle facilite la désorption des gaz dissous dans le fluide ;
5) De retour au repos (bouilleur arrêté), la pompe à vide est de nouveau connectée au circuit diphasique avec le suivi des pressions et températures.

Le point 5 est systématiquement effectué avant chaque campagne expérimentale. La vérification des conditions de saturation est directement visible sur l'interface de LabVIEW (**Figure 6.10**) par l'utilisation de la fonction thermodynamique du pentane calculant la température de saturation à partir de la mesure de pression. Cette température est ainsi comparée aux températures mesurées. .

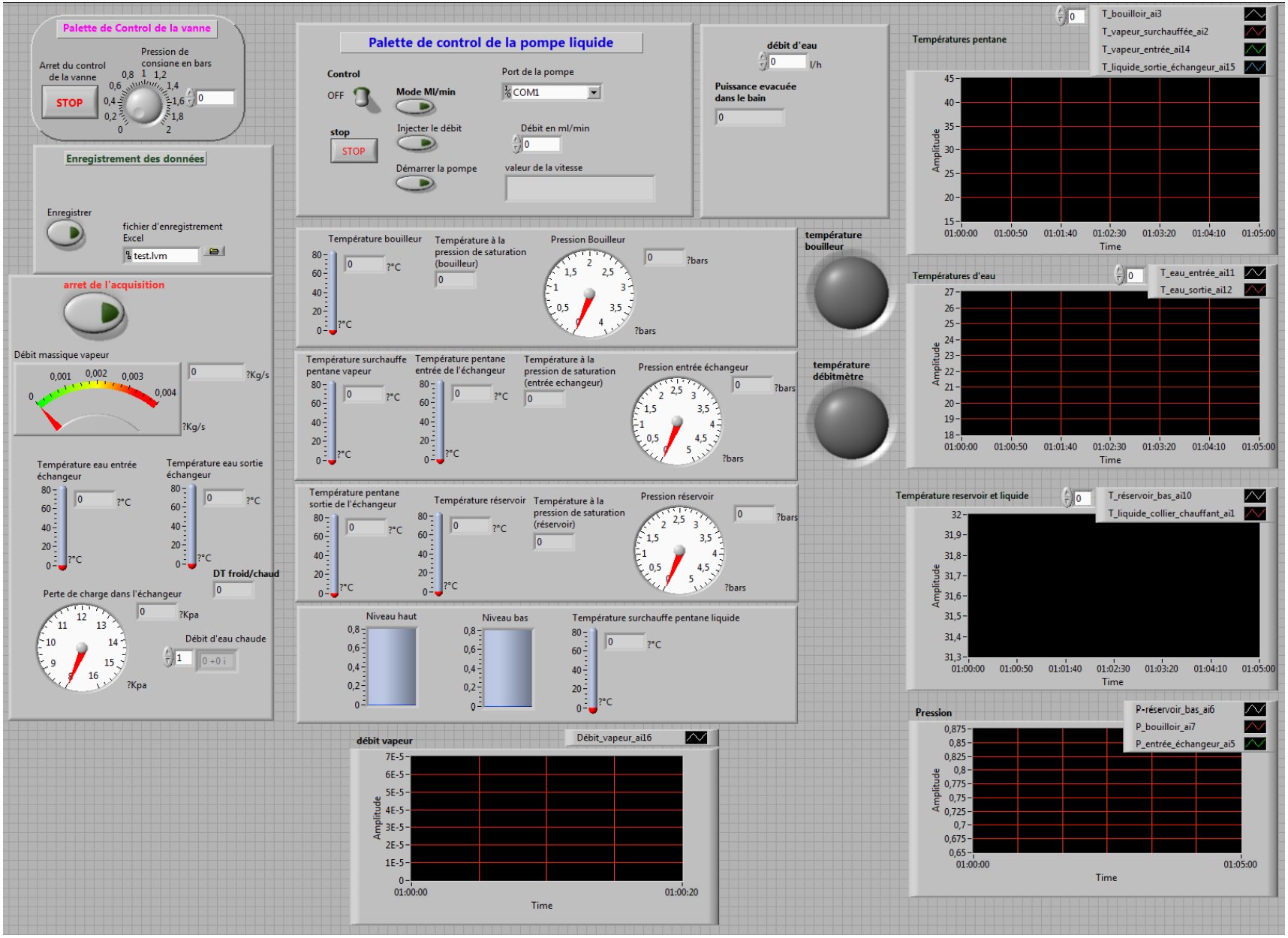


Figure 6.10 Interface LabVIEW développée pour le control des composants du dispositif expérimental et l'acquisition des données des capteurs : Deux palettes de contrôle, une pour la pompe liquide qui lie le réservoir au bouilleur et une pour la vanne électropneumatique ; acquisition de la température et de la pression du fluide dans différents endroits de la boucle ; affichage temporelle déroulant des grandeurs acquis et enregistrement de toutes les données affichées.

6.5.2. Protocole expérimental

Dans cette partie nous allons détailler la procédure pour conduire un test tout en connaissant les conditions limites. La première étape consiste à appliquer le protocole de dégazage. Par la suite les étapes suivantes sont à appliquer :

1) Réglage de la tension du « transformateur » à 110 V (≈ 57 W) pour alimenter les fils chauffant et ainsi chauffer la tuyauterie du système. Cela permet d'éviter que de la vapeur se condense dans les conduites en amont de la section de test lors de la phase de démarrage du bouilleur. Par la suite, l'ajustement fils chauffant et de régler le niveau de surchauffe de la vapeur ;
2) Réglage à partir de la PID de la puissance du collier chauffant à 12% de la puissance max (24 W) et déclenchement de la PID. De même, réglage de la puissance de chauffe dans le bouilleur, à 30 % (390W) par exemple, mais sans déclencher sa PID ;
3) Ouverture complète de la vanne électropneumatique (sous LabVIEW indiquer une valeur de consigne supérieure à celle mesurée par le capteur de pression à l'entrée de l'échangeur)
4) Calcul sous MATLAB, à partir d'une routine personnellement développée, du débit de pentane circulant sous les conditions de fonctionnement fixées préalablement (pression de saturation, valeur de la désurchauffe, valeur du sous-refroidissement et puissance évacuée dans l'échangeur) afin de fixer la vitesse de la pompe à engrenage ;
5) Déclenchement de la PID du bouilleur, de la pompe à engrenages et des bains cryo-thermostatés
6) Ajustement de la température du bain cryo-thermostaté connecté au post-condenseur. La température doit être modifiée par un saut de 1 à 2 K jusqu'à arriver aux conditions de saturation fixées préalablement.
7) Surveillance, à partir de LabVIEW des conditions opératoires dans la boucle de pentane jusqu'à l'état stationnaire de fonctionnement. Ajustement, si nécessaire, 1/ de la puissance de chauffe des conduites et du collier chauffant pour atteindre la surchauffe souhaitée pour la vapeur, 2/ de la température du bain cryo-thermostaté au post-condenseur pour assurer la pression de fonctionnement, et 3/ du débit d'eau dans la section de test pour assurer le sous-refroidissement liquide souhaité ;
8) Lorsque l'état stationnaire recherché est atteint, l'enregistrement des mesures est effectué sur une durée déterminée par l'utilisateur, à partir de l'interface de LabVIEW.

6.6. Métrologie infrarouge

La métrologie infrarouge est utilisée dans l'objectif de déterminer les caractéristiques thermiques locales de l'échangeur à plaques en mode condenseur. Remonter aux variations du titre vapeur ou du coefficient d'échange local, basées sur les équations de conservation de l'énergie et de transfert de chaleur, requiert la connaissance de la variation de température le long de l'échangeur, et de délimiter les zones diphasique et monophasique du condenseur … Ainsi, une visualisation infrarouge du côté eau de l'échangeur doit permettre de remonter au profil longitudinal de l'écoulement d'eau, alors qu'une visualisation infrarouge du côté pentane doit permettre d'identifier l'état de distribution des phases dans l'échangeur (régions de désurchauffe de la vapeur, de condensation et du sous-refroidissement du liquide).

La caméra thermique utilisée dans l'étude est de marque "Infratec Jenoptik", ayant une résolution graphique de 288x384 pixels, avec son logiciel d'acquisition et de control "IRBIS ® 3 Professional". La résolution de la température de la camera est indiquée à 0,04 K. L'axe de la camera IR est perpendiculaire à la surface observée et l'écartement entre l'objectif et la surface de l'échangeur est de 200 mm ce qui implique une résolution de 0,276 mm^2/Pixel.

Au vu des études détaillées dans la littérature (voir Chapitre 5) la métrologie infrarouge est une technique intéressante par son caractère non intrusif, sa facilité de mise en œuvre, son faible impact sur la distribution des flux de chaleur au sein de l'échangeur, etc. Si cette technique nous parait bien adaptée pour appréhender les mécanismes thermo-hydrauliques au sein d'un échangeur à plaques, à travers la caractérisation des échanges thermiques locaux, il faut être particulièrement rigoureux quant au post-traitement de l'image thermique d'une plaque ondulée d'émissivité plus ou moins homogène. Nous présentons dans cette étude la méthodologie qui a été développée dans le but d'investiguer la distribution des transferts thermiques dans un échangeur à plaques en mode condenseur. Dans cette méthodologie, nous procédons à l'identification des grandeurs mesurées et post-traitées à celles issues d'un modèle physique des transferts thermiques sur un motif représentatif de l'échangeur. Cette mise en œuvre a d'abord été conduite sur des écoulements monophasiques dans une certaine plage de débits et de températures afin de valider cette approche, d'en définir les grands principes, les précautions expérimentales à tenir, et les limites opérationnelles. Un exemple de thermographie infrarouge de l'échangeur en mode condenseur est finalement présenté en y associant le protocole de caractérisation des grandeurs permettant de remonter à certaines caractéristiques locales du condenseur.

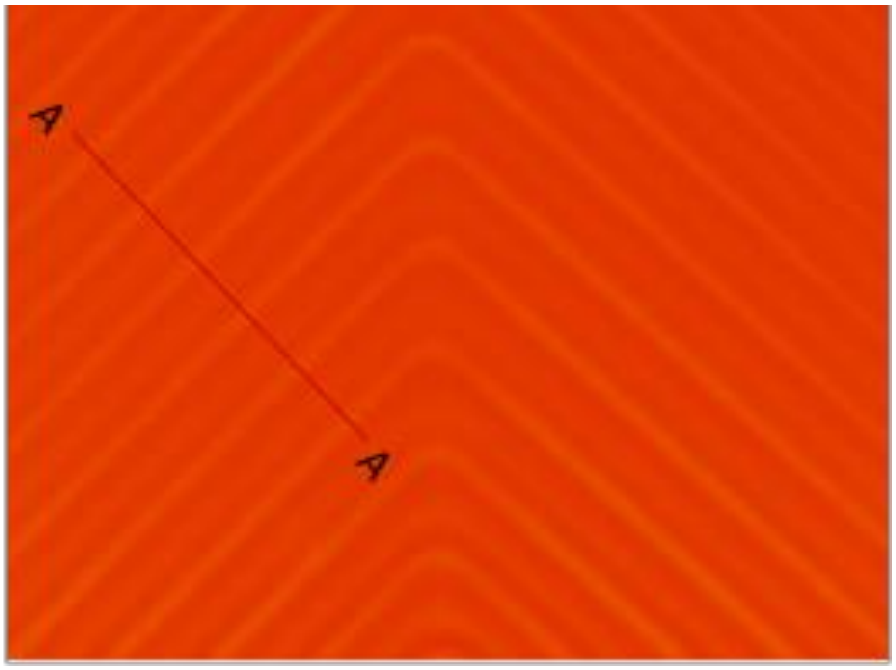
6.6.1. Protocole de calibration de la métrologie infrarouge

Dans cette étude, nous nous intéressons à l'utilisation de la métrologie IR en vue de cartographier la qualité des transferts thermiques au sein d'un échangeur à plaques. Le fait que la géométrie de la plaque observée par la caméra IR est non plane ajoute une complexité non négligeable sur la méthode de caractérisation. Diverses considérations doivent être évaluées, et un soin particulier aux mesures doit être mené afin d'augmenter la sensibilité de la métrologie à l'observation d'une faible variation des transferts thermiques localement. Avant d'appliquer cette métrologie aux écoulements diphasiques, il est nécessaire d'effectuer la calibration de cette méthode. Pour cela, nous allons nous appuyer sur les tests expérimentaux conduits sur des écoulements monophasiques bien maîtrisés. Un banc d'essais spécifique a été développé pour la caractérisation globale des performances thermo-hydrauliques des écoulements monophasiques de liquides (eau) au sein des échangeurs à plaques et qui a été présenté dans la Partie 1 (Chapitre 2). Dans ce paragraphe, nous présentons le protocole de correction du signal infrarouge issue de la plaque ondulée, et la méthode d'identification permettant de caractériser la distribution des transferts thermiques au sein de l'échangeur

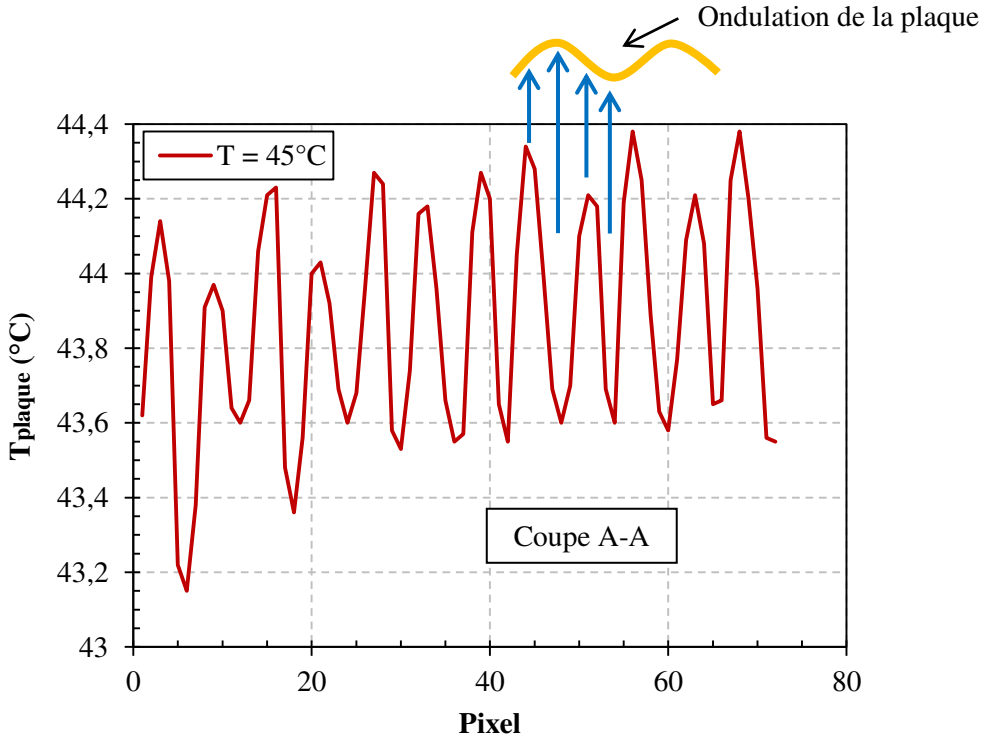
L'échangeur qui a été utilisé pour cette phase de calibration est l'échangeur EXEL7-3, auquel sont connectés les deux bains cryo-thermostatés.

La métrologie infrarouge est très sensible à la qualité de l'état de surface de la paroi observée : dispersion des caractéristiques radiatives telles que l'émissivité, l'absorptivité, la réflectivité. Différents types de dépôt de peinture noire (d'émissivité proche de 1) ont été réalisés sur la paroi ondulée de l'échangeur en jouant sur la rugosité de la surface, la technique de dépôt, et le nombre de couches appliquées. La qualité de ces différents dépôts, en termes d'homogénéité et de valeur s'approchant de 1, a été analysée à partir de la caméra IR.

La **Figure 6.11** présente une visualisation IR de la plaque ondulée avec un dépôt, lorsque les écoulements d'eau sont l'un et l'autre, portés à une température de 45°C (le système est isolé de tout flux radiatif parasite). Pour rappel, l'échangeur est placé verticalement, et l'axe de la camera IR est perpendiculaire à la surface observée à une distance d'environ 200 mm. En toute vraisemblance, la température de paroi doit être uniforme sur toute la plaque (température mesurée avec un thermocouple en surface). Cependant, nous observons une



a)



b)

Figure 6.11 a) visualisation infrarouge de la plaque ondulée maintenue à une température uniforme de 45°C – b) profil de la température résultant de la mesure du flux radiatif suivant la ligne A-A

restitution des ondulations par l'image thermique de la caméra IR. Une coupe transversale aux ondulations a été effectuée afin de quantifier l'amplitude des variations de température (après conversion du rayonnement) et leur homogénéité. L'amplitude relevée pour ces conditions opératoires peut atteindre 0,8 K sur un motif représentatif de l'échangeur. Le flux radiatif (température apparente) est maximum au niveau des pans inclinés de l'ondulation et est minimum aux creux et crêtes de l'ondulation. Cette distorsion entre le flux radiatif émis et la température réelle de la plaque est la résultante de la non homogénéité de l'émissivité de la plaque (liée à la difficulté d'assurer un dépôt homogène de la peinture noire) et au facteur de

forme existant entre la plaque non plane et la cellule de mesure de la camera. Afin de limiter ces effets sur la conversion du flux radiatif en température, une routine a été mise en place pour établir une matrice de coefficients de correction (émissivité directionnelle) pour chaque pixel et à différents niveaux de température (T_{P_r}) entre 15 à 70 °C. Le facteur correctif est obtenu à partir du bilan radiatif à la paroi comprenant le flux émis et réfléchi par cette surface provenant de l'ambiant, il a été calculé avec la formulation suivante :

$$F_c(i,j,T_{P_r}) = \frac{T_{P_IR}(i,j)^4 - {T_a}^4}{{T_{P_r}}^4 - {T_a}^4} \tag{6.1}$$

où $T_{P_IR}(i,j)$ est la température de la plaque au pixel *(i,j)* mesurée par la caméra infrarouge, T_{P_r} la température réelle de la plaque (température indiquée par les thermocouples sur la paroi et par les bains cryo-thermostatés), et T_a est la température de l'air ambiant. Le facteur correctif forme une matrice 3D (en espace et en température).

6.6.2. Protocole d'identification des transferts thermiques en écoulement monophasique

Pour l'étude en mode de transfert thermique entre fluides, il suffit de générer un écart de température entre les bains et de régler les débits des deux boucles fluides.

Les **Figure 6.12.a et b** présentent respectivement les images thermiques obtenues par caméra infrarouge avant et après l'application du facteur correctif F_c développé dans le paragraphe 6.6.1. La face observée est celle relative au canal chaud, et la région présentée est située dans la région centrale de l'échangeur. Pour ces images, les conditions opératoires sont les suivantes : T_c = 40 °C, T_f = 30 °C, *débit_c* = 98 l/h, *débit_f* = 182 l/h, où les indices *c* et *f* représentent respectivement le fluide chaud et le fluide froid. Sur les figures 9.8a et b, nous remarquons, d'une part, que les températures de la paroi ont globalement été réévaluées de l'ordre de 1 K. D'autre part, que la région comprise entre deux creux (fonds de rainure) est devenue plus homogène en température. Les régions froides quasi-circulaires (couleurs bleu clair et bleu foncé) représentent les zones de contact entre deux plaques, consolidées avec une brasure en cuivre lors de la procédure d'assemblage, tandis que les régions chaudes qui les entourent (couleurs rouge et jaune) représentent la surface ondulée. Sur la **Figure 6.12**, l'écart de température entre les zones froides et les zones chaudes est de 1 K, mais cet écart peut atteindre 3 K pour des conditions de transfert de chaleur plus importantes. Cette cartographie avise alors un expérimentateur utilisant des thermocouples en paroi sur sa vigilance quant à l'analyse de ces mesures.

Sur la **Figure 6.12.b**, on observe une répétition de motifs avec des zones circulaires de températures relativement froides par rapport aux surfaces qui l'entourent. Ces zones circulaires représentent les points de contact (points de brasure) entre les deux plaques formant le canal chaud. Ce motif, caractérisé par un losange de cadre bleu, est-il représentatif d'un schéma thermique spécifique ? De par cette configuration d'échangeur à deux canaux, les points de brasure agissent comme des puits thermiques (**Figure 6.13.a**).

Ainsi, une partie du flux de chaleur échangé entre le fluide chaud et le fluide froid, est transférée par conduction dans la plaque chaude (face présentée à la caméra infrarouge), puis à travers le point de contact jusqu'au fluide froid. Ce type de transfert de chaleur semble comparable à celui existant pour une ailette circulaire (**Figure 6.13.b**). Par analogie, le diamètre du tube central correspond à celui du point de contact. Le calcul du diamètre de l'ailette peut être effectué sur la base de surface d'échange équivalente ou d'efficacité équivalente (Perrotion, et al., 2003). Pour notre système et nos conditions opératoires, le

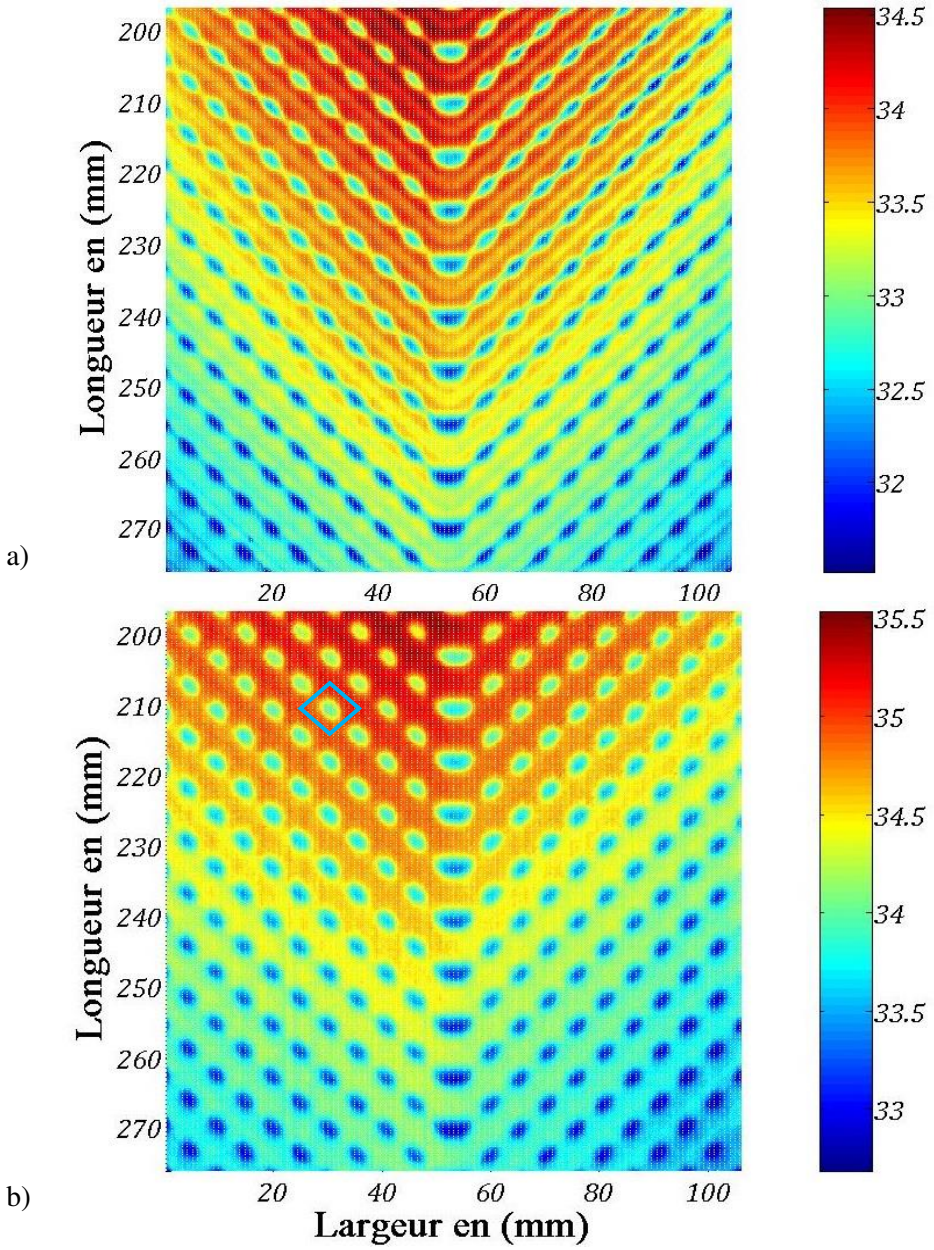


Figure 6.12 Cartographie de la partie centrale de la plaque pour un débit chaud de 98 l/h et un débit froid de 182 l/h : a) imagerie IR brute - b) imagerie IR après application du facteur correctif F_c

diamètre extérieur obtenu y est peu sensible. Notre calcul se fera sur la base d'une surface d'échange équivalente.

Sur ce type de schéma thermique, l'équation différentielle de transferts de chaleur au niveau d'une ailette circulaire s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r}\right).\frac{\partial T}{\partial r} - \frac{\left(h_{fc} + h_a\right)}{\lambda.e}.T = -\frac{h_{fc}.T_{fc} + h_a.T_a}{\lambda.e} \tag{6.2}$$

où h_{fc} et h_a sont respectivement les coefficients d'échanges convectifs avec la plaque, soit avec le fluide chaud, soit avec l'air extérieur. T_{fc} est la température du fluide chaud. Dans ce modèle, nous considérons des valeurs de h_{fc} et T_{fc} moyennées sur chacun des motifs représentatifs.

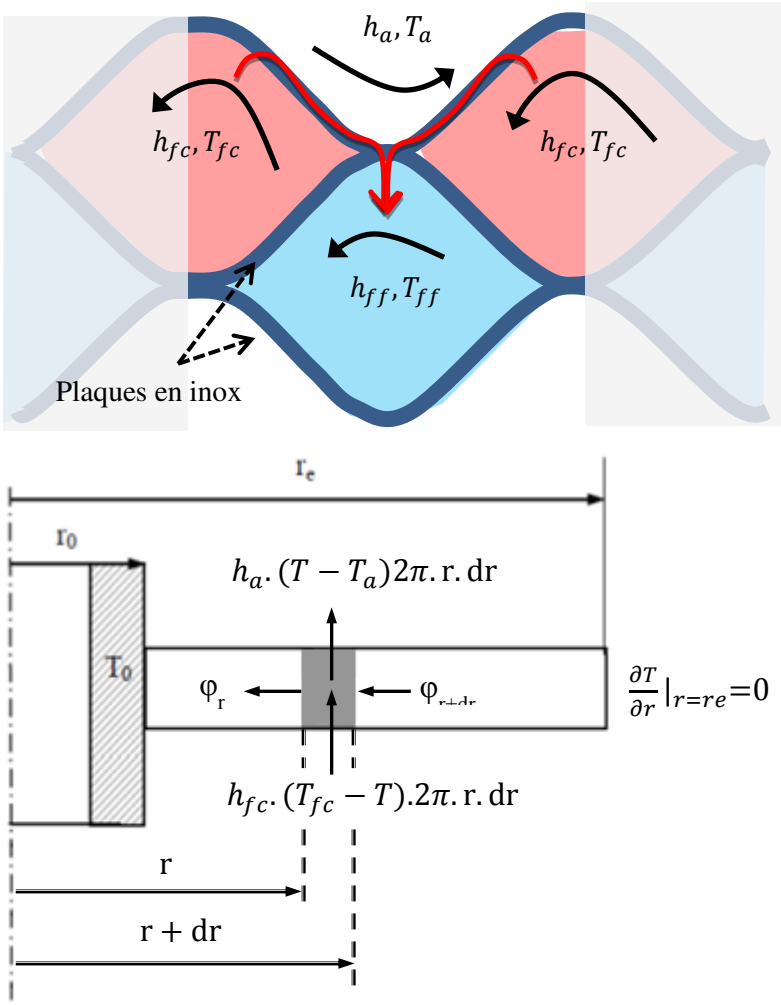


Figure 6.13 a) schéma des transferts thermiques au niveau d'un motif représentatif. b) coupe radiale d'une ailette circulaire avec bilan énergétique montrant l'analogie du transfert thermique

La solution de cette équation est une fonction de Bessel qui dépend des conditions aux limites considérées. Du fait de la répétition du motif représentatif du schéma thermique au niveau de la plaque observée, nous considérons qu'il n'y a pas de transfert de chaleur entre motifs. Ainsi, pour notre problème, nous utilisons les conditions aux limites suivantes :

$$T|_{r=ro} = T_{p_c} \tag{6.3}$$

Et

$$\frac{\partial T}{\partial r}|_{r=re} = 0 \tag{6.4}$$

où T_{pc} est la température moyenne au point de contact calculée à partir des mesures infrarouges. La résolution de cette équation nécessite de connaître les grandeurs h_{fc} et T_{fc}. La température en extrémité de l'ailette obtenue par le modèle peut être alors comparée à la température moyenne calculée à partir des mesures relevées aux extrémités du motif représentatif (cadre bleu sur la **Figure 6.12.b**). Les dispersions des mesures de températures autour de ces moyennes sont de 0,08 K. Par identification du modèle avec les mesures, on peut ainsi caractériser différentes grandeurs moyennées dans cette zone, que ce soit la température du fluide T_{fc}, ou bien le coefficient d'échange convectif h_{fc}. Deux approches sont

alors possibles : 1/ la température du fluide T_{fc} est connue, et h_{fc} est déduit de l'identification ; 2/ le coefficient d'échange h_{fc} est connue et T_{fc} est déduit de l'identification.

Pour la première approche, l'équation du profil de température du fluide le long de l'échangeur est déterminée à partir des équations de bilan d'énergie et de transfert de chaleur entre deux écoulements à contre-courant dont la solution est :

$$T_{fc}(x) = T_{fc_{entrée}} - \frac{1}{\dot{m}_{fc}.Cp_{fc}.M}.\left(T_{fc_{entrée}} - T_{ffsortie}\right).\left(e^{U.M.P.x} - 1\right) \qquad (6.5)$$

Tel que $M = \frac{1}{\dot{m}_{ff}.Cp_{ff}} - \frac{1}{\dot{m}_{fc}.Cp_{fc}}$, U le coefficient d'échange global de l'échangeur et P le périmètre de la section de la plaque.

Cette première approche ne nous a pas permis de caractériser des valeurs physiques pour h_{fc} en certains points de la plaque en raison d'écarts de températures négatifs entre le fluide chaud (T_{fc} déterminée par l'équation 6.5) et la paroi (température mesurée par la camera IR). D'après l'équation différentielle (équation 6.2), il y a un fort couplage entre T_{fc} et h_{fc}. La **Figure 6.14** présente la sensibilité du modèle au couple (T_{fc}, h_{fc}). Dans notre domaine d'étude, le coefficient d'échange convectif déterminé globalement par la méthode « Wilson plot » a une valeur de 7000 $W.m^{-2}.K^{-1}$. Pour cette valeur, l'écart de température entre le fluide et la paroi obtenu par le modèle est inférieur à 0,1 K. Ainsi, pour caractériser le coefficient d'échange convectif localement, il est nécessaire d'avoir une connaissance précise (inférieure à 0,1 K) de la température du fluide en ce point. L'utilisation du profil théorique de T_{fc} obtenu par l'équation (6.5) ne peut permettre une telle précision en raison d'une configuration d'échangeur asymétrique des entrées et sorties des fluides. Les simulations numériques (Chap. 3) réalisées sur l'échangeur réel ont mis en évidence différents phénomènes, dont celui de la non-homogénéité de distribution des débits fluide en entrée et sortie du canal sur une longueur significative. Ce phénomène contribue à la dispersion du profil de température du fluide à une longueur donnée de l'échangeur.

Pour la deuxième approche, il s'agit de fixer le coefficient d'échange h_{fc}, puis d'estimer la température du fluide T_{fc} par identification entre les résultats du modèle et les mesures. Le coefficient h_{fc} est intimement dépendant du flux massique local. Excepté dans les zones situées en entrée et sortie de canal, le flux massique est homogène dans toute la section du canal, et par conséquent, le coefficient d'échange l'est également. Ainsi, en prenant la valeur

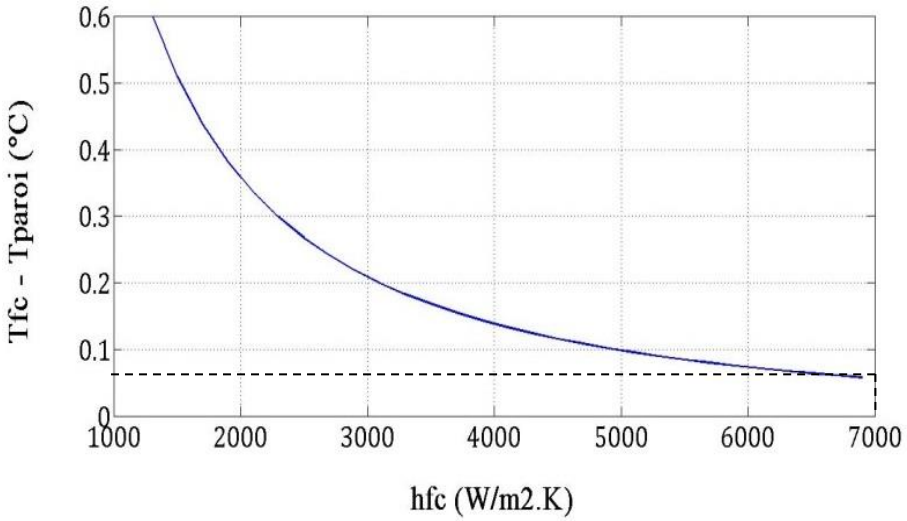


Figure 6.14 Variation de l'écart de température entre fluide (eau) et la paroi en fonction du coefficient d'échange (eau)

de h_{fc} = 7000 W.m^{-2}.K^{-1}, déterminée par la méthode globale, il est possible de remonter à la distribution de la température du fluide au sein du canal (T_{fc}-T_{paroi} de l'ordre de 0,05 K). A partir de la **Figure 6.14**, on peut noter qu'une incertitude de 10% sur le coefficient d'échange n'entraîne qu'une variation de 0,01 K de la température du fluide.

Finalement, la métrologie infrarouge nous permet de connaitre la distribution de la température du fluide pour notre plage d'étude, grâce au faible écart entre la température du fluide et la température de la paroi aux niveaux des crêtes de l'ondulation.

6.6.3. Thermographie infrarouge de l'échangeur en mode condenseur

La **Figure 6.15** montre un exemple de la thermographie IR du BPHE en mode de transfert de chaleur par condensation pour les conditions opératoires suivantes :

- Energie-chaleur échangée Q = 907 W
- Surchauffe de la vapeur de 15 K
- Température de saturation T_{sat} = 36,56 °C
- Flux massique de réfrigérant G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1}
- Température d'entrée d'eau $T_{e,e}$ = 26,1 °C
- Débit d'eau G_{eau} = 103,5 kg.m^{-2}.s^{-1}

Les **Figure 6.15 a et b** présentent les distributions de température le long de l'échangeur sur les faces côté eau et côté pentane, respectivement, obtenues à partir de la métrologie infrarouge après traitement correctif du signal. Afin d'obtenir une bonne qualité de résolution d'image, étant donné les rapports d'aspect différents entre la caméra IR et la dimension de l'échangeur, les distributions de température le long de l'échangeur sont obtenus à partir de l'assemblage de 5 images infrarouge. Pour faciliter le post-traitement de l'image tout en assurant une acquisition efficace, la camera est déplacée selon un axe vertical et des repères sont positionnés sur l'échangeur. Le placement de la camera, de façon grossière dans un premier temps, est affiné à partir des molettes de réglage suivant la hauteur et la largeur de la plaque.

La distribution de la température de la plaque côté de l'écoulement d'eau et un profil longitudinal de la température issue de la métrologie infrarouge (le long de la ligne en pointillée) sont présentés sur la (**Figure 6.15.a**). Les profils de températures, corrélés aux bilans enthalpiques et aux transferts de chaleur, permettront de remonter aux caractéristiques locales de l'écoulement diphasique, telles que le titre massique et le coefficient d'échange.

La **Figure 6.15.b** présente la distribution de la température de la plaque côté de l'écoulement de pentane et un profil longitudinal de la température (le long de la ligne en pointillé). L'analyse de la variation du profil de température le long de l'échangeur permet de distinguer trois régions : 1) la zone de désurchauffe de la vapeur (A) - 2) la zone de condensation (B) - 3) la zone de sous-refroidissement liquide (C).

Une vision globale du PHE en mode condensation est intéressante pour distinguer la distribution des divers états du fluide. Ceci constitue une première approche pour l'analyse qualitative des transferts de chaleur au sein du PHE. La zone (A) est directement située en dessous de l'entrée du canal chaud et représente la vapeur surchauffée. La forme de (A) est une conséquence de la configuration d'entrée du PHE et de la surchauffe de vapeur. De la zone (B), zone de condensation, nous constatons un léger glissement de la température de saturation dû aux pertes de pression dans cette zone. La limite entre la zone (B) et (C) représente la longueur diphasique au sein de l'échangeur. Dans les calculs ultérieurs des diverses caractéristiques globales et locales du condenseur, l'étude sera menée sur cette longueur diphasique, regroupant alors les zones (A) et (B).

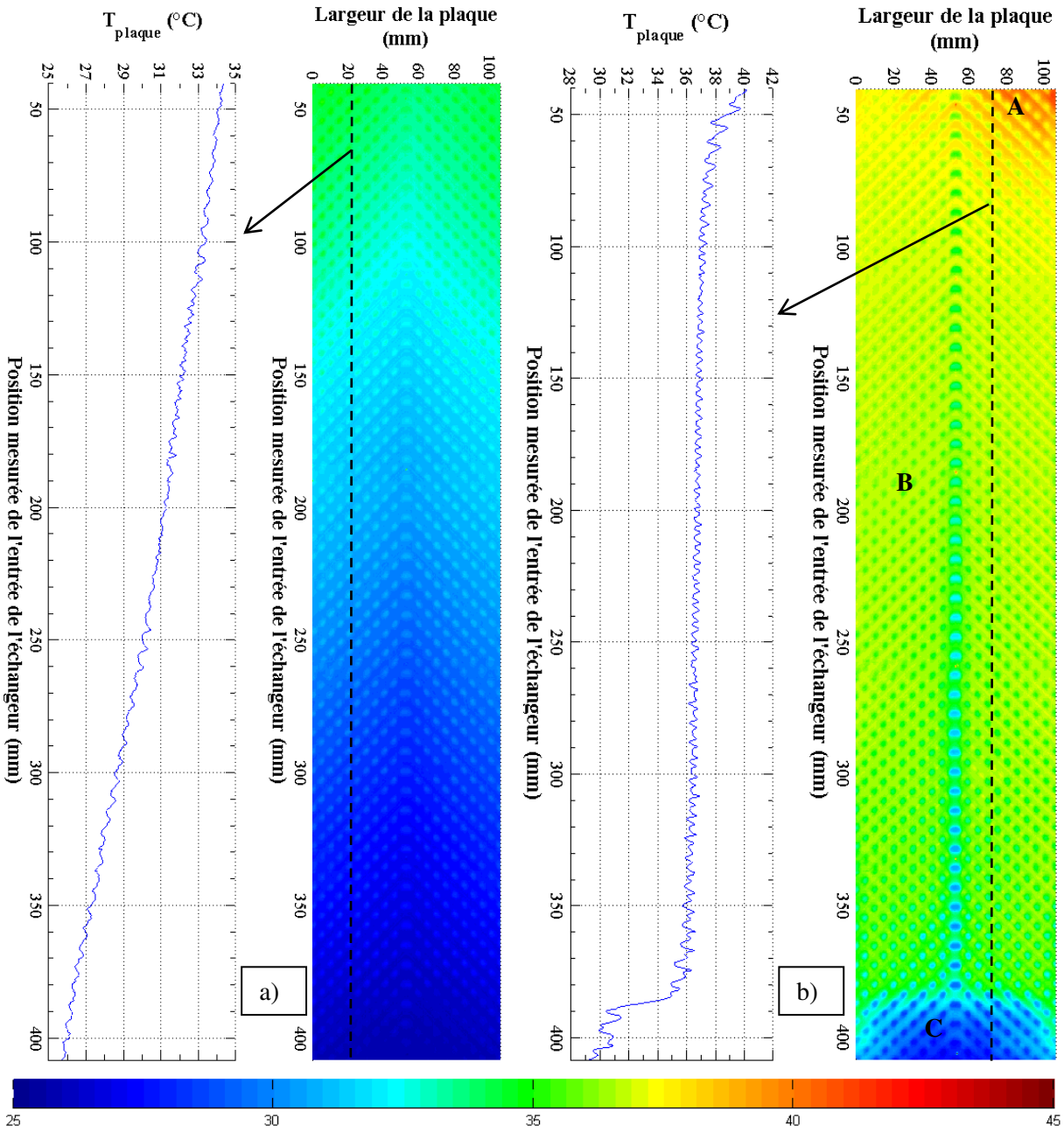


Figure 6.15 Exemple de résultats de distribution de la température mesurée par camera IR pour G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1} et T_{sat} = 36,56 °C : a) Visualisation de la plaque du canal d'eau –b) visualisation de la plaque du canal de pentane

L'analyse des résultats obtenus sur les diverses cartographies de la température des plaques selon les deux canaux sera entreprise dans les chapitres 7 et 8.

6.6.4. Protocole de détermination du profil longitudinal moyen de la température d'eau

Sachant que notre approche de caractérisation des grandeurs locales de l'échangeur en mode condenseur, telles que le titre massique et le coefficient d'échange, s'appuie sur le profil de la température de plaque côté eau, il est nécessaire d'appliquer un protocole précis et reproductible pour la détermination de ce profil.

Les conditions limites des tests établis sont les suivantes :

- Température de saturation : T_{sat} = 36.5°C (P_{sat} = 1,028 bars)
- G_r : 10 à 30 kg/m-2.s-1

- Désurchauffe : 5 à 25 K
- Débit d'eau : 60 à 345 l/h (68 à 390 $kg.m^{-2}.s^{-1}$)
- Température de l'eau en entrée: Te,e = 16 à 26 °C

Au total 24 tests seront entrepris et pour chaque test, le protocole utilisé suit scrupuleusement les points suivants :

- Acquisition de cinq images par test, pour couvrir toute la plaque visualisée, avec une zone de recouvrement de ~7 mm entre deux images successives ;
- Correction de chaque image séparément, pixel par pixel, selon la procédure détaillée dans le paragraphe 6.6.1, par l'utilisation des images de références prises à différents niveaux de température. Pour cela, une routine de correction est écrite sous le logiciel Matlab ;
- Assemblages des cinq images de chaque test pour reconstituer l'échangeur suivant sa longueur. Les repères positionnés sur la plaque sont identifiés à partir de l'image IR pour délimiter le début et la fin de l'image. Ces repères sont ensuite utilisés pour définir la zone de recouvrement et pour positionner les images l'une après l'autre pour former l'image globale de la zone visualisée. La routine d'assemblage est établie sous le logiciel Matlab. Les repères sont essentiels afin de visualiser la même zone entre différents tests ;
- Exportation de l'image global sous forme de fichier « texte », vers le logiciel « Irbis professional » de la caméra infrarouge pour établir les profils de température ;
- Dans le logiciel de la camera, 20 lignes verticales, positionnées entre les points de contact de l'échangeur, sont tracées sur l'image. Pour rappel par rapport au paragraphe 6.6.2, le profil de température le long de la plaque, hors points de contact, permet de remonter au profil longitudinal de la température de l'eau. En raison de la dissymétrie des entrée/sortie de l'échangeur et pour être le plus représentatif des échanges de chaleur, le profil longitudinal moyen de la température de l'eau est calculé à partir des 20 tracés longitudinaux. La **Figure 6.16**.a, représente la cartographie de la température de la plaque (après assemblage des images corrigées) et les 20 lignes verticales tracées sur l'image. Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles citées dans le paragraphe 6.6.3 mais avec une désurchauffe de 5 K.
- Les 20 profils de température obtenus sous "irbis" sont exportés pour utilisation sous Excel (**Figure 6.16**.b). Un seul profil moyen est déduit des 20 profils. Le moyennage des profils se fait en calculant la moyenne des 20 pixels (issus des 20 profils) à chaque position verticale.
- Le profil ainsi obtenu sera utilisé pour la détermination des paramètres locaux, en particulier le titre de vapeur et le coefficient d'échange local.

Le profil de température débute à une distance de 45 mm en dessous de l'entrée du canal d'eau et se termine à 63 mm en dessus de la sortie de l'échangeur. Ainsi, la partie visualisable par la camera IR présente une longueur de 368 mm. Le profil de température sur ces extrémités est complété à partir de deux mesures par thermocouple, la première à l'entrée du canal (z = 0) et la seconde à la sortie du condenseur (z = L_{total}). La température de l'eau à la fin de la zone de changement de phase (z = $L_{diphasique}$) est obtenue par un bilan enthalpique dans la région du sous-refoidissement du pentane, la longueur $L_{diphasique}$ étant caractérisée par ailleurs par une visualisation infrarouge du côté pentane (ex. **Figure 6.15.b**.).

La région d'étude est positionnée entre z = 0 et z = $L_{diphasique}$ (zone de changement de phase). Une courbe de tendance polynomiale quadratique est choisie pour corréler le profil de température moyen (calculé sur les 20 profils de température) entre ces deux positions (voir **Figure 6.17**). Les coefficient de la courbe de tendance ont été ajustés de manière à satisfaire deux critères, tout en restant dans l'écart type de mesure de la température moyenne (± 0,33 K) :

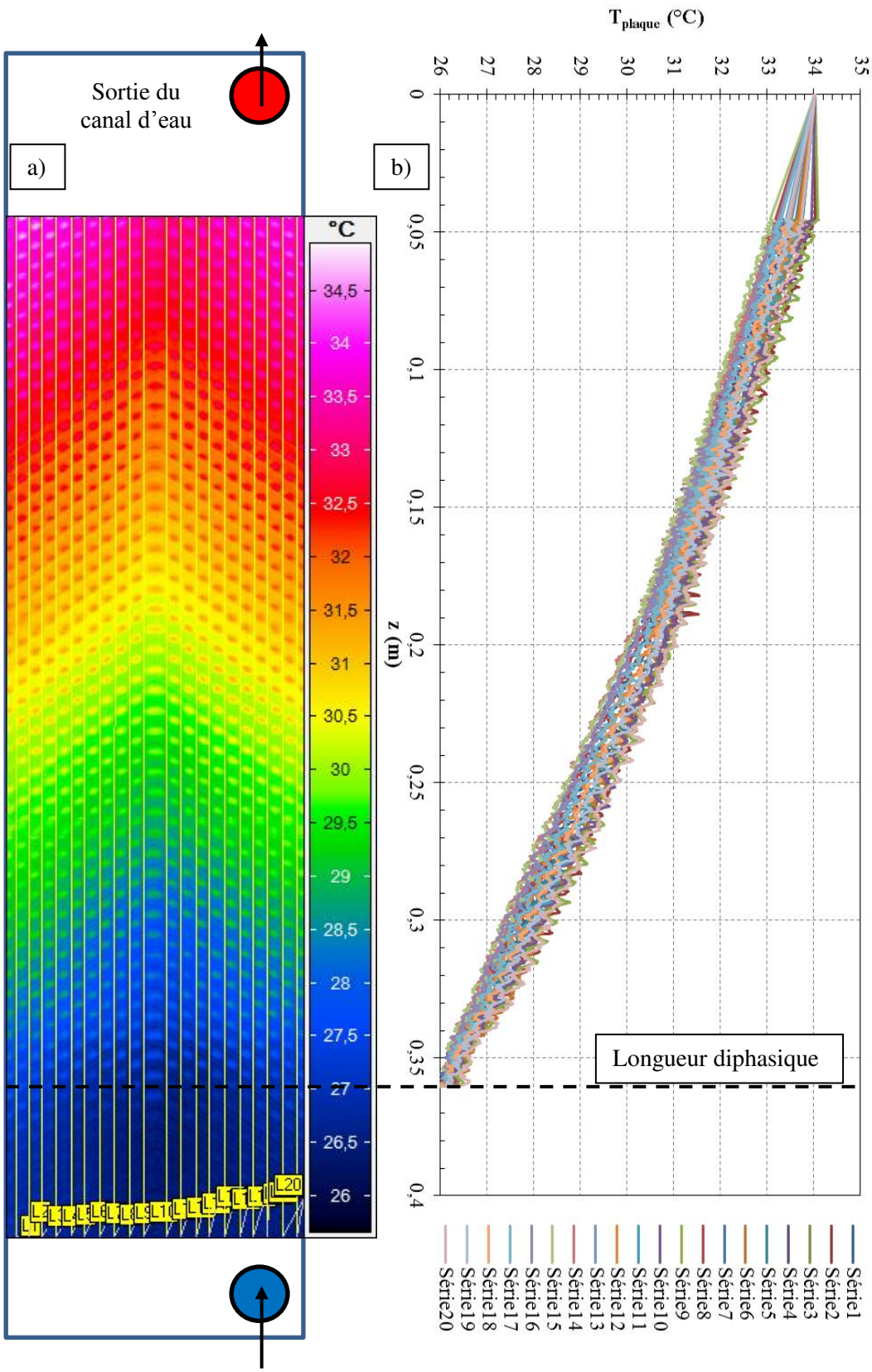


Figure 6.16 Température de la plaque en contact avec l'eau :-a) traitement avec « Irbis Professional » - b) 20 profils de températures issus du logiciel de la camera

1) Avoir une bonne correspondance entre les coefficients d'échange thermique moyens, soit calculé à partir du profil de température et après intégration, soit obtenu avec la méthode DTLM en utilisant certaines valeurs des visualisations de la plaque côté pentane ;

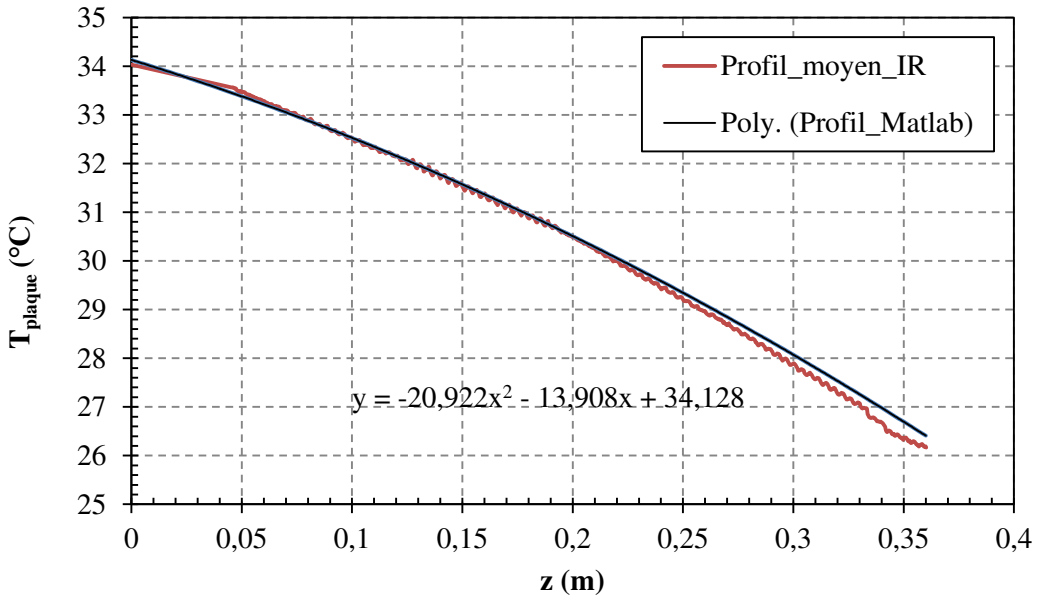


Figure 6.17 Profils de températures, moyen et issue de la courbe de tendance polynomiale quadratique, pour G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1}, T_{sat} = 36,56 °C et $T_{e,e}$ = 26,1 °C

2) Avoir un titre très proche de zéro à la fin de la zone diphasique (c.à.d pour z = $L_{diphasique}$) tout en respectant la puissance échangée totale à ± 5%.

Cette procédure de détermination du profil moyen de température en utilisant Matlab, sera appliquée à l'ensemble des images infrarouges issues des tests.

6.7. Synthèse

Ce chapitre présente la démarche réalisée pour la recherche de fluides simulant du R-410 A, à partir des divers critères thermiques et hydrauliques (pression, température, propriétés thermo-physiques, nombres adimensionnels). Le modèle homogène a été utilisé pour la formulation des nombres adimensionnels diphasiques. D'après les résultats obtenus, le Pentane et le R-245fa, présentant des comportements similaires au R-410A, sont parmi les fluides envisagés dans l'étude expérimentale qui sera menée.

Alors que l'approche par nombres adimensionnels indique un comportement de type majoritairement gravitaire pour la condensation du R-410A, dans la plage de températures et de densités de flux de chaleur étudiées, l'utilisation du pentane ou du R-245fa pour la campagne de mesures présente un intérêt scientifique complémentaire. En effet, ces deux fluides couvrent les zones d'écoulement gravitaire et inertiel, ce qui devrait permettre de distinguer l'influence des diverses forces sur le comportement thermo-hydraulique de l'échangeur, voire de localiser la zone de transition entre ces deux zones. Le pentane est le fluide sélectionné pour la suite de l'étude.

Dans ce chapitre, le dispositif expérimental, utilisé pour l'étude de la condensation convective du pentane dans un échangeur à plaques brasées, l'instrumentation, les différents protocoles de la campagne de mesure et la procédure d'acquisition des données sont détaillés. Les choix retenus dans la conception du dispositif expérimental permettent un contrôle précis des conditions aux limites et un accès aux surfaces externes du PHE pour une caractérisation locale des transferts thermiques. Pour cet objectif, la métrologie infrarouge a été choisie comme un moyen d'investigation. Afin de corriger les effets de non homogénéité des

propriétés radiatives de la surface et de sa non-planéité, un protocole de rectification de l'image thermique a été développé. Les températures obtenues à partir d'un traitement des mesures de rayonnement infrarouge sont comparées aux résultats d'un modèle physique des transferts thermiques relatif à un motif spécifique de notre échangeur. Un soin particulier aux mesures a été mené afin d'augmenter la sensibilité de la métrologie à l'observation d'une faible variation des transferts thermiques localement. Cette méthode a montré la difficulté d'estimer simultanément la température du fluide et le coefficient d'échange par motif pour les écoulements monophasiques en raison d'un couplage évident entre ces paramètres. Les résultats du modèle indiquent que, pour les forts coefficients d'échange, l'écart entre la température de la plaque en certaines zones (crêtes de l'ondulation et creux hors point de contact), visible par la caméra infrarouge, et le fluide est inférieur à 0,1 K.

Nous montrons ainsi dans ce chapitre que les visualisations infrarouges simultanées des deux faces du canal nous permettent de remonter à la distribution de température des fluides chaud et froid, ainsi qu'à la longueur diphasique. Ces visualisations peuvent également nous permettre de quantifier l'impact de la mal-distribution des fluides sur le flux thermique échangé localement.

Chapitre 7 : Condensation à vapeur saturée dans les PHE

Sommaire

7.1. Réduction des données 171

7.1.1. Pertes de pression de condensation 172

7.1.2. Coefficient d'échange moyen de condensation 173

7.2. Influence de la densité de flux de chaleur sur le comportement thermohydraulique de l'échangeur à plaques 174

7.2.1. Pertes de pression 175

7.2.2. Transferts thermiques 178

7.3. Etude de la condensation convective à surface d'échange fixe 181

7.3.1. Approche globale 181

7.3.2. Approche locale 188

7.4. Comparaison des résultats globaux et locaux 195

7.4.1. Pertes de pression 195

A. Approche du modèle homogène 196

B. Approche du modèle à phases séparées 197

7.4.2. Transferts thermiques 200

A. Comparaison avec la littérature 202

7.5. Synthèse 204

Introduction

L'analyse des études de la littérature sur la caractérisation des transferts thermo hydrauliques au sein des échangeurs à plaques en mode « condenseur » a conduit à relever une faiblesse quant à la connaissance de la distribution du flux de chaleur le long de l'échangeur. Parmi les deux principales approches présentées dans la littérature, les études menées sur les échangeurs avec une condensation complète de la vapeur déterminent le coefficient d'échange global à partir de la méthode DTLM. Cette méthode implique l'hypothèse d'une distribution du coefficient d'échange de chaleur uniforme le long de l'échangeur. Les études menées sur des échangeurs à plaques avec une variation de titre de 0,1 ou 0,2 entre l'entrée et la sortie conduisent à la formulation du coefficient d'échange local en fonction du titre vapeur. Pour remonter au coefficient d'échange global de l'échangeur, il est alors nécessaire de connaître la variation du titre vapeur le long de l'échangeur. En raison de la difficulté d'instrumenter ce type d'échangeur à géométrie d'écoulement tridimensionnel, l'hypothèse d'une densité de flux de chaleur constante le long de l'échangeur est généralement utilisée par défaut.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats sur la distribution de la densité de flux de chaleur le long de l'échangeur obtenus à partir des outils expérimentaux et des calculs présentés dans le chapitre 6. La variation du titre vapeur est obtenue à partir du bilan enthalpique local s'appuyant sur la cartographie infrarouge de l'échangeur de chaleur. Entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, la condensation est complète avec une variation du titre vapeur de 1 à 0. La vapeur à l'entrée du condenseur est surchauffée de 3 K pour s'assurer d'un début de la condensation au sein même de l'échangeur, et le liquide en sortie de l'échangeur est sous-refroidi d'au moins 7 K pour s'assurer de la condensation complète. Ainsi, dans ce travail, il nous est possible de justifier l'importance ou non de l'hypothèse d'une densité de flux de chaleur uniforme le long de l'échangeur sur le calcul du coefficient d'échange global. Pour cela, nous comparerons les résultats des approches locale et globale. Nos résultats expérimentaux seront comparés à des ceux de modèles de la littérature afin d'identifier le type de condensation le plus approprié au cas de notre échangeur, de géométrie d'écoulement tridimensionnel.

Avant d'aborder cette question, nous présentons tout d'abord les résultats expérimentaux sur les chutes de pression et les transferts de chaleur dans le condenseur en jouant sur divers paramètres, tels que la vitesse massique et la densité de flux de chaleur moyenne. Cette étape a pour objectif d'identifier l'effet des différents paramètres sur le comportement thermo-hydraulique global de l'échangeur, et de comparer nos résultats avec la littérature.

7.1. Réduction des données

Le prototype d'échangeur EXEL7-3 est utilisé pour l'étude de la condensation convective d'une vapeur de pentane. L'échangeur est positionné verticalement avec l'entrée de la vapeur par l'orifice supérieur et la sortie du condensat par l'orifice inférieur. Dans notre étude, différentes campagnes de mesures sont menées sur l'échangeur, soit en fixant les conditions limites coté pentane et en les modifiant du côté du fluide secondaire (eau), ou inversement. Dans l'analyse globale, l'utilisation de la caméra infrarouge permet d'identifier la limite entre la zone diphasique et la zone de sous-refroidissement liquide. Les grandeurs mesurées au niveau de la section de test sont : le débit volumique d'eau, les températures d'entrée/sortie du canal d'eau, les températures d'entrée/sortie du canal de pentane, les pertes de pression totales, et la pression d'entrée du canal de pentane.

Les paragraphes suivants présentent les procédures utilisées pour calculer, à partir des mesures, le coefficient d'échange global et les pertes de pression dans la zone diphasique de l'échangeur pour une approche globalisée de l'échangeur.

7.1.1. Pertes de pression de condensation

Les pertes de pression dans la zone de désurchauffe de la vapeur et de condensation, ΔP_{cond_desur}, sont calculées à partir de la mesure de la différence de pression entrée/sortie, de la section de test, ΔP_T, d'après le bilan suivant :

$$\Delta P_{cond_desur} = \Delta P_T - \Delta P_e - \Delta P_s - \Delta P_{f,ss-refr} - \Delta P_{grav,capteur} + \Delta P_{grav,ss-refr} \quad (7.1)$$

où ΔP_e et ΔP_s représentent les pertes de pression singulières d'entrée\sortie de l'échangeur respectivement, entre le port et la plaque. Ces pertes de pression sont déterminées empiriquement par la formulation de (Shah, et al., 1988) pour ce type d'échangeur et :

$$\Delta P_e = 1{,}5.\frac{G^2}{2.\rho_v} \quad (7.2)$$

$$\Delta P_s = 1{,}5.\frac{G^2}{2.\rho_l} \quad (7.3)$$

$\Delta P_{f,ss-refr}$ représente les pertes de pression dues à la friction dans la zone de sous-refroidissement liquide, tel que :

$$\Delta P_{f,ss-refr} = f.\frac{\left(L - L_{camera_{IR}}\right)}{D_h}.\frac{G^2}{2.\rho_l} \quad (7.4)$$

où $L_{camera_{IR}}$ est la longueur de la zone de désurchauffe et de condensation, déterminée à partir des visualisations infrarouge. L est la longueur totale de l'échangeur. f représente le coefficient de friction dont la corrélation a été établie, dans le chapitre 2 de cette thèse, pour ce même échangeur avec l'écoulement monophasique d'eau, et :

$$f = \begin{cases} 120{,}31.Re^{-0{,}622} \text{ ; si Re} \leq 200 \\ 10{,}524.Re^{-0{,}13} \text{ ; si Re} > 200 \end{cases} \quad (7.5)$$

$\Delta P_{grav,capteur}$ représente la différence de pression hydrostatique associée à la configuration de mesure du capteur de pression différentielle. Le capteur de pression différentiel est positionné à une hauteur inférieure à celle de la sortie du condensat et les conduites de raccordement aux entrée et sortie de l'échangeur, de diamètre 6 mm, sont saturées de pentane liquide. Ainsi, ce type de montage génère un écart de pression statique au niveau de capteur, tel que :

$$\Delta P_{grav,capteur} = \rho_l.g.L \quad (7.6)$$

où ρ_l est la masse volume du liquide (pentane), g, l'accélération de la pesanteur, et L, la distance entre embouts de l'échangeur suivant la longueur.

$\Delta P_{grav,ss-refr}$ représente l'augmentation de la pression due à la colonne liquide sous-refroidie qui se trouve dans la partie basse de l'échangeur. Elle s'exprime par la formule suivante :

$$\Delta P_{grav,ss-refr} = \rho_l . g . \left(L - L_{camera_{IR}}\right) \tag{7.7}$$

où $\left(L - L_{camera_{IR}}\right)$ est la longueur de la zone de sous-refroidissement.

Finalement, l'expression des pertes de pression dans la zone de désurchauffe et de condensation s'écrit par :

$$\Delta P_{cond_desur} = \Delta P_T - 1{,}5.\frac{G^2}{2.\rho_v} - 1{,}5.\frac{G^2}{2.\rho_l} - f.\frac{\left(L - L_{camera_{IR}}\right)}{D_h}.\frac{G^2}{2.\rho_l} - \rho_l . g . L_{camera_{IR}} \tag{7.8}$$

7.1.2. Coefficient d'échange moyen de condensation

La puissance totale échangée, $\dot{Q}_e$, entre les écoulements de pentane et d'eau est déterminée à partir des bilans enthalpiques suivant :

$$\dot{Q}_e = \dot{m}_e . C_{p,e} . \left(T_{e,s} - T_{e,e}\right) = \dot{m}_r . \left(h_{vapeur}(T_{sur}) - h_{liquide}\left(T_{r,s}\right)\right) \tag{7.9}$$

Ainsi :

$$\dot{m}_r = \frac{\dot{Q}_e}{h_{vapeur}(T_{sur}) - h_{liquide}\left(T_{r,s}\right)} \tag{7.10}$$

où les indices e et r sont relatifs à l'eau et au réfrigérant respectivement. Les propriétés thermo-physiques du pentane, déterminées à la pression mesurée par le capteur de pression en entrée de la zone de test, sont accessibles sur le site-web du NIST (http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/). Les propriétés du pentane sont détaillées dans l'Annexe B.

Le flux de chaleur transféré dans la zone de condensation et de désurchauffe (lorsqu'elle existe) de l'échangeur, $\dot{Q}_{cond_desur}$, est déduite du calcul du flux de chaleur échangée dans la zone de sous-refroidissement, $\dot{Q}_{ss\text{-}refroi}$:

$$\dot{Q}_{cond_desur} = \dot{Q}_e - \dot{Q}_{ss\text{-}refroi} \tag{7.11}$$

où $\dot{Q}_{ss\text{-}refroi}$ est calculé à partir des bilans enthalpiques dans la zone du sous-refroidissement du condenseur :

$$\dot{Q}_{ss\text{-}refroi} = \dot{m}_r . C_{p,l_r} . \left(T_{sat,s} - T_{r,s}\right) = \dot{m}_e . C_{p,e} . \left(T_{e,e_sat} - T_{e,e}\right) \tag{7.12}$$

Dans l'Eq. (7.12), $T_{r,s}$ est la température du réfrigérant à la sortie de l'échangeur, mesurée par un thermocouple, $T_{sat,s}$ est la température de saturation à la sortie de la zone diphasique, déduite de la mesure de pression en entrée de l'échangeur soustraite des pertes de pression dans la zone diphasique, ΔP_{cond_desur}, $T_{e,e}$ est la température de l'eau mesurée à l'entrée de

l'échangeur, et T_{e,e_sat} est la température de l'eau à l'entrée de la zone de condensation, déduite du bilan enthalpique dans la zone de sous-refroidissement du condenseur :

$$T_{e,e_sat} = \frac{\dot{m}_r . C_{p,l_r} . (T_{sat} - T_{r,s})}{\dot{m}_e . C_{p,e}} + T_{e,e} \tag{7.13}$$

Finalement le coefficient d'échange moyen de condensation dans la région de désurchauffe et de condensation est calculé selon les équations (7.14-7.17) :

$$\dot{Q}_{cond_desur} = U . A_{cond_desur} . \Delta T_{LM} \tag{7.14}$$

$$\Delta T_{LM} = \frac{(T_{sat} - T_{e,s}) - (T_{sat,s} - T_{e,e_sat})}{Ln\left(\frac{T_{sat} - T_{e,s}}{T_{sat,s} - T_{e,e_sat}}\right)} \tag{7.15}$$

$$A_{cond_desur} = L_{camera_{IR}} . l \tag{7.16}$$

$$h_r = \left(\frac{1}{U} - \frac{1}{h_e} - \frac{e}{\lambda}\right)^{-1} \tag{7.17}$$

Dans l'équation (7.17), le coefficient d'échange moyen de l'eau dans l'échangeur EXEL7, h_e, est calculé à partir de la corrélation développée par les travaux présentés dans le Chapitre 2. La corrélation, établie pour les conditions suivantes, $120 < Re_e < 1325$ et $4,5 < Pr_w < 5.8$, s'écrit sous la forme :

$$h_e = 57,21 . Re_e^{0,7} . Pr_e^{0,33}$$

7.2. Influence de la densité de flux de chaleur sur le comportement thermohydraulique de l'échangeur à plaques

Dans ce paragraphe, nous souhaitons aborder la question de l'influence de la densité de flux de chaleur sur le comportement thermo-hydraulique à l'échelle globale de l'échangeur. Dans la littérature sur les échangeurs à plaques, cette question n'est traitée qu'à partir des études analysant le phénomène de condensation par variation de titre entre l'entrée et la sortie (condensation partielle). L'augmentation de la densité de flux de chaleur échangé implique une augmentation de la variation de titre au sein de l'échangeur. Ainsi, pour un titre vapeur moyen identique, les résultats montrent globalement une augmentation des coefficients d'échanges thermiques avec la densité de flux de chaleur ((Yan, et al., 1999) (Han, et al., 2003) (Kuo, et al., 2005)). L'explication de cette tendance n'est pas clairement développée dans la bibliographie. L'étude d'influence de la densité de flux de chaleur sur le coefficient d'échange global avec condensation complète de la vapeur dans l'échangeur n'a pas été traitée dans la littérature. En effet, remonter à cet effet nécessite l'identification de la fin de la zone de condensation au sein même de l'échangeur, ce qui n'a jamais été entrepris expérimentalement à notre connaissance.

A partir de la métrologie infrarouge mise au point dans notre étude, il nous est possible de caractériser avec une bonne précision la longueur diphasique au sein même de l'échangeur, et par conséquent, de mener cette étude et analyse. Les résultats de la campagne expérimentale menée concernent l'influence de la densité de flux de chaleur sur les pertes de pression et le coefficient d'échange de chaleur dans la zone diphasique. Pour l'ensemble de la campagne de mesures, la surchauffe de la vapeur est stabilisée entre 2 et 5 K à l'entrée de l'échangeur et la température de saturation déduite de la pression d'entrée est maintenue à 36,5 °C (± 0.25 K). La densité de flux de chaleur, calculée à partir du flux total échangé et de la longueur diphasique dans la zone de condensation, est modifiée en jouant sur le contrôle des conditions aux limites sur l'écoulement d'eau, à savoir le débit d'eau et la température d'entrée. Les paramètres sur l'eau sont ajustés de manière à imposer un écart de températures entre la température de saturation du pentane à l'entrée et celle de l'eau en sortie de 1,5 K. Cet écart de température minimal permet de réduire les incertitudes pour le calcul du coefficient d'échange thermique global de l'échangeur.

Pour une plage de vitesse massique pour le pentane variant entre 4 et 21 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, le contrôle des conditions aux limites sur l'eau a permis l'étude de l'effet de la densité de flux de chaleur sur une plage comprise entre 10 et 60 $kW.m^{-2}$. La plage de variation de la densité de flux de chaleur pour chaque vitesse massique est définie par la plage de variation de la longueur diphasique, fixée à 15 et 40 cm. Pour rappel, la longueur totale de l'échangeur est de 47,6 cm, et on s'assure de la condensation complète de la vapeur de Pentane à partir de la visualisation infrarouge de l'échangeur et de la mesure de température du pentane en sortie de l'échangeur. Aux faibles flux massiques de pentane (G_r < 9 $kg.m^{-2}.s^{-1}$), la variation de la densité de flux de chaleur, q, est réalisé par variation du débit d'eau circulant. Pour G_r > 17 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, la variation de q est obtenue par la variation de la température d'eau en entrée de l'échangeur en raison des limitations des caractéristiques de la pompe à eau utilisée sur notre banc.

7.2.1. Pertes de pression

Les résultats de la **Figure 7.1** présentent les variations des pertes de pression dans la zone diphasique en fonction de la densité surfacique moyenne du flux thermique pour différentes vitesses massiques du fluide frigorigène. L'unité du flux massique, dans cette figure et celles qui vont suivre, est le « $kg.m^{-2}.s^{-1}$ ». Pour un flux massique du fluide donnée, les tracés indiquent que les pertes de pression diminuent avec l'augmentation de la densité de flux moyenne. Cette tendance pouvait être attendue puisque l'augmentation de la densité de flux pour un flux massique donnée induit une diminution de la longueur diphasique. Cependant, on remarque que la relation entre les pertes de pression et la densité moyenne du flux de chaleur n'est pas linéaire, en particulier pour G_r < 19 $kg.m^{-2}.s^{-1}$. Ce comportement tend à indiquer que le gradient de pression le long de la zone diphasique n'est pas homogène et qu'il dépend du profil du titre massique en vapeur (Muller-Steinhagen, et al., 1986).

Lorsque les résultats de pertes de pressions sont présentés en fonction du flux massique pour différentes densités de flux de chaleur (**Figure 7.2)** ou longueurs diphasiques (**Figure 7.3**), on retrouve cette non-linéarité de l'augmentation des pertes de pression avec le flux massique.

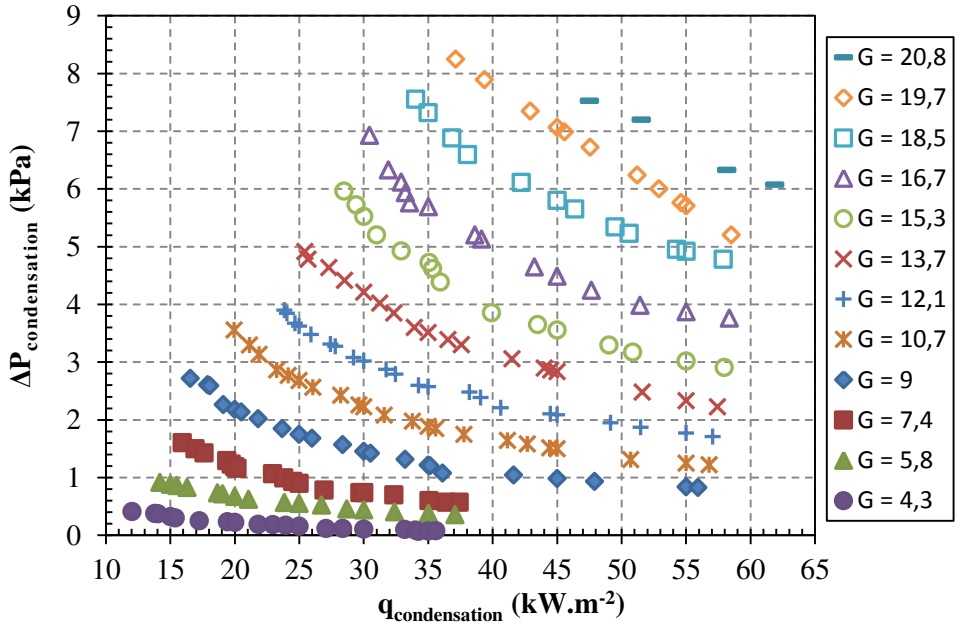


Figure 7.1 Variations des pertes de pression dans la zone diphasique en fonction de la densité surfacique moyenne du flux thermique prélevé dans cette zone lors des écoulements de n-pentane pour différentes vitesses massiques (en $kg.m^{-2}.s^{-1}$)

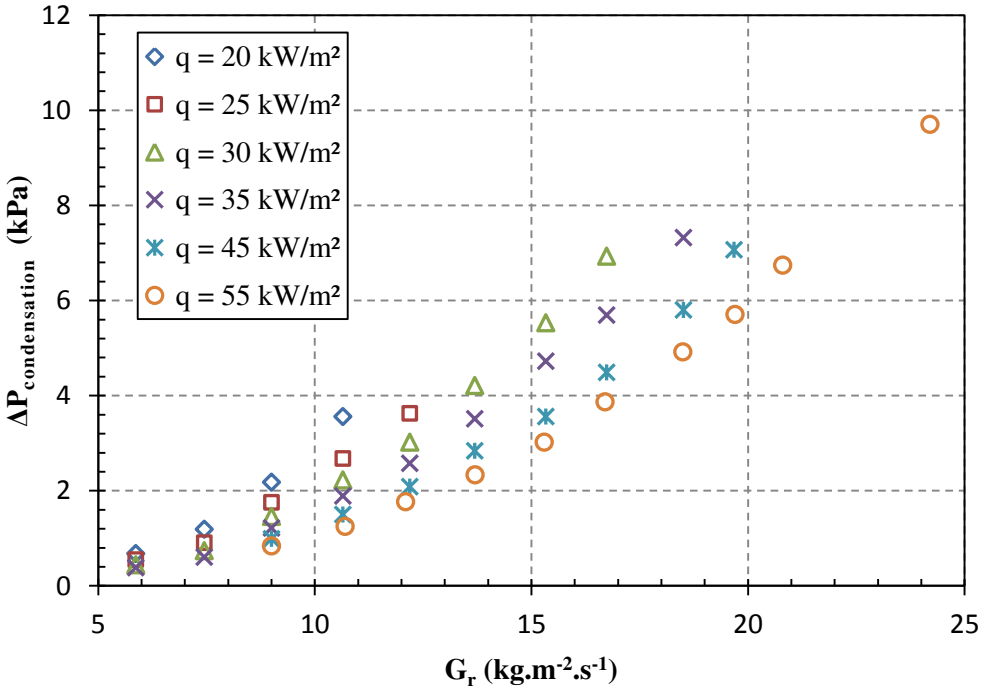


Figure 7.2 Variations des pertes de pression dans la zone diphasique en fonction de la vitesse massique du n-pentane pour différentes longueurs diphasiques

En effet, une augmentation de la vitesse massique du fluide amplifie les effets visqueux dus aux cisaillements interfaciaux (entre les phases vapeur et liquide) et pariétal (entre le liquide et les parois internes de l'échangeur), ce qui augmente le gradient de pression pour un titre massique en vapeur donné (Muller-Steinhagen, et al., 1986).

En supposant que les pertes de pression dans la zone de condensation sont majoritairement dues aux pertes de pression par friction, et que ces dernières sont représentées par une loi

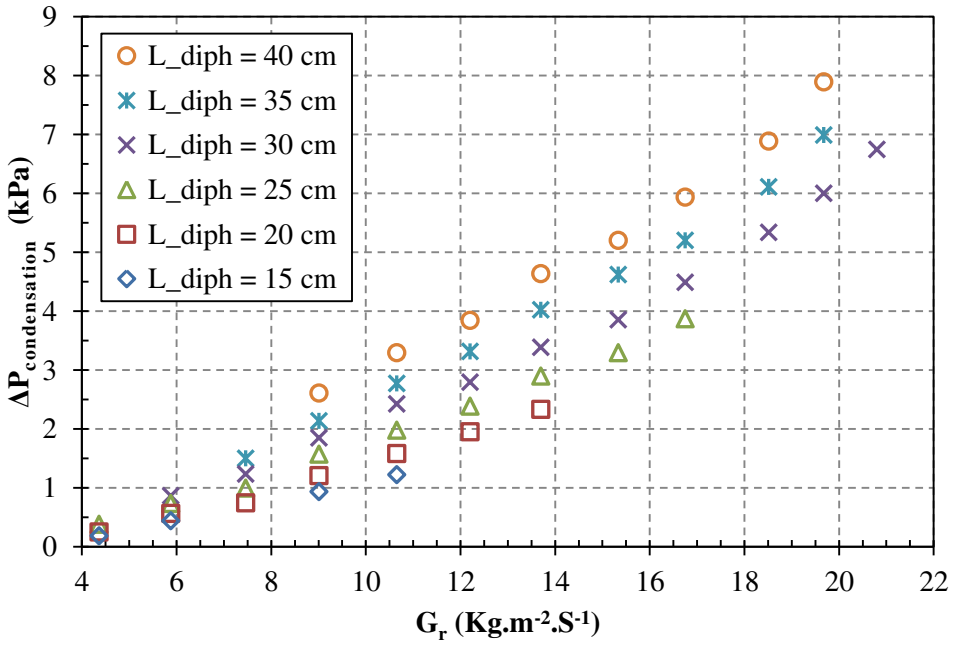


Figure 7.3 Variations des pertes de pression dans la zone diphasique en fonction de la vitesse massique du n-pentane pour différentes longueurs diphasiques

similaire aux pertes de pression des écoulements monophasiques, le rapport du coefficient de friction sur la masse volumique moyennée du fluide dans la zone diphasique peut s'écrire :

$$\left(\frac{f}{\rho}\right)_{diphasique} = \frac{2.\Delta P_{condensation}.D_h}{L_{diphasique}.G_r^2}$$

La variation de $\left(\frac{f}{\rho}\right)_{diphasique}$ permet d'identifier la présence de changements de comportement des écoulements au sein de la zone diphasique du condenseur. La **Figure 7.4**

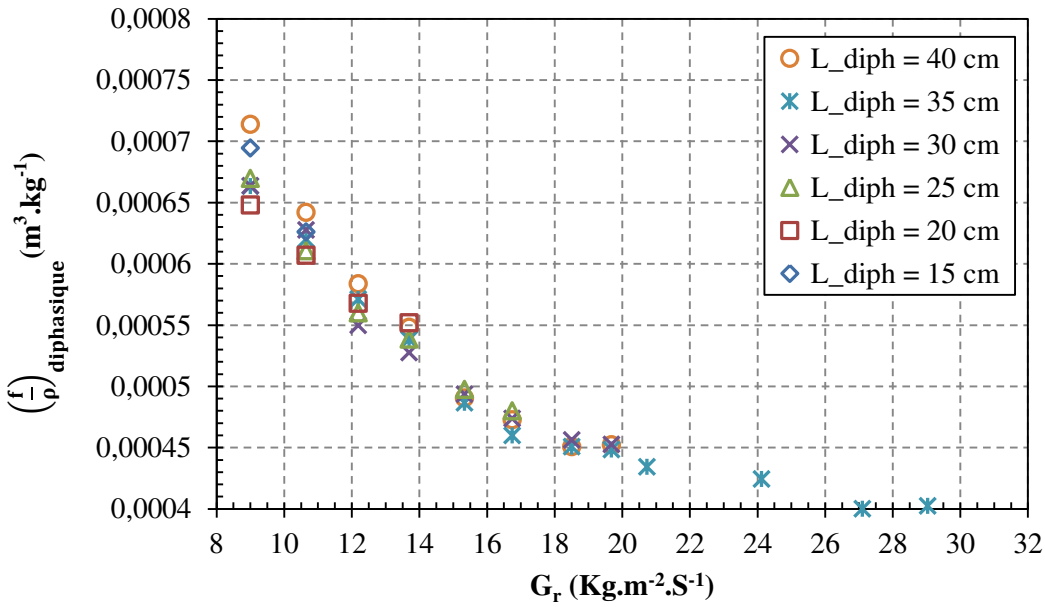


Figure 7.4 Effet du flux massique du pentane et de la longueur diphasique sur le comportement hydraulique de l'écoulement diphasique, vue comme écoulement monophasique, pour T_{sat} = 36,5°C

présente la variation de $\left(\frac{f}{\rho}\right)_{diphasique}$ en fonction du flux massique du pentane pour différentes longueurs de la zone de condensation (la représentation de ces résultats pour différentes densités de flux est similaire). En raison d'importantes incertitudes sur les résultats obtenus pour G_r < 8 kg.m^{-2}.s^{-1}, celles-ci ne sont pas représentées sur la figure. Il est intéressant de constater que le comportement de $\left(\frac{f}{\rho}\right)_{diphasique}$ est peu, voir pas dépendant de la longueur diphasique (et donc de la densité de flux de chaleur) pour G_r compris entre 8 et 30 kg.m^{-2}.s^{-1}. On note par ailleurs un changement notable dans le profil de $\left(\frac{f}{\rho}\right)_{diphasique}$ autour de G_r de l'ordre de 15 kg.m^{-2}.s^{-1}. Des résultats présentés sur la **Figure 7.4**, on peut déduire la corrélation suivante :

$$\left(\frac{f}{\rho}\right)_{diphasique} = 0{,}00209.\, G_r^{-0.52} \tag{7.18}$$

Cette corrélation permet de prédire les résultats expérimentaux avec un écart moyen relatif de ± 4 %.

Un changement de comportement similaire a été observé pour les écoulements monophasiques pour G = 40 kg.m^{-2}.s^{-1} (Re ~ 200) (voir chapitre 2). De ces résultats, on peut conclure que les lois de comportement de l'écoulement diphasique dans l'échangeur à plaques sont assez peu sensibles à la densité de flux de chaleur. Il est cependant difficile d'affirmer, qu'indépendamment de la longueur diphasique, que l'écoulement diphasique présentant le même comportement hydraulique implique une structure d'écoulement similaire.

7.2.2. Transferts thermiques

De façon similaire aux pertes de pression, la **Figure 7.5** présente les variations du coefficient d'échange thermique moyen dans la zone diphasique, déterminé selon la procédure décrite dans le **paragraphe 7.1.2**, en fonction de la densité surfacique moyenne du flux

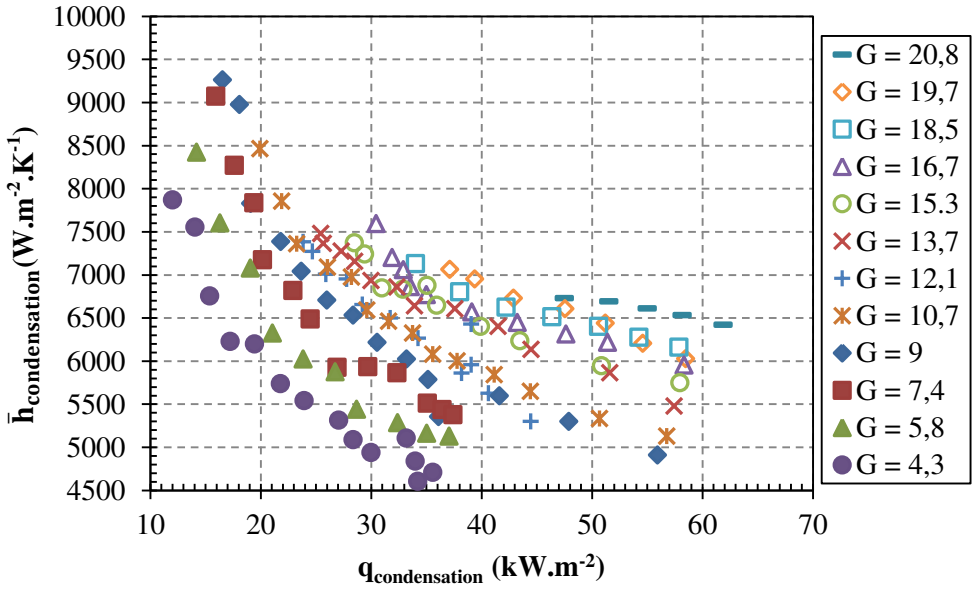


Figure 7.5 Variations du coefficient d'échange thermique moyen dans la zone diphasique en fonction de la densité surfacique moyenne du flux thermique prélevé dans cette zone lors des écoulements de n-pentane pour différentes vitesses massiques, T_{sat} = 36,5°C

thermique et pour différentes vitesses massiques du fluide frigorigène.

Pour une même vitesse massique du fluide, les courbes indiquent que, le coefficient d'échange thermique moyen diminue avec l'augmentation de la densité moyenne du flux de chaleur. Cette influence est d'autant plus sensible pour $q_{condensation}$ < 20-25 kW.m^{-2} et lorsque G_r diminue. Le fait d'augmenter la densité moyenne du flux de chaleur au condenseur induit une augmentation du taux de changement de phase, résultant en conséquence à une épaisseur moyenne (par rapport à la longueur de la zone diphasique) du film liquide plus importante. Par analogie avec la théorie de Nusselt, en supposant un régime d'écoulement laminaire des films de condensat sur des parois du canal parfaitement droites, on peut admettre que le coefficient d'échange thermique moyen est inversement proportionnel à l'épaisseur moyenne du film liquide, justifiant ainsi sa dégradation avec l'augmentation de la densité moyenne du flux de chaleur. L'atténuation de la sensibilité du coefficient d'échange thermique moyen avec l'augmentation de la densité moyenne du flux de chaleur peut se justifier par une variation non linéaire de l'épaisseur des films liquides le long de la zone diphasique. Ceci est particulièrement notable pour les faibles $q_{condensation}$ (grandes longueurs diphasiques), avec une domination claire de la zone des films liquides relativement minces par rapport à la zone des films liquides plus épais. Le profil du film liquide s'approche progressivement de la linéarité au fur et à mesure que la densité moyenne du flux de chaleur augmente (la longueur diphasique diminue).

Une autre représentation des résultats du coefficient d'échange thermique moyen dans la zone de condensation est présentée sur la **Figure 7.6**. Pour une même densité moyenne du flux de chaleur, une augmentation de la vitesse massique du fluide entraîne une augmentation du coefficient d'échange thermique moyen, Cette tendance peut s'expliquer par l'augmentation de la vitesse de glissement (i.e. du cisaillement interfacial) avec la vitesse massique qui tend à mincir les films liquides dans la zone diphasique, et par conséquent, à améliorer le coefficient d'échange thermique moyen. On peut noter qu'avec l'augmentation de la densité moyenne du flux de chaleur, le taux d'augmentation du coefficient d'échange de chaleur moyen avec le flux massique, diminue. A 20 kW.m^{-2}, l'augmentation de $\bar{h}_{condensation}$ est de l'ordre de 62 % avec l'augmentation de G_r. Tandis qu'à 55 kW.m^{-2}, l'augmentation de $\bar{h}_{condensation}$ est de l'ordre de 25 % sur la plage étudiée de vitesses massiques. Ainsi pour le

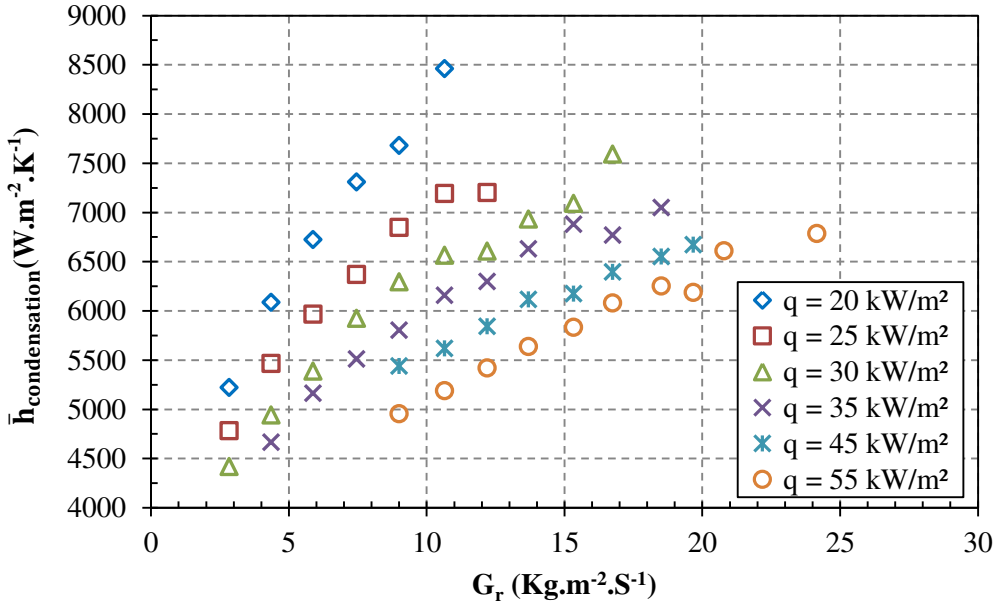


Figure 7.6 Variations du coefficient d'échange thermique moyen de condensation en fonction de la vitesse massique du n-pentane pour différentes densités moyennes de flux de chaleur, T_{sat} = 36,5°C

même pourcentage d'augmentation de G_r on réduit l'augmentation de $\bar{h}_{condensation}$ de ~20%, avec le flux massique entre 20 et 55 kW.m^{-2}. Cela est rattaché principalement au taux de condensation important pour les fortes densités de flux de chaleur (petite surface d'échange) ce qui augmente la résistance au transfert thermique entre le pentane et l'eau.

En traçant les variations de $\bar{h}_{condensation}$en fonction de G_r et pour diverses longueurs diphasiques (**Figure 7.7**), ce qui peut se traduire par une étude sur des échangeurs de longueurs différentes, on constate une allure similaire des diverses courbes de tendance. Lorsque la vitesse massique augmente, le coefficient d'échange thermique moyen diminue d'abord largement, puis tend vers un plateau. Le changement de courbure dans le profil du coefficient d'échange est d'autant plus marqué que la longueur diphasique est importante.

On précise que, pour une même longueur diphasique, l'augmentation de la vitesse massique du fluide implique l'augmentation de la densité moyenne du flux de chaleur de la même

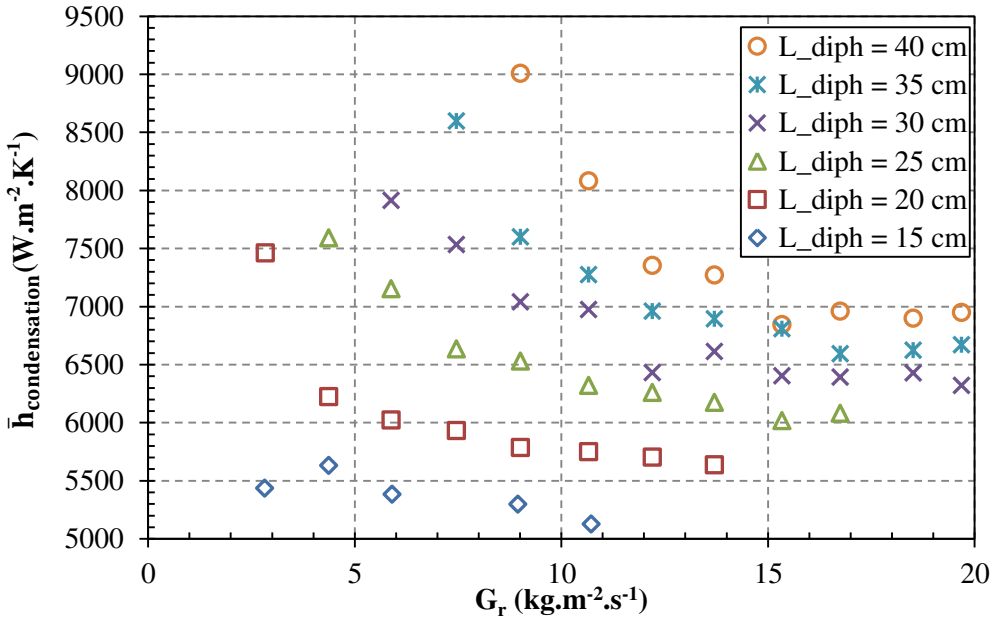


Figure 7.7 Variations du coefficient d'échange thermique moyen dans la zone diphasique en fonction de la vitesse massique du n-pentane pour différentes longueurs diphasiques, T_{sat} = 36,5°C

proportion ($q = G_r.Lv\ Dh/L_diph$). Ainsi, le coefficient d'échange thermique moyen résulte de la compétition entre l'effet amélioratif du cisaillement interfacial entre phases, dû à l'augmentation de la vitesse massique du fluide d'une part, et l'effet dégradant de l'épaississement des films liquides, dû à l'augmentation de la densité de flux moyenne d'autre part. Par conséquent, la prédiction du coefficient d'échange thermique moyen dans ce cas particulier n'est pas évidente et nécessite des études plus approfondies sur les mécanismes physiques locaux contrôlant le processus de condensation dans l'échangeur.

Etant donné ce couplage entre les différents paramètres, quel protocole est-il préférable d'appliquer pour simplifier l'étude sur la condensation, tout en restant représentatif de l'application réelle ? Dans les pompes à chaleur eau/eau, le phénomène de condensation occupe, indépendamment du débit du fluide frigorigène circulant, quasiment l'intégralité de la surface de l'échangeur, la part relative au sous-refroidissement du condensat étant généralement assez faible (contrôle du sous-refroidissement). Ainsi, pour la suite de l'étude de la condensation, la longueur diphasique retenue et maintenue constante est celle correspondante à la plus grande longueur de l'échangeur détectable par la camera IR. Cette longueur diphasique est égale à 36 cm ± 1 cm.

7.3. Etude de la condensation convective à surface d'échange fixe

Dans cette partie, nous présentons les approches globale et locale qui sont mises en œuvre afin de répondre à la question sur l'importance ou non de l'hypothèse d'une densité de flux de chaleur uniforme le long de l'échangeur sur le calcul du coefficient d'échange global. Pour rappel, cette hypothèse est largement utilisée dans la littérature en l'absence d'informations précises.

Pour cette étude, la température de saturation est stabilisée à 36,5 °C (± 0,25 K) pour l'ensemble des tests, et la vapeur à l'entrée de l'échangeur est légèrement surchauffée (3-5K) afin d'éviter un début de condensation avant la section de test. En raison de difficultés d'obtenir des résultats précis pour des flux massiques inférieurs à 8 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, les résultats de l'étude sont présentés pour des flux massiques compris entre 9 et 30 $kg.m^{-2}.s^{-1}$. Dans cette campagne de mesures, la longueur diphasique est stabilisée à 36 cm ± 1 cm à partir du réglage des conditions aux limites sur l'écoulement d'eau (température d'entrée, débit), et contrôlée à partir des visualisations infrarouge. Les conditions limites des différents tests effectués sont présentées dans le **Tableau 7.1**. Pour chacun de ces tests, et pour l'état stationnaire, les mesures de pression, température et infrarouge sur chacune des faces de l'échangeur sont enregistrées.

Tableau 7.1 Conditions limites des tests effectués pour une longueur diphasique constante de 360 mm

G_r ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)	G_{eau} ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)	$T_{saturation}$ (°C)	$T_{e,\ entrée}$ (°C)	$Q_{condensation}$ (W)	Désurchauffe (K)
9	103,5	36,5	26,1	806	5
12	179	36,5	26,1	1085	4,9
15,5	319	36,5	26,2	1355	5
18,3	390	36,5	24,6	1663	5
21,2	388	36,6	22,6	1888	4,9
24,1	388	36,5	20,1	2221	5,1
27,1	387	36,6	18,1	2500	4,8
29,2	387	36,5	16	2683	5

Les résultats des approches globale et locale sont ensuite analysés et comparés aux résultats de certains modèles de la littérature afin de tester leur validité.

7.3.1. Approche globale

L'approche globale consiste à déterminer les caractéristiques thermo-hydrauliques de la zone de condensation à partir des mesures de pression et température des écoulements aux entrées et sorties de celui-ci. Afin d'obtenir des résultats précis sur ces caractéristiques, une information complémentaire aux précédentes mesures est la longueur de la zone diphasique. Celle-ci est relevée à partir de la visualisation infrarouge. On commence par l'étude globale et une présentation des résultats obtenus de la distribution de la température de la plaque externe du canal du pentane, issus de la métrologie infrarouge. La **Figure 7.8**, présente les distributions de température de la plaque externe du canal de pentane, issues de la métrologie infrarouge (Cf. section 6.6.2), obtenues pour 3 flux massiques, G_r = 15,5, 21,2 et 27,1 $kg.m^{-2}.s^{-1}$.

Sur cette figure, la position « z » représente la distance mesurée de l'embout d'entrée du canal et suivant la verticale descendante, tandis que « Y » représente la position horizontale mesurée du bord de l'image IR. D'une part, en première observation de ces images, on remarque assez clairement deux zones distinctes dans le sens de la longueur : 1/ une zone

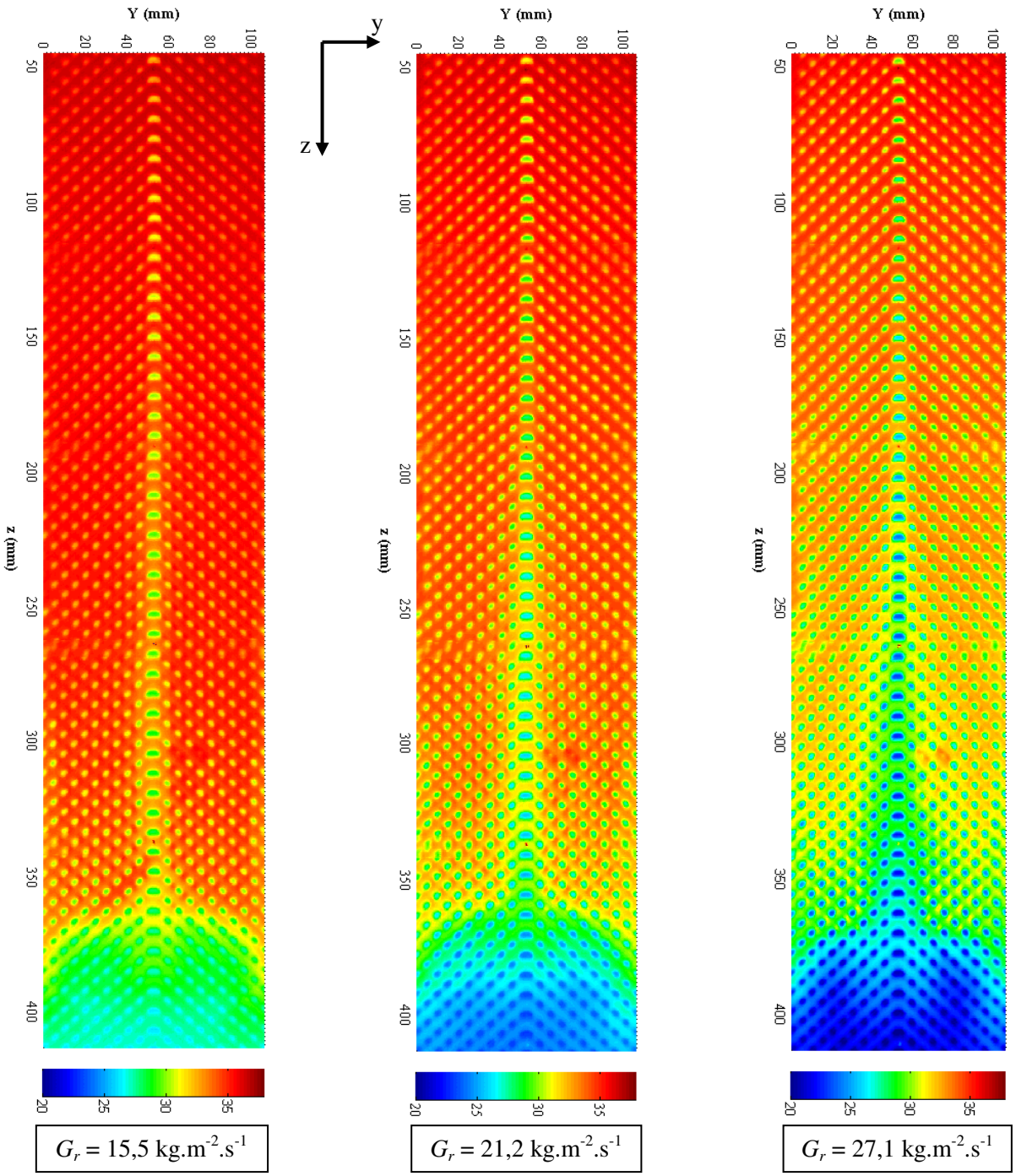


Figure 7.8 Distribution de la température de la plaque du canal de pentane en fonction du flux massique

avec une très légère variation de température, qui tend à s'accentuer avec l'augmentation de la vitesse massique ; 2/ une zone où la variation de température est plus brutale. Ce changement de comportement sur la variation de température le long de l'échangeur caractérise la modification des modes de transferts thermiques entre ces deux zones, à savoir la condensation pour la première zone, et un sous-refroidissement liquide pour la seconde zone. A partir de ces visualisations, on note d'autre part, dans la zone de condensation, une région sensiblement plus refroidie au centre de la plaque et qui s'amplifie suivant z. Cette région est plus clairement identifiée pour G_r = 27,1 kg.m^{-2}.s^{-1}. Une portion de cette région, située entre la position z = 270 mm et z = 340 mm pour G_r = 27,1 kg.m^{-2}.s^{-1}, est présentée sur la **Figure 7.9** pour étayer nos propos. Les zones circulaires fortement refroidies représentent les points

de brasure entre plaques. Ces points de brasure sont plus larges au centre de la plaque dus à la forme en V des chevrons. Autour de ces points de brasure, et plus nettement dans la zone centrale de la plaque (entre les deux lignes noires verticales), la zone sous-refroidie s'étale d'abord autour des points de brasure pour progressivement former une surface refroidie plus homogène lorsque z augmente. Cette observation conduit à « l'idée » d'accumulation du liquide dans cette zone centrale de l'échangeur. Cette « idée » d'accumulation s'appuie entre autres sur les types de structures d'écoulement identifiées pour les écoulements monophasiques au sein de l'échangeur, présentées dans la Partie I de ce travail. En supposant que la vapeur occupe la totalité du volume des rainures ($V_v/V_l > 200$, taux de vide proche de 1), le nombre de Reynolds, calculé pour la vapeur (écoulement monophasique) à G_r = 27,1 kg.m^{-2}.s^{-1} et z > 340 mm, est supérieur à 200. Pour ces conditions, la structure d'écoulement de la vapeur serait préférentiellement de type « cross-flows » ou « zigzag » (écoulement principal suivant la direction de la rainure). Le liquide, se formant à la paroi sous-refroidie, est

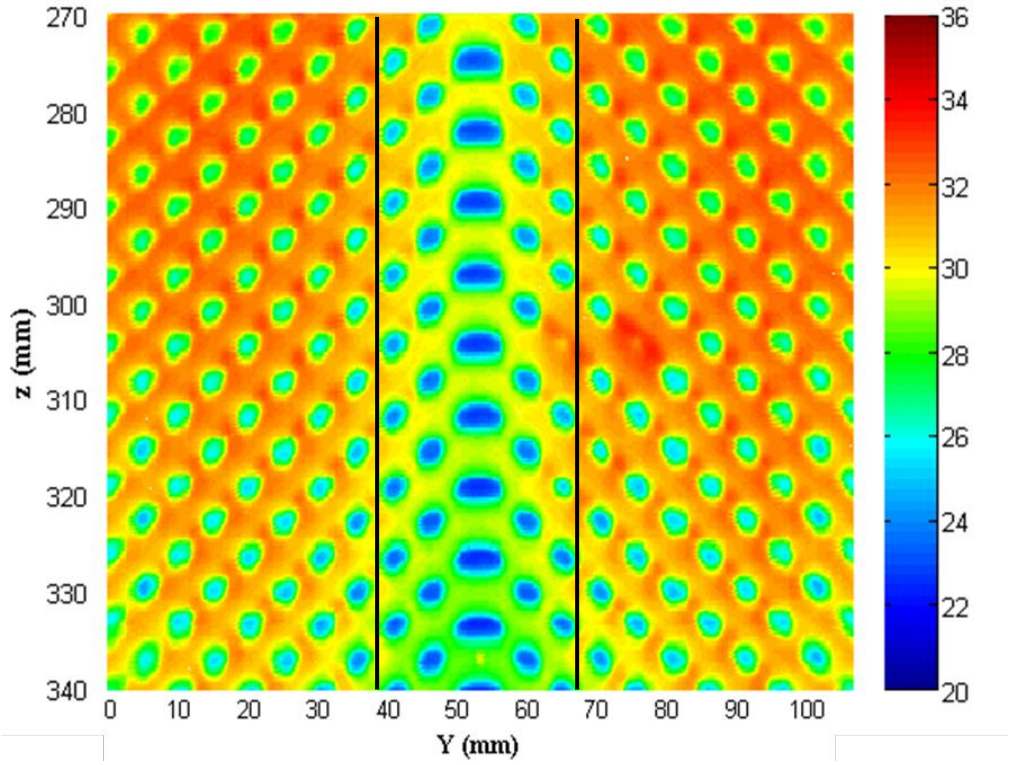


Figure 7.9 Distribution de la température de la plaque pour une zone réduite de visualisation pour G_r = 27,1 kg.m^{-2}.s^{-1}. Accumulation du liquide au centre de la plaque

soumis aux forces gravitaires et au cisaillement interfacial généré par l'écoulement de la vapeur. Ces différentes actions tendent à induire un déplacement progressif du liquide dans le même sens d'écoulement que la vapeur, i.e. suivant les rainures. Par effet de symétrie d'écoulement, l'axe central de l'échangeur est équivalent à un « mur ». Le liquide, entrainé par la vapeur, s'accumule puis noie alors la région centrale, limitant ainsi les transferts de chaleur dans cette région. L'écoulement liquide devient alors préférentiellement de type « hélicoïdale » (faible nombre de Reynolds pour le liquide). Le drainage du liquide est cependant limité par les phénomènes de friction à la paroi intensifiés par la géométrie tridimensionnelle de la section d'écoulement.

La **Figure 7.10** présente les profils de température au niveau de la plaque externe du canal du pentane, depuis la coordonnée z = 45 mm de l'entrée du canal jusqu'à la fin de la zone de visualisation par la caméra infrarouge, pour différentes vitesses massiques.

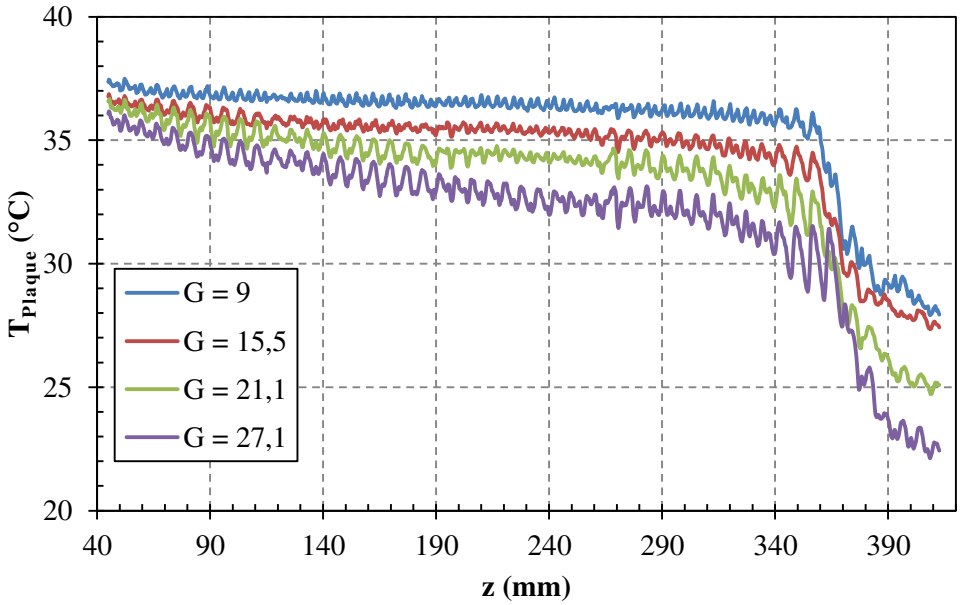


Figure 7.10 Profils de températures de la plaque externe du canal du pentane en fonction du flux massique et de la distance mesurée de l'entrée du canal

A partir de ces profils, plusieurs constats sont effectués :

1) Quelle que soit la vitesse massique, on distingue très nettement un changement brutal du profil de température le long de la plaque autour de z = 360 mm. Cette variation caractérise la transition entre les modes de transferts de chaleur ayant lieu dans l'échangeur : le transfert de chaleur par condensation avec une température de l'écoulement quasi-constante, le transfert thermique par chaleur sensible (sous-refroidissement liquide) impliquant une variation de température de l'écoulement plus importante. C'est à partir de ce profil de température qu'est déterminée la longueur diphasique (voir section 6.6.3).

2) On observe des fluctuations de température qui tendent à s'amplifier vers la fin de la zone de condensation. Ces fluctuations de température sont dues au passage de la ligne de coupe le long de l'échangeur, tantôt par les crêtes des rainures où le liquide sous-refroidi tend à s'accumuler, tantôt par les creux des rainures où moins de liquide est présent.

3) On observe une variation quasi-linéaire de la température de la plaque dans la zone de condensation, et ce glissement de température augmente avec la vitesse massique. L'écart de température entre le début et la fin de la zone diphasique est comparé avec celui déterminé à partir des pertes de pressions déduites dans cette même zone (voir calcul section 7.1.1). Le bon accord des écarts de température confirme que ce glissement de température n'est pas un artéfact de la métrologie infrarouge, mais bien en rapport avec le glissement des conditions de saturation le long de l'échangeur. Un profil linéaire de la variation de température le long de la zone diphasique sera considéré dans le calcul du coefficient d'échange local pour la condensation de pentane.

4) Le profil de température débute à z = 45 mm en dessous du centre de l'embout d'entrée du canal de pentane. En prolongeant les courbes de température pour les différentes vitesses massiques, celles-ci convergent vers la même température en z =0, et qui correspond à la température de saturation déduite de la mesure de pression à l'entrée.

Déduite de la procédure détaillée dans le paragraphe 7.1.1, la variation des pertes de pression (ΔP_{cond_desur}) dans la zone diphasique (z = 0→$L_{diphasique}$) en fonction du flux massique est présentée sur la **Figure 7.11**. L'incertitude relative sur ΔP_{cond_desur} est de 5 %.

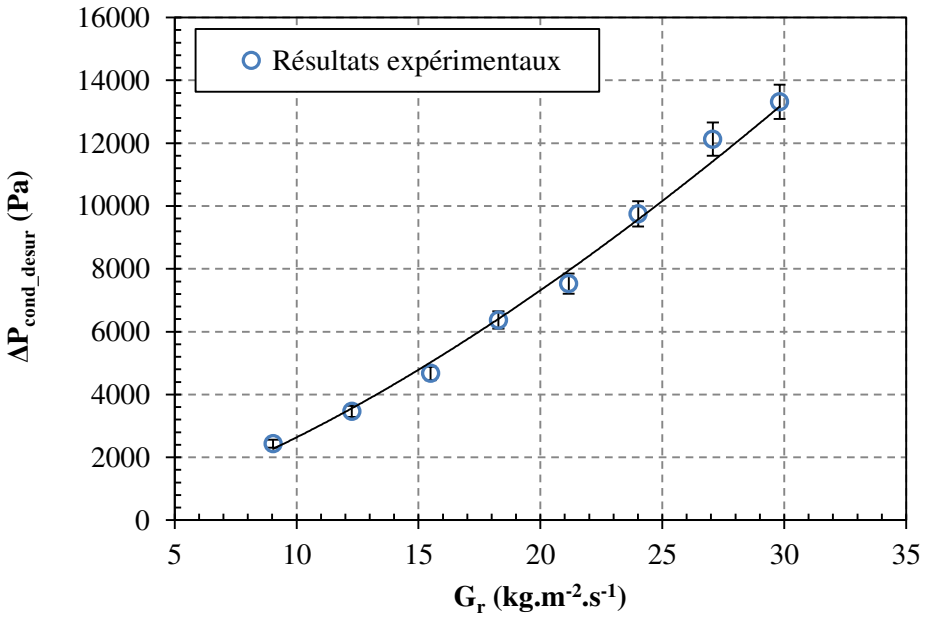


Figure 7.11 Variation des pertes de pression totales dans la zone de condensation en fonction du flux massique du pentane

La courbe des pertes de pression présente une allure similaire aux résultats de la **Figure 7.3**. La variation de ΔP_{cond_desur} varie non linéairement avec G_r avec la loi :

$$\Delta P_{cond_desur} = 88{,}81.\, G_r^{1{,}47} \tag{7.19}$$

Cette corrélation permet de reproduire les résultats expérimentaux avec un écart moyen relatif de ± 7 %. L'étude des pertes de pression montre qu'une loi unique prédit les résultats expérimentaux pour l'ensemble de la plage de vitesse massique étudiée. Est-ce que cela indique qu'il n'y a pas de changement de comportement notable dans les structures d'écoulement avec la variation de la vitesse massique ? La visualisation de l'écoulement diphasique devrait permettre de répondre à cette question.

Pour les caractéristiques thermiques de l'échangeur, le coefficient d'échange moyen de condensation est calculé à partir de la procédure détaillée dans le paragraphe 7.1.2. La variation du coefficient d'échange de chaleur en fonction de la vitesse massique est présentée sur la **Figure 7.12**. A la différence de la variation des chutes de pression dans la zone diphasique, indiquant un seul comportement sur toute la plage de vitesses massiques, deux tendances se dégagent de la variation de $\bar{h}_{condensation}$:

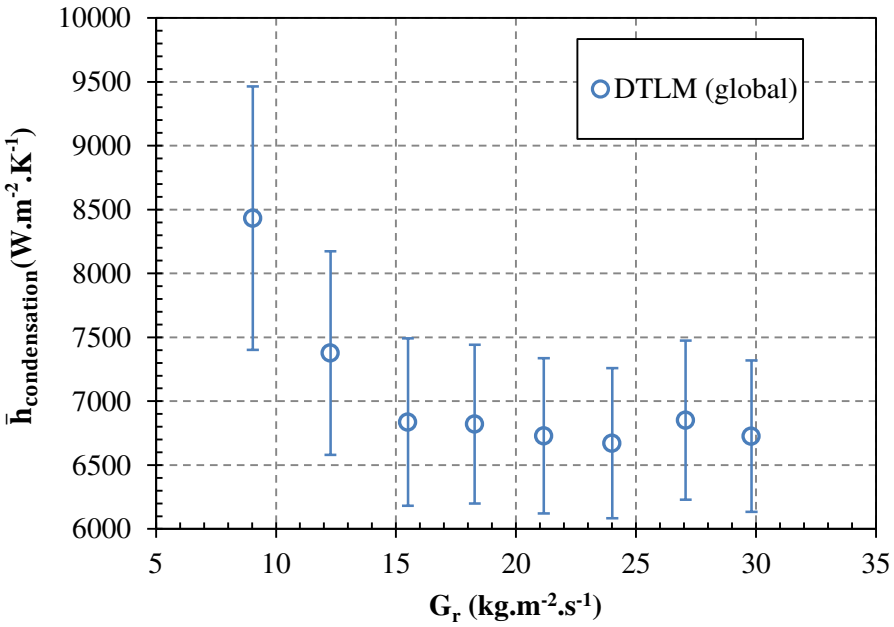


Figure 7.12 Variation du coefficient d'échange moyen de condensation en fonction du flux massique du pentane. Résultats pour T_{sat} = 36°C et ΔT_{desur} = 5K

a) Pour $G_r \leq 15{,}5$ kg.m^{-2}.s^{-1}, le coefficient d'échange de condensation diminue très sensiblement avec l'augmentation du flux massique du pentane. Pour ces conditions, le régime de condensation est dominé par les effets gravitaires, et une augmentation du flux massique entraine nécessairement une augmentation de l'épaisseur moyenne du film liquide en paroi (Surface d'échange fixe) : le coefficient d'échange thermique se dégrade.

b) Pour $G_r > 15{,}5$ kg.m^{-2}.s^{-1}, le coefficient d'échange de condensation est peu sensible au flux massique. Cette tendance peut s'expliquer par l'ajout de forces supplémentaires aux effets gravitaires dans le drainage, la distribution du condensat et/ou l'intensification des échanges thermiques locaux. On rappelle que la condensation a lieu dans un canal de géométrie tridimensionnelle qui complique l'analyse. Les effets de cisaillement interfacial entre les phases liquide et vapeur s'intensifient naturellement avec l'augmentation des vitesses massiques, ce qui tend à modifier la distribution du liquide dans le canal, et en conséquence à limiter les effets de l'augmentation des films liquides avec le flux massique. Cette analyse est corroborée par l'accumulation de condensat sur l'axe centrale de l'échangeur (**Figure 7.9**).

Une question qui se pose est de savoir si le coefficient d'échange moyen de condensation aura tendance à augmenter pour $G_r > 30$ kg.m^{-2}.s^{-1}. Les caractéristiques de notre banc expérimental ne pourra pas nous permettre de répondre à cette question.

La **Figure 7.13** présente la variation du rapport $\frac{\bar{h}_{condensation}}{\bar{h}_{liquide}}$ en fonction du flux massique. $h_{liquide}$ est le coefficient d'échange moyen du pentane liquide dans cet échangeur, déterminé à partir de la corrélation de Nusselt (Eq. 2.12) établie dans le Chapitre 2. Les propriétés thermo-physiques du pentane liquide ont été évaluées à la température moyenne de saturation. Il est intéressant de noter qu'une seule loi de variation permet de prédire le comportement de du rapport $\frac{\bar{h}_{condensation}}{\bar{h}_{liquide}}$ en fonction du flux massique, bien que deux comportements sont observés sur l'évolution de $\bar{h}_{condensation}$. A partir des résultats de la **Figure 7.13**, il est établi la corrélation suivante :

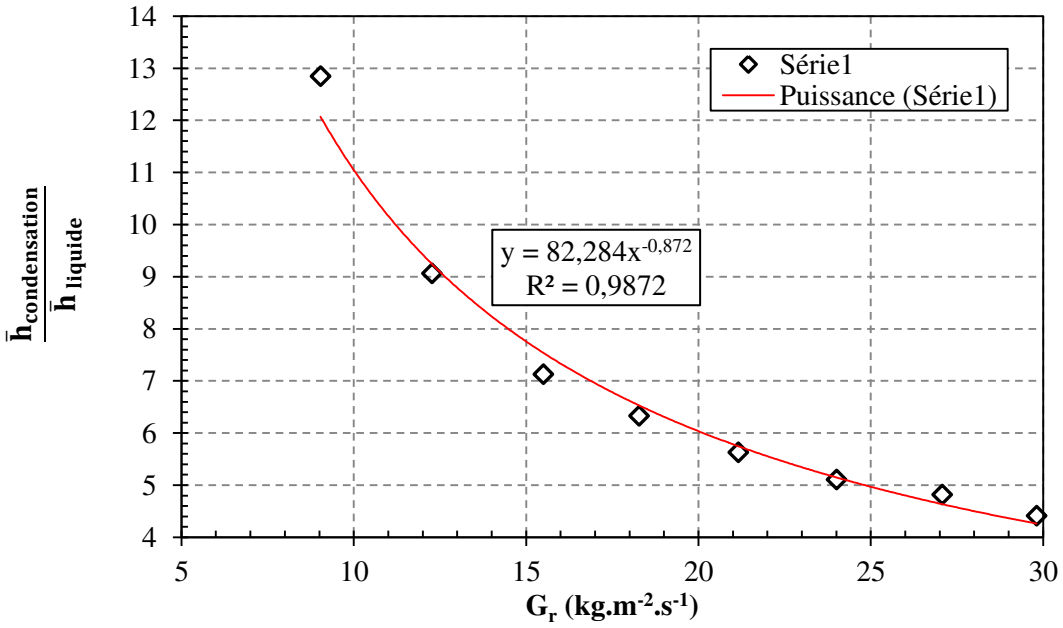


Figure 7.13 Variation du ratio du coefficient d'échange moyen de condensation au coefficient d'échange monophasique du pentane liquide, en fonction du flux massique

$$\bar{h}_{condensation} = 82{,}28.\, h_{liquide}.\, G_r^{-0{,}872} \tag{7.20}$$

En remplaçant $h_{liquide}$ par son expression, nous obtenons :

$$\bar{h}_{condensation} = 34{,}037.\left(\frac{\lambda_l}{D_h}\right).\, G_r^{-0{,}872}.\, Re_l^{0{,}7}.\, Pr_l^{0{,}33} \tag{7.21}$$

Cette corrélation permet de prédire les résultats expérimentaux avec des écarts de ± 6%.

Cette représentation de $\frac{\bar{h}_{condensation}}{\bar{h}_{liquide}}$ est intéressante pour noter l'intensification des échanges de chaleur entre les transferts thermiques avec et sans changement de phase en fonction de la vitesse massique. L'intensification des échanges de chaleur est particulièrement notable aux faibles vitesses massiques avec une amplification d'un facteur 13 à G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1}, pour un facteur de l'ordre de 4,5 à G_r = 30 kg.m^{-2}.s^{-1}.

Pour G_r > 15 kg.m^{-2}.s^{-1}, $\bar{h}_{condensation}$ est constant tandis que $h_{liquide}$ continue à augmenter ce qui explique la diminution dans le ratio des coefficients d'échange thermique. Autrement, l'utilisation du coefficient d'échange de chaleur de la phase liquide ou celui de la phase vapeur, aboutira au même comportement mais avec des rapports beaucoup plus importants lors de l'utilisation du coefficient d'échange thermique de la phase vapeur. Le fait qu'il n'y a qu'une corrélation pour prédire l'évolution de $\bar{h}_{condensation}$ donne l'impression que $\bar{h}_{condensation}$ et $h_{liquide}$ ou h_{vapeur} évoluent de la même façon sur la plage de vitesses massiques étudiées. Ce qui n'est pas le cas (cf. **Figure 7.12**). Or une explication possible peut être liée au nombre de Reynolds de la phase liquide qui est toujours supérieur à 200, ainsi il n'y a pas une rupture de l'évolution de $h_{liquide}$. Dans le cas ou des résultats des coefficients d'échanges de chaleur sont disponibles pour G_r < 9 kg.m^{-2}.s^{-1}, une rupture du comportement de $\frac{\bar{h}_{condensation}}{h_{liquide}}$, peut être déduite.

7.3.2. Approche locale

L'approche locale est conduite avec des conditions expérimentales identiques à celles de l'approche globale. Les conditions expérimentales sont présentées dans le **Tableau 7.1**. Pour mener à bien cette approche locale, il requiert des mesures supplémentaires qui consistent en la visualisation par métrologie infrarouge de la plaque de l'échangeur faisant face au canal d'eau. Les résultats de la visualisation IR de la distribution de la température côté canal d'eau sont présentés sur la **Figure 7.14** et correspondent aux trois conditions de flux massiques du

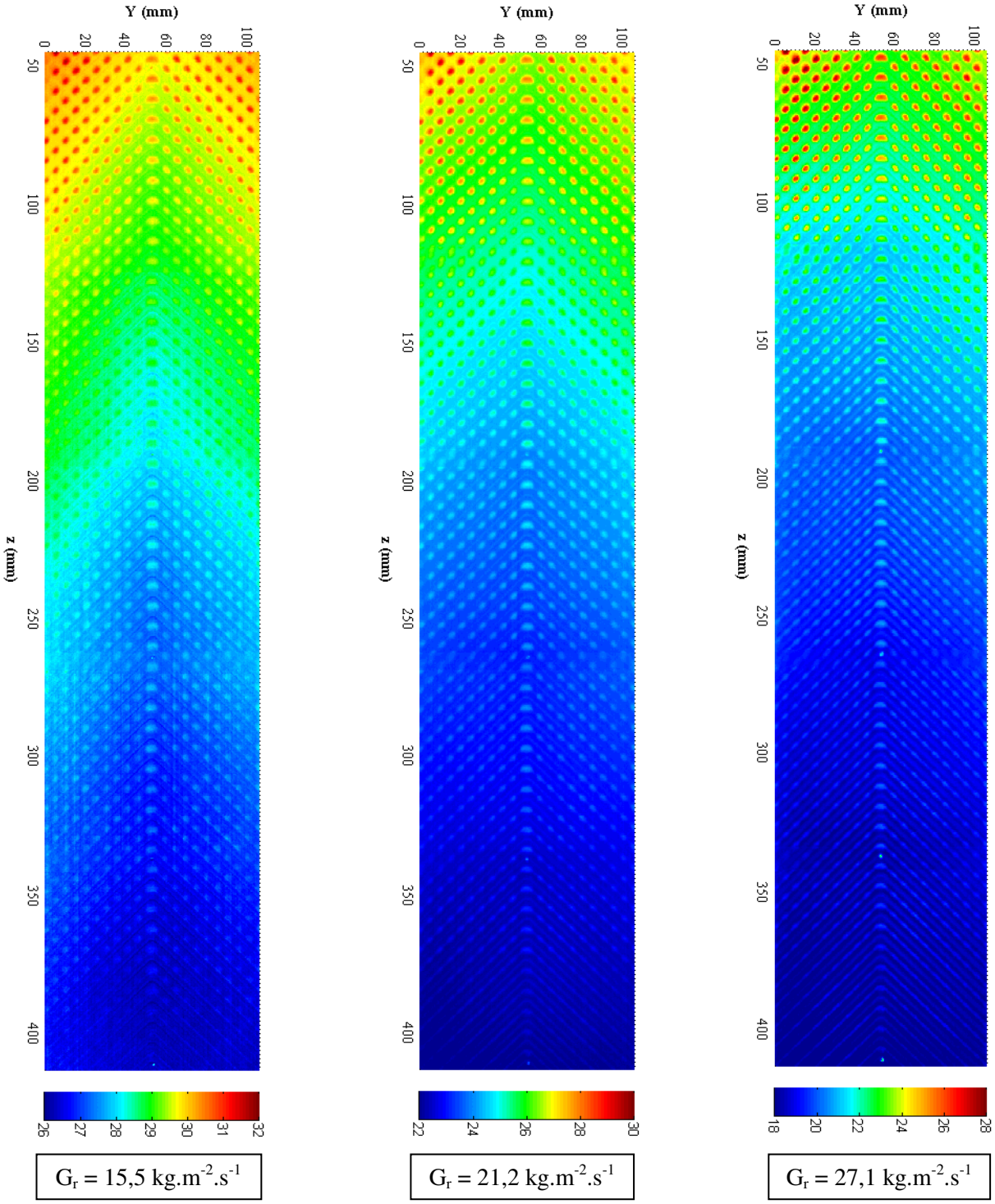


Figure 7.14 Variation de la distribution de la température de la plaque du canal d'eau en fonction du flux massique du pentane

pentane, dont les résultats de la visualisation infrarouge sur la face « côté pentane » sont présentés sur la **Figure 7.8**. Sur la **Figure 7.14**, l'échelle de température a été adaptée pour chaque image afin de distinguer plus nettement la variation de la température le long de la plaque.

Pour les divers tests, les profils moyens de la température de l'eau le long de l'échangeur, obtenus par le protocole expérimental détaillé dans le Chapitre 6 (paragraphe 6.6.4.), sont présentés sur la **Figure 7.15**.

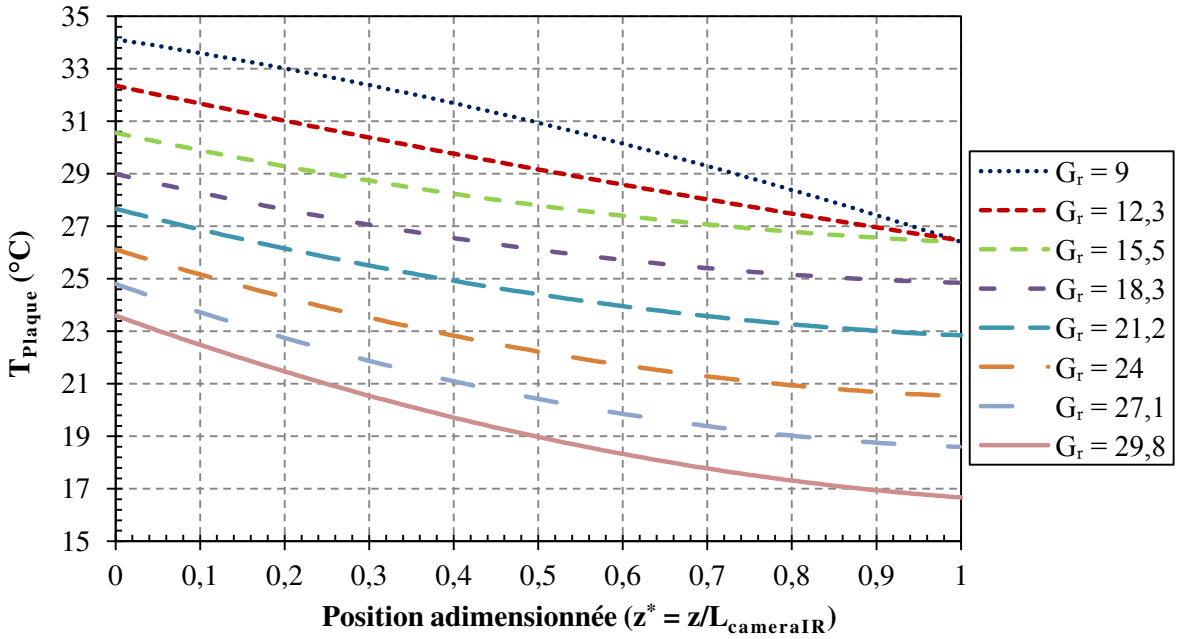


Figure 7.15 Variation des profils de températures de la plaque le long de l'échangeur, issue du protocole expérimental (para. 6.6.4) en fonction du flux massique du pentane

On constate que les variations de la température de l'eau le long de l'échangeur n'est pas linéaire, à l'exception de celles relatives à G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1} qui s'en approche. Pour G_r > 15,5 kg.m^{-2}.s^{-1}, les profils de températures semblent avoir une allure similaire. Afin de distinguer les différentes tendances, la **Figure 7.16** présente les résultats de la **Figure 7.15** sous une forme normalisée pour la température.

Avant de présenter les divers types de profil de variation de T*, nous présentons la procédure de calcul permettant de remonter à la variation du titre massique vapeur. Pour chaque essai, le profil de température est discrétisé en éléments « dz », et sur chaque élément, un bilan d'énergie est appliqué selon la procédure suivante :

$$\begin{aligned} &\dot{m}_{eau}.C_{p,eau}.\left(T_{plaque,z} - T_{plaque,z+1}\right) \\ &= \dot{m}_r.L_v.(x_z - x_{z+1}) + (1 - x_{z+1}).\dot{m}_r.c_{p,l}.\left(\bar{T}_{l,z} - \bar{T}_{l,z+1}\right) \end{aligned} \tag{7.22}$$

Tel que la température moyenne du liquide sous-refroidi, $\bar{T}_{l,z}$, à la position z est déterminée par l'équation suivante :

$$\bar{T}_{l,z} = \frac{1}{2}.\left(\bar{T}_{paroi,z/z+1} + \bar{T}_{sat,z/z+1}\right) \tag{7.23}$$

La température moyenne de la paroi, $\bar{T}_{paroi,z/z+1}$, entre les positions z et z+1, est déterminée selon le bilan d'énergie suivant :

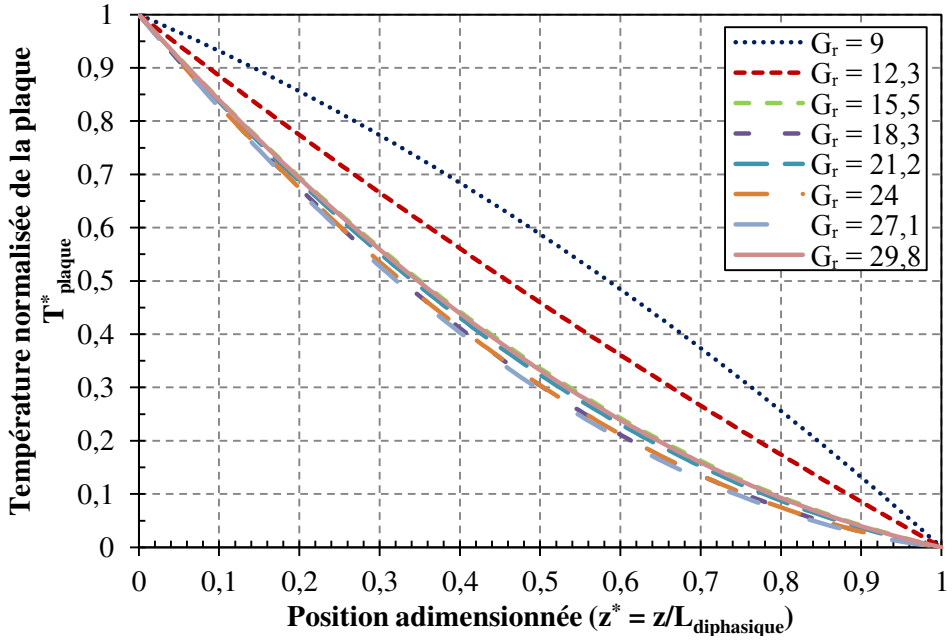


Figure 7.16 Variation de la température normalisée de la plaque en fonction de la distance adimensionnée et du flux massique du pentane

$$\dot{m}_{eau}.c_{p,eau}.\left(T_{eau,z}-T_{eau,z+1}\right)=\left(\frac{1}{h_{eau}}+\frac{e}{\lambda}\right)^{-1}.l.\left(\bar{T}_{eau,k/k+1}-\bar{T}_{paroi,z/z+1}\right).dz \qquad (7.24)$$

Les températures moyennes de l'eau et de saturation sont déterminées en calculant la moyenne arithmétique entre deux positions successives, z et z+1.
Le titre massique de la vapeur est alors déduit du bilan d'énergie (Eq. 7.22), tel que :

$$x_{z+1}=\frac{x_z.\dot{m}_r.L_v+\dot{m}_r.c_{p,l}.\left(\bar{T}_{l,z}-\bar{T}_{l,z+1}\right)-\dot{m}_{eau}.c_{p,eau}.\left(T_{plaque,z}-T_{plaque,z+1}\right)}{\dot{m}_r.\left(L_v+c_{p,l}.\left(\bar{T}_{l,z}-\bar{T}_{l,z+1}\right)\right)} \qquad (7.25)$$

Où $\dot{m}_r$ et L_v représentent respectivement le débit massique du pentane et sa chaleur latente de condensation. x_z représente la valeur du titre massique de la vapeur à la position z. La procédure de calcul débute à z = 0 avec un titre de vapeur $x(z=0)=1$.

Comme indiqué par l'équation (7.25), la variation du titre massique de la vapeur en fonction de la position z^* et du flux massique G_r est similaire à celle de la température, et les profils de la variation du titre vapeur avec la vitesse massique sont présentés sur la **Figure 7.17**.
Sur les **Figures 7.16** et **7.17**, trois types de profils sont représentés :

a) Profil convexe pour G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1} : la température de la paroi varie d'une manière relativement faible au début (z^* < 0,5), pour ensuite évoluer plus rapidement sur le reste du domaine d'étude. Cette tendance implique une densité de flux de chaleur plus faible au début du condenseur et qui augmente avec z^*

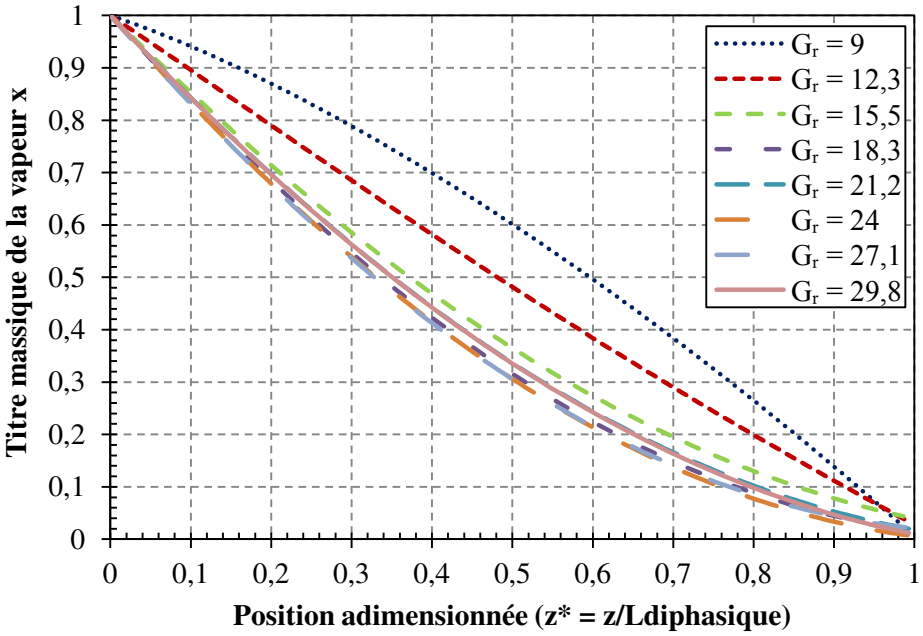


Figure 7.17 Variation du titre massique de la vapeur de pentane en fonction de z* pour différentes vitesses massiques à T_{sat} = 36,5 °C

b) Profil quasi-linéaire G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1}, pour lequel le profil est une droite affine : ce type de variation indique que la densité de flux de chaleur est quasi-constante tout au long de la surface d'échange, avec une valeur moyenne de l'ordre de 30 kW.m^{-2} ;
c) Profil concave pour $G_r \geq$ 15,5 kg.m^{-2}.s^{-1} : la diminution de la température de la plaque est relativement importante dans la zone d'entrée du condenseur et se réduit avec z*. Cette tendance implique une densité de flux de chaleur plus importante dans la zone d'entrée pour diminuer fortement selon z*. Pour ces conditions, on observe aucune influence de la vitesse massique sur le profil du titre vapeur suivant z*.

A partir des résultats locaux il est possible d'extraire la variation de la densité de flux de chaleur locale, tout au long de l'échangeur et pour les différents flux massiques du pentane.

Les résultats, présentés dans la **Figure 7.18**, montrent très clairement que la densité de flux de chaleur le long de l'échangeur n'est jamais constante, contrairement aux hypothèses prises dans la littérature. Ainsi, pour G_r = 29,7 kg.m^{-2}.s^{-1}, la densité de flux de chaleur varie de 114 kW.m^{-2} à 27 kW.m^{-2} entre l'entrée et la sortie du condenseur, soit un rapport de densité de flux de chaleur de plus de 4. On note par ailleurs que la variation de la densité de flux de chaleur en fonction de z* suit une loi linéaire, indépendamment du flux massique de pentane. La détermination des coefficients directeurs des droites relatives aux différentes vitesses massiques permet de représenter la variation du gradient de la densité de flux de chaleur par rapport à z, en fonction du flux massique (**Figure 7.19**). Un gradient de densité de flux de chaleur nul signifie que la densité de flux de chaleur est homogène sur l'ensemble de la surface du condenseur, ce qui serait le cas pour G_r de l'ordre de 10 kg.m^{-2}.s^{-1}. Une valeur positive pour *dq/dz* signifie que la densité de flux de chaleur augmente entre le début et la fin de la zone diphasique (G_r < 10 kg.m^{-2}.s^{-1}), et inversement pour *dq/dz* négatif. On note une variation quasi-linéaire du gradient de densité de flux de chaleur avec le flux massique pour G_r < 29 kg.m^{-2}.s^{-1}. Le résultat pour G_r = 29,8 kg.m^{-2}.s^{-1} semble indiquer un début de changement de comportement.

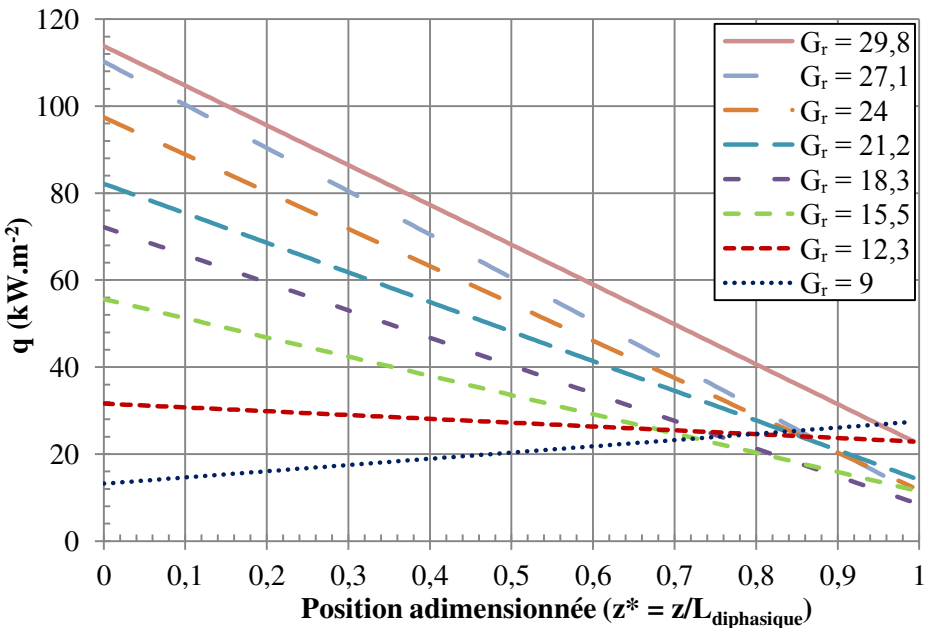


Figure 7.18 Variation de la densité de flux de chaleur local en fonction de la position adimensionnée z* pour différent flux massiques du pentane

Par comparaison avec nos résultats, les travaux de la littérature supposent une densité de flux de chaleur constante tout au long de l'échangeur sans pouvoir le vérifier expérimentalement. Ainsi, le profil de variation du titre est toujours linéaire. Il est important d'étudier l'impact de cette hypothèse sur les résultats locaux et globaux ?

La première observation des résultats de notre étude stipule que la distribution de la densité de flux de chaleur le long de l'échangeur n'est uniforme que dans des conditions très particulières, et que le rapport de densité de flux de chaleur entre l'entrée et la sortie du condenseur peut aller jusqu'à 400 % pour notre étude. Pourtant c'est l'hypothèse d'une densité de flux de chaleur constante tout au long du condenseur qui est généralement utilisée dans la littérature. Une des questions en suspens est de quantifier l'incidence de cette

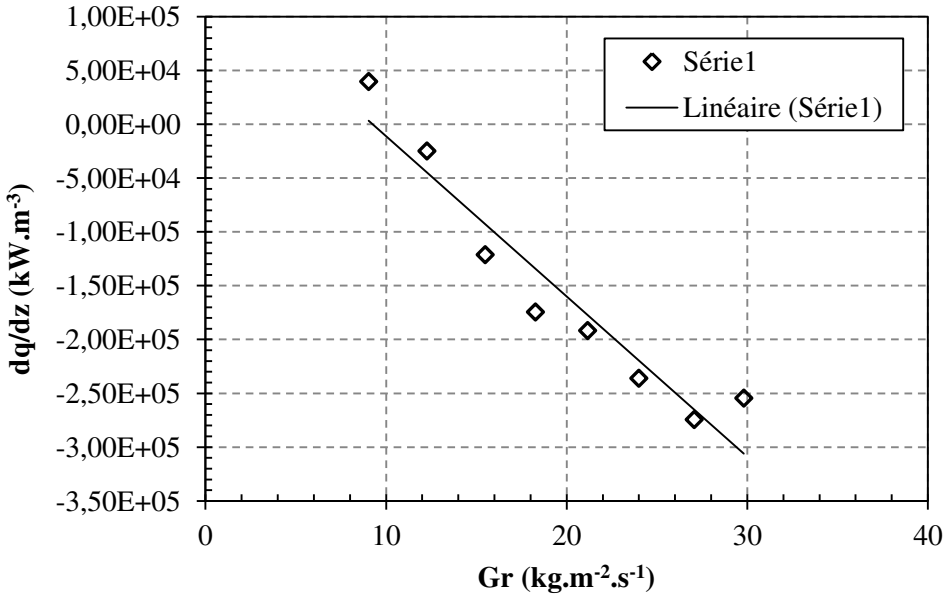


Figure 7.19 Variation du gradient de la densité de flux de chaleur en fonction du flux massique du pentane, T_{sat} = *36,5 °C*

hypothèse sur le résultat du coefficient d'échange de chaleur moyen déterminé à partir de l'approche locale.

En ce qui concerne le coefficient d'échange local, il est déterminé suivant l'ensemble des équations 7.26-7.28 :

$$\dot{m}_{eau}.C_{p,eau}.\left(T_{eau,z}-T_{eau,z+1}\right)=U_z.A_{tr,z}.\left(\bar{T}_{sat,z/z+1}-\bar{T}_{eau,z/z+1}\right) \tag{7.26}$$

Où

$$A_{tr,z}=l.dz \tag{7.27}$$

et

$$U_z=\left(\frac{1}{h_{eau,z}}+\frac{1}{h_{r,z}}+\frac{e}{\lambda}\right)^{-1} \tag{7.28}$$

où $h_{eau,z}$ est le coefficient d'échange de chaleur pour l'écoulement de l'eau liquide, déterminé à chaque position z, et calculé à partir de la corrélation (équation 2.11) établie dans la Partie 1 de ce travail de thèse.

La résolution du système d'équations (7.26) à (7.28) et en y ajoutant l'hypothèse d'un profil linéaire de la température de saturation (pentane) le long de la zone diphasique (cf paragraphe 7.3.1), permet de déterminer le coefficient d'échange local du réfrigérant au cours de la condensation, $h_r(z)$.

La **Figure 7.20** présente la variation du coefficient d'échange local avec la position z^* et pour différents flux massiques de pentane. On note une forte diminution du coefficient d'échange local suivant z* quelle que soit la vitesse massique, avec un rapport entre le coefficient d'échange diphasique à l'entrée du condenseur et celui de la fin, pouvant varier de 4 pour G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1} à plus de 20 pour G_r > 15 kg.m^{-2}.s^{-1}. Ce résultat met en défaut l'hypothèse de calcul du coefficient d'échange global par la méthode DTLM, pour laquelle le coefficient d'échange thermique est supposé constant.

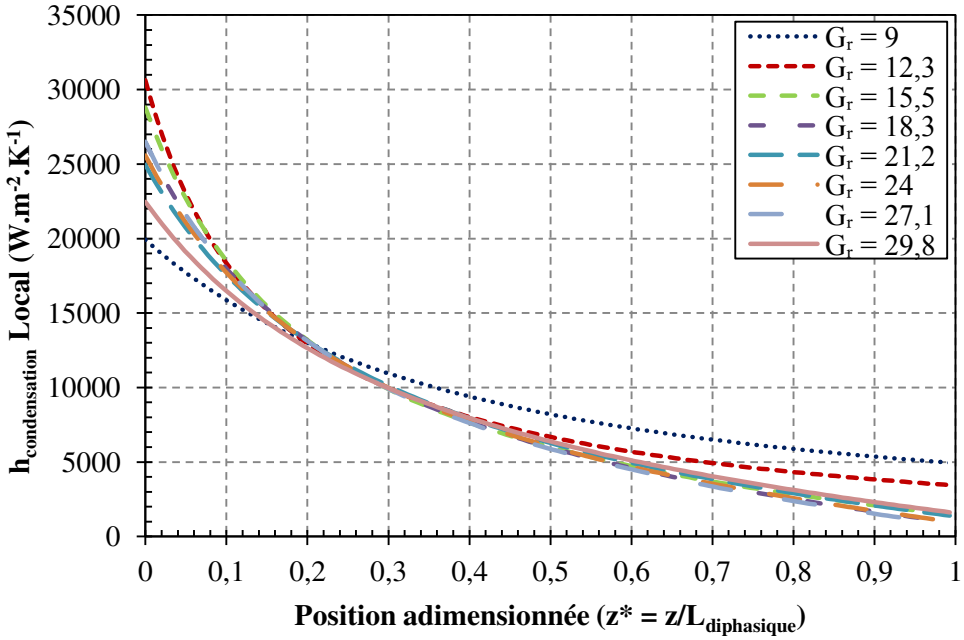


Figure 7.20 Variation du coefficient d'échange diphasique local en fonction de z* pour différents flux massique du pentane

Pour G_r > 15 kg.m^{-2}.s^{-1}, les profils du coefficient d'échange sont quasi-confondus, à l'exception de la zone d'entrée pour z* < 0,25 pour laquelle il y a quelques écarts. Nous constatons que l'ensemble des profils du coefficient d'échange se croisent sur une plage comprise entre z^* = 0,15 et 0,22. Pour G_r < 12 kg.m^{-2}.s^{-1}, les coefficients d'échanges diphasiques se distinguent par une moindre réduction de leur valeur, par rapport à G_r > 12 kg.m^{-2}.s^{-1}, dans la seconde moitié du condenseur. Cette tendance différente pourrait justifier en partie l'augmentation du coefficient d'échange diphasique global pour les faibles flux massiques.

Dans la zone d'entrée (z* < 0,22), la variation du coefficient d'échange de chaleur en fonction du flux massique ne respecte pas une variation ordonnée. Cette longueur de z* est à mettre en regard avec la longueur de la zone de non-homogénéité de distribution de fluide qui a été identifiée dans la Partie I. En adimensionnant, on trouve également z* = 0,22. On peut donc supposer que le comportement des profils pour z^* < 0,22 peut être largement influencé par la distribution de la vapeur et du condensat dans cette zone.

La **Figure 7.21** présente la variation du coefficient d'échange diphasique en fonction du titre de vapeur et pour différentes vitesses massiques. Pour G_r > 15 kg.m^{-2}.s^{-1}, on constate que $h_{condensation}$ (x) est peu dépendant du flux massique, à l'exception des titres vapeur supérieurs à 0,9. En comparant les résultats entre les forts et faibles flux massiques, $h_{condensation}$ (x) est supérieur pour les forts flux massiques à partir de x > 0,3. Pourtant, pour un x donné, les épaisseurs de film de condensat augmentent avec le flux massique. Il est possible d'expliquer ce comportement des échanges thermiques avec x et avec G_r par la modification de la distribution du condensat. Lorsque la quantité de condensat devient importante, il y a une compétition entre la distribution de ce condensat (cisaillement interfacial vapeur-liquide) et son drainage (force gravitaire) qui tend à stabiliser le coefficient d'échange pour z^* > 0,35 et à le réduire dans la zone d'entrée du canal.

Pour G_r > 15 kg.m^{-2}.s^{-1}, l'analyse de la **Figure 7.12** et la **Figure 7.20** montre que le coefficient d'échange moyen de condensation et le profil local sont indépendants du flux massique du pentane. Ainsi, la variation du coefficient d'échange local en fonction des conditions limites peut s'exprimer à partir d'une seule corrélation. Dans cette corrélation,

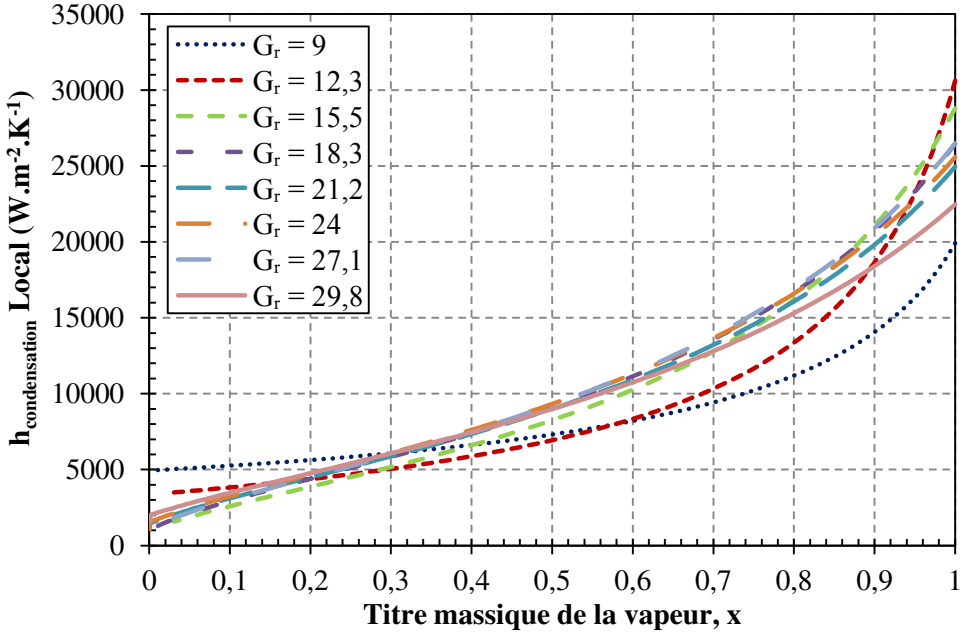


Figure 7.21 Variation du coefficient d'échange de condensation local, en fonction du titre massique de la vapeur pour différents flux massique du fluide

nous avons introduit les paramètres locaux ayant une influence sur les transferts thermiques, tels que l'écart de températures entre le fluide à saturation et la paroi. Introduisant le nombre de Reynolds équivalent (fonction du titre de vapeur) et le nombre de Prandtl liquide, les résultats de cette combinaison sont montrés sur la **Figure 7.22**. Pour G_r > 15 kg.m^{-2}.s^{-1}, toutes les courbes sont quasiment confondues. Utilisant l'outil « cftool » de Matlab®, le

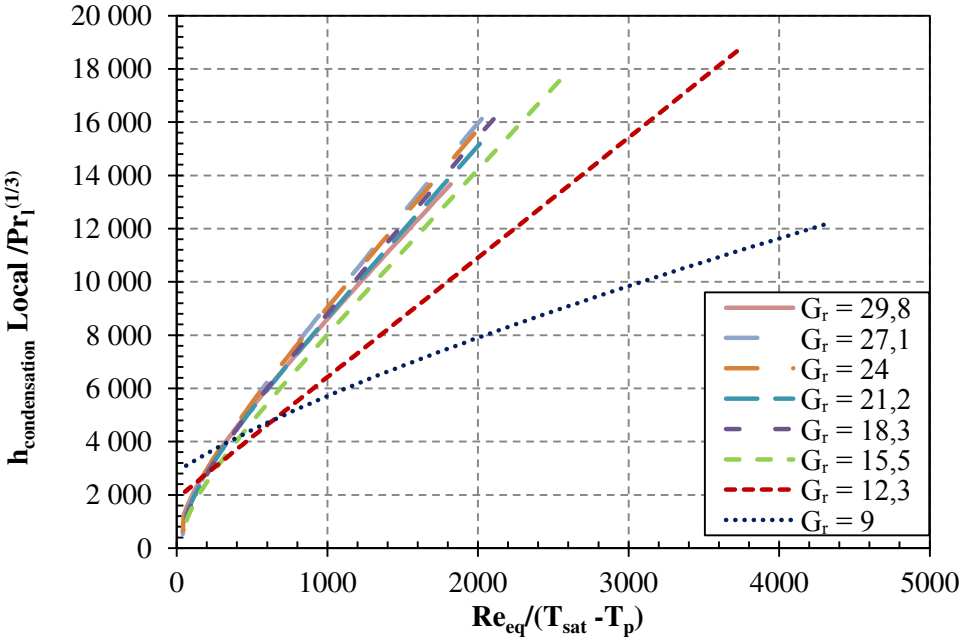


Figure 7.22 Variation du coefficient d'échange local de condensation en fonction du ratio du nombre de Reynolds équivalent à l'écart de température local (T_{sat}-T_{paroi})

comportement thermique dans cette gamme de flux massique peut alors être représenté par la corrélation :

$$h_{diphasique}(z) = 69{,}63.\left(\frac{Re_{eq}(z)}{T_{sat}(z) - T_p(z)}\right)^{0{,}7}.Pr_l^{\frac{1}{3}} \tag{7.29}$$

Cette corrélation est valide dans les domaines suivants :

$$15 < G_r < 30\ ;\ 480 < Re_{eq} < 9300;$$
$$4{,}2 < Pr_l < 4{,}6\ ;\ 2{,}7 < T_{sat} - T_p < 14{,}2$$

La corrélation (7.29) permet de prédire les résultats locaux avec une précision de ± 12 %.

7.4. Comparaison des résultats globaux et locaux

7.4.1. Pertes de pression

Il existe dans la littérature de nombreux modèles utilisant des grandeurs locales (titre de vapeur, taux de vide) pour remonter aux caractéristiques globales du condenseur, que ce soit les pertes de pression ou le coefficient d'échange diphasique. Dans notre étude, nous n'accédons qu'aux valeurs de titre de vapeur. Ainsi, différents modèles de taux de vide sont étudiés, et les résultats de l'intégration des pertes de pression locales issue de divers modèles

sont comparés avec les pertes de pression de la zone de condensation obtenues expérimentalement (**Figure 7.11**). Deux modèles de la littérature ont été testés, le modèle homogène et le modèle à phase séparée (Thome, 2006). D'une façon générale, les pertes de pression totales de la zone de condensation se décomposent en 3 termes :

$$\Delta P_{totales} = \Delta P_{statique} + \Delta P_{friction} + \Delta P_{decéleration} \tag{7.30}$$

Où $\Delta P_{statique}$ représente les pertes de pression statiques exprimées par :

$$\Delta P_{statique} = \rho_{diph}.g.dz \tag{7.31}$$

Où ρ_{diph}est la masse volumique du mélange diphasique exprimée par :

$$\rho_{diph} = \alpha.\rho_v - (1-\alpha).\rho_l \tag{7.32}$$

Où α représente le taux de vide du mélange diphasique, dont la formulation dépend du modèle d'écoulement.
$\Delta P_{friction}$ et $\Delta P_{decéleration}$ représentent respectivement les pertes de pression par friction et les pertes de pression par variation de la quantité de mouvement (dans le cas de la condensation, il s'agit de la décélération). Leurs expressions respectives dépendent du modèle d'écoulement utilisé.

A. Approche du modèle homogène

Dans cette approche, l'écoulement diphasique est considéré comme un écoulement monophasique (les deux phases liquide et vapeur ont la même vitesse) avec des propriétés physiques moyennes. Le taux de vide est exprimé suivant l'équation (7.33) :

$$\alpha_{homogène} = \frac{1}{1 + \frac{(1-x)}{x}.\frac{\rho_v}{\rho_l}} \tag{7.33}$$

Pour la viscosité dynamique du mélange, intervenant dans les phénomènes de friction de l'écoulement, trois expressions sont présentées dans la littérature :

$$\mu_{diph} = \left(\frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l}\right)^{-1} \tag{7.34}$$

Par (McAdams, et al., 1942)

$$\mu_{diph} = x.\mu_v + (1-x).\mu_l \tag{7.35}$$

Par (Cicchitti, et al., 1960)

et

$$\mu_{diph} = \rho_{diph}.\left(\frac{x.\mu_v}{\rho_v} + \frac{(1-x).\mu_l}{\rho_l}\right) \tag{7.36}$$

Par (Dukler, et al., 1964)

Dans l'expression de $\Delta P_{friction}$, le coefficient de friction du mélange homogène utilisé est celui établi expérimentalement pour l'écoulement d'eau dans l'EXEL7-3 (Partie 1 de la thèse) :

$$f = \begin{cases} 120{,}31\,.\,Re^{-0{,}622}\ ;\ \text{si Re} \leq 200 \\ 10{,}524\,.\,Re^{-0{,}13}\ \ ;\ \text{si Re} > 200 \end{cases} \tag{7.37}$$

Pour un écoulement total homogène, le nombre de Reynolds est déterminé alors avec une viscosité dynamique homogène, tel que $= G.\frac{D_h}{\mu_{diph}}$, et les pertes de pression par friction sont déterminées avec une expression identique à celle d'un écoulement monophasique. Ces diverses expressions ont été testées, ainsi qu'une expression plus largement utilisée dans la littérature pour exprimer le nombre de Reynolds de l'écoulement diphasique (**équation 5.7**), à savoir, $Re_{eq} = G.\left(1 - x + x.\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,5}\right).\frac{D_h}{\mu_l}$.

Les expressions des différentes pertes de pression sont détaillées dans (Collier, et al., 1994) et (Thome, 2006). Un résumé des différentes expressions est présenté dans l'**Annexe C**.

B. Approche du modèle à phases séparées

Dans cette approche, l'écoulement diphasique est séparé artificiellement en deux écoulements où chaque phase circule dans sa propre conduite. La section de chacune des conduites est proportionnelle au taux de vide. Dans cette approche, il est nécessaire d'avoir une formulation du taux de vide et une corrélation pour les pertes de pression par friction. En suivant les consignes de (Thome, 2006), et les détails qu'il apporte sur les différents modèles de la littérature, les modèles sélectionnés en lien avec nos conditions expérimentales sont présentés dans le **Tableau 7.2.** Les détails sur la formulation des modèles et corrélations, sont

Tableau 7.2 Modèles de taux de vide et des pertes de pression par friction utilisés pour la détermination de pertes de pression totale dans la zone de condensation

Taux de vide	(Rouhani, et al., 1970) pour les écoulements verticaux (Thome, 2006)
	Modèle de (Zivi, 1964) sans entrainement de liquide dans la phase vapeur pour les écoulements annulaires (Thome, 2006)
Pertes de pression par friction	Corrélation empirique de (Lockhart, et al., 1949) avec l'hypothèse de pertes de pression égales entre la phase liquide et la phase vapeur (Collier, et al., 1994)
	Corrélation de (Friedel, 1979) établie pour les écoulements horizontaux et verticaux ascendants (Collier, et al., 1994)
	Corrélation de (Muller-Steinhagen, et al., 1986) qui détermine les pertes de pression par friction de l'écoulement diphasique par interpolation empirique entre un écoulement complètement liquide et un écoulement complètement vapeur (Thome, 2006)

présentés dans (Collier, et al., 1994), (Thome, 2006) et Annexe C. On rappelle que les corrélations et les formulations des expressions de taux de vide ainsi que des pertes de pression par friction ont été établies pour les écoulements diphasiques dans les tubes.

De nombreuses combinaisons possibles entre chaque modèle de taux de vide et chaque corrélation des pertes de pression ont été testées. Le modèle de taux de vide affecte plus particulièrement les pertes de pression statique et les pertes de pression par décélération. Les pertes de pression par friction sont invariables en vue du modèle de taux de vide.

On précise que pour le modèle de (Lockhart, et al., 1949), le couple laminaire/turbulent a été choisi pour représenter un film laminaire à la paroi et un écoulement turbulent de la vapeur au centre du canal.

La **Figure 7.23** présente les variations des taux de vide le long du condenseur, calculés par trois modèles (homogène, (Rouhani, et al., 1970), (Zivi, 1964)) et pour deux flux massiques du pentane, 9 et 21,2 kg.m^{-2}.s^{-1}. Les profils de variation de taux de vide et leur sensibilité au flux massique sont très différents entre les modèles. Le taux de vide calculé par le modèle

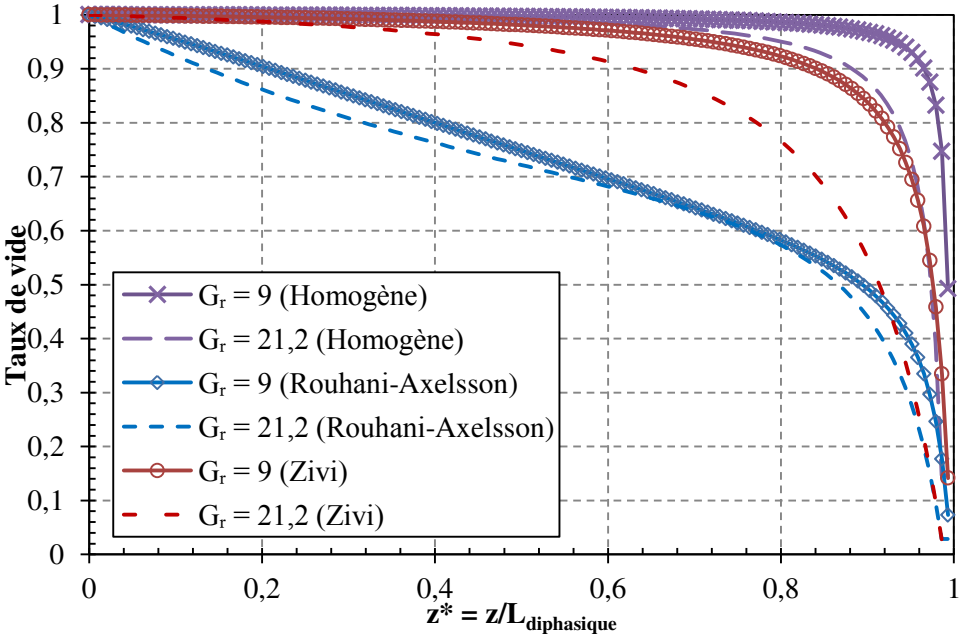


Figure 7.23 Variation du taux de vide, en fonction de la position z* pour deux flux massique de pentane et pour différentes formulation de la littérature

homogène est supérieur à 0,9 sur la majorité de la zone de condensation, et est assez peu sensible au flux massique à l'exception de la zone de fin du condenseur. Le taux de vide calculé par le modèle de (Zivi, 1964) présente une allure similaire à celle du modèle homogène, avec une diminution plus importante suivant la zone de condensation. Par contre, le modèle de taux de vide de (Rouhani, et al., 1970) présente une allure assez différente avec une diminution quasi-linéaire sur 80 % de la longueur diphasique, puis une chute plus raide à la fin de la zone de condensation. On note d'autre part que le flux massique a assez peu d'influence sur ce profil.

Différentes combinaisons de modèles et de corrélations sont testées pour le calcul des pertes de pression totales en condensation. La comparaison des résultats des combinaisons de modèles avec les résultats expérimentaux est présentée dans la **Figure 7.24**. Pour chaque combinaison, les 9 résultats correspondent aux 9 débits massiques du pentane. Deux droites sont tracées de part et d'autre de la droite « y = x », représentant une plage de ± 15 % des pertes de pression expérimentales.

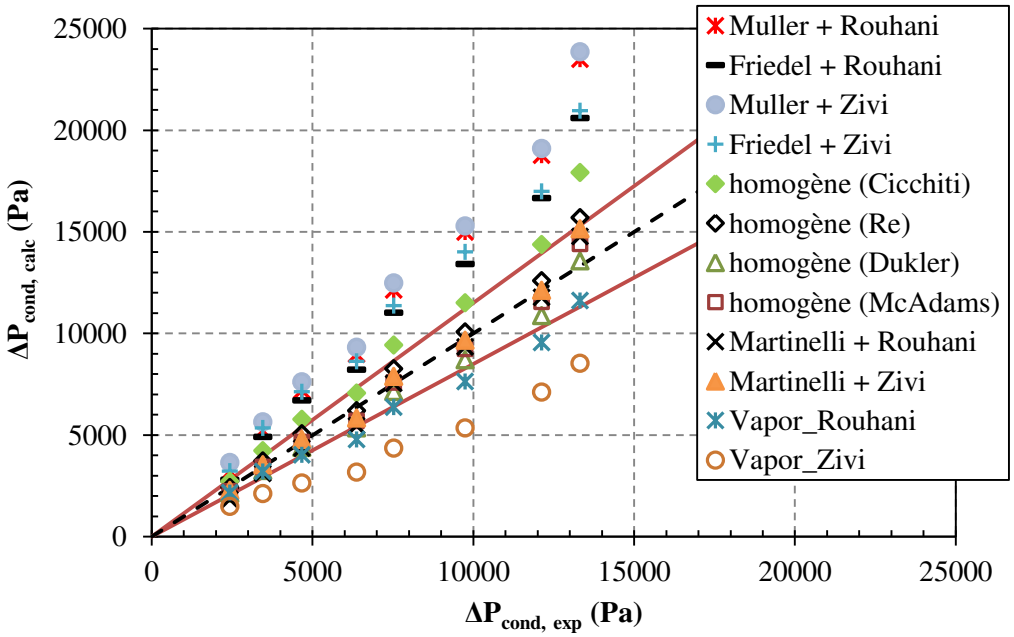


Figure 7.24 Comparaison entre les résultats expérimentaux des pertes de pression de condensation et les résultats des différentes combinaisons des modèles de la littérature

Pour l'approche du modèle homogène et indépendamment de la formulation de la viscosité dynamique du mélange diphasique, les pertes de pression par friction représentent plus que 95 % des pertes de pression totales. D'après la **Figure 7.24**, tous les modèles homogènes sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, à l'exception du modèle utilisant la formulation de (Cicchitti, et al., 1960) qui surestime de 15% les résultats expérimentaux. La faible influence des résultats du modèle homogène avec les formulations de la viscosité dynamique est liée au nombre de Reynolds équivalent de l'écoulement dont la valeur est majoritairement supérieure à 200. Dans cette plage, le coefficient de friction est faiblement influencé (cf. Eq. 7.37), ce qui résulte en une faible influence sur les pertes de pression par friction.

En ce qui concerne les modèles à phases séparées, et à partir de la même corrélation sur les pertes de pression par friction, l'utilisation du modèle de (Zivi, 1964) ou du modèle de (Rouhani, et al., 1970) pour le taux de vide influence faiblement les résultats. En effet, d'une part, les pertes de pression par décélération et statique sont faibles devant les pertes de pression par friction. D'autre part, bien que ces pertes de pressions soient dépendantes du taux de vide à l'échelle locale, leurs valeurs à l'échelle globale (entrée et sortie du condenseur) le sont finalement assez peu.

Pour le cas du modèle de (Lockhart, et al., 1949) dans le calcul des pertes de pression, le rapport $\left(\frac{\Delta P_{statique}+\Delta P_{decéleration}}{\Delta P_{friction}}\right)$ diminue exponentiellement avec le flux massique, passant de 24 à 6 %. Pour le modèle de (Friedel, 1979), ce rapport diminue de 18 % à 4 % avec le flux massique. Ainsi, la comparaison de ces divers modèles est principalement une comparaison des pertes de pression par friction. D'après la **Figure 7.24** les résultats des pertes de pression calculées avec la corrélation de (Lockhart, et al., 1949), basée sur l'écoulement de la phase vapeur, sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, avec des écarts relatifs compris entre 10 et 15%. Par contre, les modèles de (Friedel, 1979) et (Muller-Steinhagen, et al., 1986) surestiment les résultats expérimentaux de plus de 20 %.

Nous proposons deux autres configurations d'écoulement, en supposant un écoulement diphasique de type annulaire avec le phénomène de friction rattaché principalement à

l'écoulement de la vapeur. Ainsi les pertes de pression par friction sont calculées selon la formulation :

$$\Delta P_f(z) = f(z).\frac{dz}{D_h(z)}.\frac{x(z).\dot{m}_{total}^2}{2.\rho_v(z).S_v^2(z)} \tag{7.38}$$

où $f(z)$, $S_v(z)$ et $D_h(z)$ représentent respectivement le coefficient de friction de l'écoulement de la vapeur, la section de passage et son diamètre hydraulique, tous à la position z. Dans cette procédure, le diamètre hydraulique local de l'écoulement vapeur (section variable liée à la variation de l'épaisseur du condensat) est calculé à partir du taux de vide, en supposant une épaisseur de condensat homogène par section transversale à l'écoulement. En testant les deux modèles du taux de vide dans la formulation (7.38), la **Figure 7.24**, montre que les résultats obtenus avec le modèle de (Rouhani, et al., 1970) sous-estiment les résultats expérimentaux de 15 %, tandis que ceux obtenus avec le modèle de (Zivi, 1964) les sous-estiment de 40 %.

A partir de l'analyse des résultats sur les pertes de pression, en comparaison avec les résultats expérimentaux, deux configurations de l'écoulement diphasique concordent :

1) Un écoulement homogène avec un probable entrainement du liquide dans la phase vapeur. Ce type d'écoulement est difficilement imaginable à la fin de la zone de condensation où l'épaisseur de liquide devient importante.
2) Un écoulement diphasique à phases séparées, avec une configuration probablement annulaire.

En calculant $Re_{vapeur}/Re_{liquide}$, qui représente le rapport du nombre de Reynolds calculé pour la phase vapeur seule à l'entrée du condenseur par le nombre de Reynolds calculé pour la phase liquide seule en sortie du condenseur, on obtient des valeurs qui augmentent de 11 à 15 avec le flux massique. Ainsi, pour avoir un écoulement homogène, la configuration la plus probable est d'avoir du liquide entraîné par la vapeur. Ce type d'écoulement peut avoir lieu dans la zone d'entrée où le taux de condensation est faible et la vitesse de la vapeur importante. Avec l'augmentation de la quantité de condensat en progressant le long de l'échangeur, la configuration de l'écoulement peut tendre vers un écoulement à phases séparées avec un effet de cisaillement interfacial qui tend à diriger le liquide vers le centre de la plaque (**Figure 7.9**). Des visualisations sont nécessaires pour confirmer cette impression.

7.4.2. Transferts thermiques

Les coefficients d'échange moyens dans la zone de condensation, obtenus par l'approche globale à partir de la procédure détaillée dans le paragraphe 7.1.2 (approche DTLM) et par l'approche locale à partir de l'expression suivante :

$$\bar{h}_{condensation} = \frac{1}{L_{diphasique}}.\int_0^{L_{diphasique}} h_{local}(z)\,.dz \tag{7.39}$$

sont comparés sur la **Figure 7.25**. Les profils des coefficients d'échange en fonction du flux massique présentent une allure similaire avec une sous–estimation de $\bar{h}_{condensation}$ par l'approche globale par rapport à l'approche locale intégrée d'un écart relatif moyen de l'ordre de 16 % (par rapport à la référence locale). Pour rappel, la méthode de différence de température logarithmique moyenne (DTLM) est développée pour un écoulement présentant un coefficient d'échange thermique local constant (U = cste), ce qui est éloigné des résultats

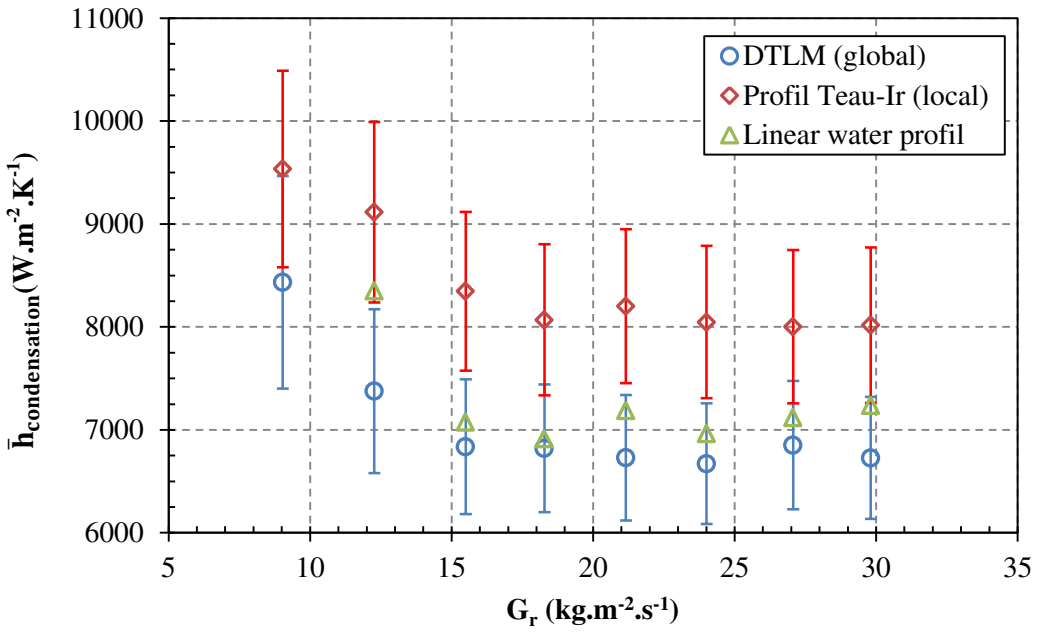


Figure 7.25 Variation du coefficient d'échange moyen de condensation en fonction du flux massique du pentane. Comparaison entre les résultats obtenus globalement et ceux par intégration du profil local du coefficient d'échange pour T_{sat} = 36°C et ΔT_{desur} = 5K

expérimentaux obtenus. Le profil de température de l'eau pour l'approche DTLM est proche de celui obtenu pour G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1}, et la variation du coefficient d'échanges thermiques entre l'entrée et la sortie du condenseur est la plus faible pour ce débit, ce qui justifie l'écart relatif réduit entre les deux approches avec une valeur de 11%.

Concernant le profil de variation du coefficient d'échange de chaleur avec le flux massique, ce comportement est similaire à ce que les auteurs ont trouvé dans la littérature, en particulier (Longo, 2009). Pour $G_r \leq$ 15,5 kg.m^{-2}.s^{-1}, la diminution du coefficient d'échange avec le flux massique suggère une tendance équivalente à celle prédite par la loi de Nusselt où la gravité est prédominante sur les transferts thermiques. Pour G_r > 15,5 kg.m^{-2}.s^{-1}, l'augmentation du flux massique n'affecte plus le coefficient d'échange. La stabilisation du coefficient d'échange indique la présence d'un autre effet qui entre en compétition avec la gravité. C'est à priori l'effet du cisaillement interfacial entre les phases liquide et vapeur qui tend à affiner et déstabiliser le film liquide, voire à redistribuer le liquide dans la géométrie tridimensionnelle du canal. En se basant sur cette analyse des transferts de chaleur, il ne nous est pas possible d'affirmer que la structure d'écoulement de type homogène est la plus adéquate dans notre configuration d'échangeur.

Pour répondre à la question sur l'influence de l'hypothèse du profil linéaire du titre massique de la vapeur utilisée dans la littérature pour déterminer les résultats globaux à partir des valeurs locales, nous avons appliqué cette hypothèse à nos résultats. La comparaison de $\bar{h}_{condensation}$ globale, obtenu soit à partir du profil de température mesuré, soit à partir du profil linéaire de la température d'eau entre l'entrée et la sortie de la zone diphasique, est présentée sur la **Figure 7.25**. Pour G_r > 15 kg.m^{-2}.s^{-1}, il y a un bon accord entre les résultats du coefficient d'échange moyen déduit de la méthode DTLM et de la méthode avec densité de flux de chaleur constante, ce qui peut expliquer pourquoi, dans la littérature, les deux méthodes sont utilisées de façon complémentaire. Ainsi, les écarts relatifs des résultats entre les approches locales avec $q_{constant}$ et $q_{réelle}$ restent significatifs avec une valeur moyenne de l'ordre de 15 %. Pour G_r = 12 kg.m^{-2}.s^{-1}, cet écart diminue car $q_{réelle}$ s'approche de $q_{constant}$. Pour G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1}, l'hypothèse d'une densité de flux de chaleur constante a conduit à une

température de la plaque supérieure à la température de saturation dans la zone d'entrée. Cela implique une désurchauffe seule de la phase vapeur (5K) dans cette zone, suivie par une condensation lorsque la température de la paroi devient inférieure à T_{sat}. Le coefficient d'échange ainsi déterminé est de 200% supérieur à celui obtenu avec le profil réel (déduit de la métrologie infrarouge). Ce point n'est pas représenté sur le graphique de la **Figure 7.25**.

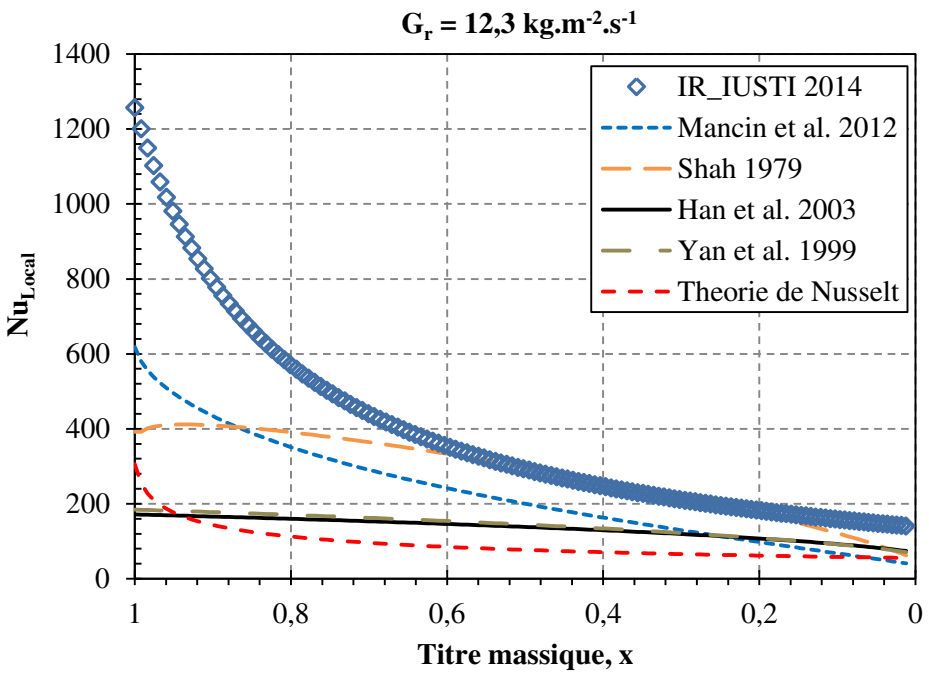
L'influence d'un profil linéaire de la température de l'eau le long de l'échangeur sur les pertes de pression a également été étudiée. Le profil linéaire induit une modification des profils des nombres de Reynolds diphasique et de la phase vapeur (modèle à phases séparées). Ainsi le coefficient de friction est modifié et les pertes de pression par friction sont de même modifiées. Les résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux moyens des pertes de pression totales pour $G_r < 15{,}5$ kg.m^{-2}.s^{-1} pour les modèles homogènes et à phases séparées de (Lockhart, et al., 1949). Pour $G_r \geq 15{,}5$ kg.m^{-2}.s^{-1}, il y a une surestimation des modèles avec de l'ordre de 35 % en moyenne par rapport aux résultats expérimentaux.

Par conséquent, l'hypothèse d'une densité de flux de chaleur constante donne des résultats satisfaisants concernant les valeurs moyennes des résultats dans une certaine plage, mais ne permet pas de comprendre localement et physiquement le phénomène de condensation. Par ailleurs, l'approche DTLM, malgré son utilisation invalide pour les écoulements à changement de phase, prédit des comportements et des résultats qui peuvent être considérés satisfaisants. Cependant, l'approche locale permet d'identifier très clairement la forte variation du coefficient d'échange entre l'entrée et la sortie de la zone de condensation ce qui ouvre un nouveau champ de perspectives sur l'optimisation de ces géométries.

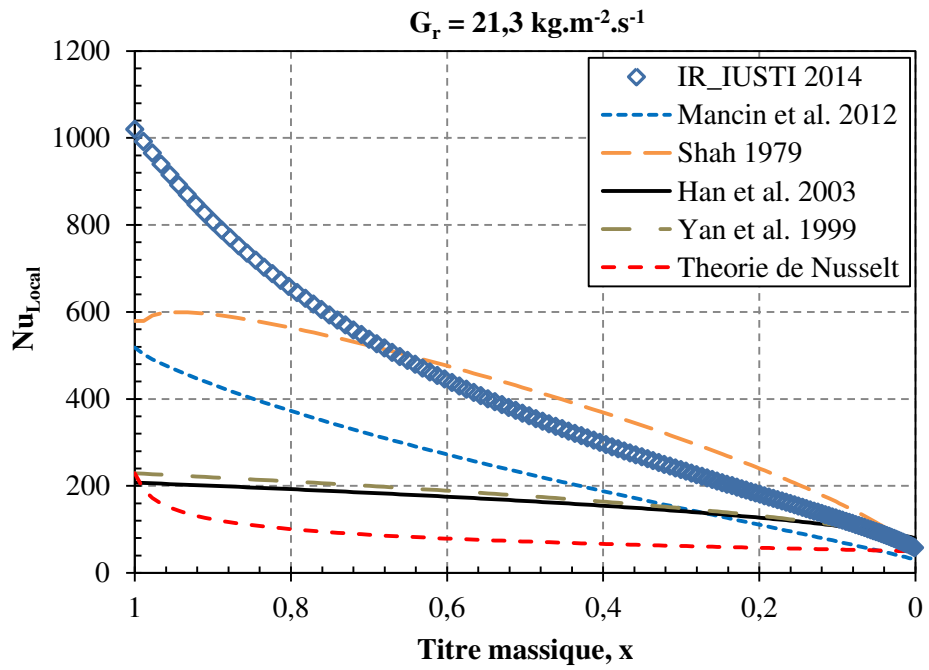
A. Comparaison avec la littérature

Nos résultats expérimentaux sur le coefficient d'échange thermique local en fonction du titre de vapeur sont comparés aux résultats de plusieurs corrélations de la littérature. Ces corrélations sont détaillées dans le chapitre 5. Cette comparaison pour le nombre de Nusselt est présentée sur les **Figure 7.26 a et b** pour deux flux massiques $G_r = 12{,}3$ et $21{,}2$ kg.m^{-2}.s^{-1}. Dans cette comparaison, la corrélation de (Shah, 1979) respecte la plage de flux massique et de densité de flux de chaleur de notre étude. La corrélation de (Han, et al., 2003) ne respecte que la plage de flux massique, tout comme la corrélation de (Mancin, et al., 2012), par manque d'information sur la densité de flux de chaleur. Aucune condition n'est respectée pour la théorie de Nusselt et la corrélation (Yan, et al., 1999) dans cette comparaison. Concernant le fluide de travail, les corrélations ont été établies avec les fluides frigorigènes tels que le R410 ou le R134a. Bien que le pentane que nous utilisons dans notre étude présente un certain nombre de similitude de caractéristiques thermohydrauliques avec ces fluides (chapitre 6), le rapport des densités liquide et vapeur est très différent dans nos conditions de travail. Les résultats sur les **Figure 7.26 a et b** indiquent l'unicité de chaque corrélation développée dans des conditions bien déterminées et pour des régimes de condensations et des paramètres géométriques de l'échangeur testé bien précis.

Aucune corrélation ne correspond à nos résultats expérimentaux locaux. En regardant les tendances des courbes, la théorie de Nusselt et la corrélation de (Mancin, et al., 2012) présentent une évolution qui s'approchent de l'évolution des résultats expérimentaux pour $G_r = 12{,}3$ kg.m^{-2}.s^{-1} (zone gravitaire). Tandis que pour $G_r = 21{,}2$ kg.m^{-2}.s^{-1} seule l'évolution des résultats de (Mancin, et al., 2012) est proche de l'évolution expérimentale. A noter que les autres corrélations de la littérature ((Shah, 1979), (Yan, et al., 1999), (Han, et al., 2003)) indiquent un comportement différent avec le flux massique, avec une augmentation du profil local du nombre de Nusselt avec l'augmentation du flux massique. En effet, dans leurs études expérimentales, il a été observé une augmentation du coefficient d'échange de condensation



a)



b)

Figure 7.26 Variation du nombre de Nusselt local en fonction du titre massique de la vapeur pour T_{sat} = 36,5 °C. Comparaison entre les résultats expérimentaux et quelques corrélations de la littérature. a) résultats pour G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1} –b) résultats pour G_r = 21,2 kg.m^{-2}.s^{-1}

avec le flux massique. La corrélation de (Shah, 1979) montre une inflexion lorsque le titre massique s'approche de 1 pour, à priori, respecter une continuité entre le coefficient d'échange de condensation et le coefficient d'échange de la phase vapeur surchauffée. Pour nos conditions expérimentales, la température de la paroi étant toujours inferieure à la température de saturation, la condensation apparaît dès l'entrée de l'échangeur, et ne justifie donc pas le comportement relevé par la corrélation de Shah et al. (1979). Les corrélations de (Han, et al., 2003) et (Yan, et al., 1999) présentent des profils très similaires et peu sensibles au flux massique.

La corrélation de (Mancin, et al., 2012), fait intervenir l'écart de température, T_{sat} -T_{paroi}, qui est un paramètre important dans le phénomène de condensation. Cette corrélation fait également intervenir le coefficient d'échange de chaleur basé sur la théorie de Nusselt pour représenter les effets gravitaires, et le coefficient d'échange de chaleur de (Cavallini, et al., 2006) pour représenter les effets de cisaillement interfacial. Cette corrélation a été établie pour des conditions où le coefficient d'échange de chaleur diminue avec l'augmentation du flux massique. Tous ces paramètres expliquent le bon accord des tendances entre la corrélation de Mancin et al. (2012) et les résultats expérimentaux de notre étude.

7.5. Synthèse

Dans ce chapitre, constituant une partie essentielle du travail expérimental, nous avons présenté la procédure de calcul du coefficient d'échange de chaleur et les pertes de pression totales à partir des mesures des conditions limites incluant la surface d'échange déterminée par la caméra infrarouge. La première campagne de mesures a eu pour objectif d'identifier l'influence de la densité de flux de chaleur moyenne et du flux massique sur les caractéristiques thermo-hydrauliques du PHE. Les résultats démontrent que les performances thermiques sont sensibles aux épaisseurs de film liquide, avec une augmentation de la conductance moyenne de l'échangeur, soit avec une diminution de la densité de flux de chaleur (pour un flux massique donné), soit avec une augmentation du flux massique (pour une densité de flux de chaleur moyenne donnée), en lien avec une augmentation de la surface d'échange. Les pertes de pressions sont directement corrélées à la longueur diphasique et au flux massique.

Les résultats obtenus pour des conditions opératoires fixant la longueur diphasique à une valeur constante indiquent deux tendances, avec un coefficient d'échange thermique qui diminue puis qui se stabilise avec le flux massique. L'analyse de ce comportement évoque deux régimes de condensation : 1/ le régime gravitaire pour lequel l'augmentation du flux massique induit une diminution du coefficient d'échange moyen ; 2/ un régime de transition, pour lequel le coefficient d'échange moyen de chaleur est peu sensible au flux massique du pentane, impliquant une compétition équilibrée entre les effets gravitaires et les effets de cisaillement interfacial entre les phases liquide et vapeur.

Une étude de la condensation a été menée plus spécifiquement pour une longueur diphasique fixée à 360 mm (choix lié à la zone visualisée par la caméra infrarouge). Les images infrarouges relevées sur les deux faces externes des canaux (eau et pentane) ont permis d'accéder à des paramètres essentiels comme la longueur diphasique, le glissement de la température de saturation et le profil moyen de la température de l'eau. Le glissement de la température de saturation a été validé par comparaison avec les pertes de pression déduites des mesures dans la zone de condensation. La température de saturation a été utilisée comme température de référence pour tous les tests en tenant en compte son glissement quasi-linéaire. Du point de vue local, les mesures du profil moyen de la température de l'eau ont permis de déterminer les profils du titre massique de vapeur et du coefficient d'échange le long de l'échangeur en fonction du flux massique. Les résultats montrent : 1/ que la densité de flux de chaleur varie très sensiblement tout au long de l'échangeur pour la majorité des tests conduits, avec un ratio de densités de flux de chaleur entre l'entrée et la sortie de l'échangeur pouvant aller jusqu'à 400 % ; 2/ que le coefficient d'échange local diminue de 5 à 10 fois entre le début et la fin de la zone de condensation.

La comparaison des résultats moyens obtenus à partir des profils locaux avec les résultats moyens de l'étude globale, montre : 1/ un très bon accord entre les pertes de pression totales de la zone de condensation obtenues expérimentalement et celles déduites du calcul en supposant un écoulement homogène ou un écoulement à phases séparées (Lockhart, et al.,

1949), pour tous les flux massiques ; 2/ le coefficient moyen d'échange de chaleur obtenu par la méthode DTLM est inférieure à celui obtenu en intégrant le profil local, de 11 à 19 % en fonction du flux massique du pentane.

Finalement, cette étude avec des moyens de caractérisation des grandeurs locales apporte un éclairement nouveau sur l'analyse des transferts thermohydrauliques en condensation. Alors que l'hypothèse d'une densité de flux de chaleur est généralement utilisée dans la littérature (faute de mesures) pour l'étude de la condensation, que ce soit pour les tubes ou les échangeurs à plaques, nous démontrons expérimentalement que cette condition est loin d'être satisfaite dans notre étude. Les écarts relatifs observés sur la valeur moyenne du coefficient d'échange est de l'ordre de 15-20 %, avec un respect des sensibilités avec le flux massique. Les résultats de la méthode DTLM sont assez proches de ceux de la méthode local à densité de flux de chaleur uniforme ce qui peut expliquer les choix de la littérature. Concernant les pertes de pression, les résultats de l'approche locale à densité de flux de chaleur uniforme présentent des écarts de l'ordre de 35% par rapport aux résultats expérimentaux moyens obtenus.

Ainsi, si l'approche globale, quel que soient les hypothèses utilisées (coefficients d'échange thermique ou densité de flux de chaleur uniforme), permet une caractérisation acceptable des échangeurs à plaques, l'approche permet d'identifier très clairement la forte variation du coefficient d'échange thermique et de la densité de flux de chaleur entre l'entrée et la sortie de la zone de condensation, ce qui ouvre un nouveau champ de perspectives sur l'optimisation de la géométrie de ces échangeurs.

Chapitre 8 : Condensation avec désurchauffe de la vapeur

Sommaire

8.1. Etude qualitative sur la distribution des phases liquide-vapeur 209

8.2. Etude quantitative de l'effet de la désurchauffe de la vapeur sur les caractéristiques thermo-hydrauliques 214

8.2.1. Approche globale 214

8.2.2. Approche locale : présentation du modèle 218

8.2.3. Comparaison des caractéristiques thermiques moyennes du condenseur entre les approches globale et locale 223

8.2.4. Influence du modèle de désurchauffe de la vapeur sur les caractéristiques thermo-hydrauliques locales 224

A. Présentation des modèles de désurchauffe de la vapeur 225

B. Résultats 225

8.2.5. Influence de la désurchauffe de la vapeur sur les caractéristiques thermo-hydrauliques locales 229

8.3. Synthèse 235

Introduction

Que ce soit pour les applications de pompes à chaleur ou de cycle ORC (Organic Rankine Cycle), la vapeur en entrée du condenseur est la plupart du temps surchauffée, avec dans certains cas un niveau de surchauffe pouvant atteindre 30 K. Ainsi, il parait essentiel d'étudier le phénomène de condensation avec une désurchauffe de la vapeur dans l'échangeur, et d'en noter les conséquences sur son comportement thermo-hydraulique.

Par rapport à l'étude de la condensation en conditions de vapeur saturée, le protocole expérimental n'est pas significativement modifié. Il est ajouté une nouvelle étape qui permet le contrôle du niveau de surchauffe de la vapeur en entrée de la section de test. Ce contrôle s'effectue, d'une part en modifiant la tension d'alimentation des fils chauffants entourant la conduite entre le bouilleur et la section de test, et d'autre part, en modifiant la puissance de chauffe du surchauffeur (voir **Figure 6.5** du dispositif expérimental). Les autres conditions limites au niveau de la section d'essai ne sont pas modifiées. Pour chaque débit massique du pentane, la surchauffe de la vapeur est contrôlée entre les deux extrêmes 5 et 30 K. La procédure consiste à débuter par la plus grande surchauffe pour ajuster les conditions limites côté eau de sorte que la longueur diphasique soit identifiable dans la zone visualisée par la caméra infrarouge.

Dans ce chapitre, l'effet de la désurchauffe de la vapeur sur le comportement thermo-hydraulique de l'échangeur est présenté des points de vue qualitatif et quantitatif. L'étude qualitative consiste à identifier l'effet de la désurchauffe sur la distribution des phases vapeur, liquide et diphasique dans l'échangeur, et en particulier sur la limite (position) entre la zone de condensation et la zone du liquide sous-refroidi. L'étude quantitative vise à déterminer les caractéristiques de l'échangeur (pertes de pression et coefficients d'échange locaux et globaux) pour divers niveaux de désurchauffe. Ces deux approches, qualitative et quantitative, s'appuient en particulier sur la métrologie infrarouge.

8.1. Etude qualitative sur la distribution des phases liquide-vapeur

Les résultats sur la distribution des phases liquide et vapeur le long de l'échangeur pour divers flux massiques du pentane sont qualitativement similaires. Un exemple de résultats de thermographies infrarouges pour la condensation du n-pentane avec une vitesse massique de 7,4 $kg.m^{-2}.s^{-1}$ et cinq surchauffes de la vapeur, comprises entre 5 et 30 K, est présenté sur la **Figure 8.1.** La température de saturation est de T_{sat} = 29 °C (correspondant à la pression en entrée de l'échangeur), la température d'entrée et la vitesse massique fixées pour l'eau sont de 12 °C et 57,3 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, respectivement.

A partir de la définition de niveaux d'isothermes sous le logiciel de la caméra infrarouge, quatre régions se distinguent : 1) la zone de désurchauffe de la vapeur (zone A + zone plus haute non-détectée par la camera IR) - 2) la zone de condensation (zone B) - 3) zone de sous-refroidissement liquide (zone C) - et 4) la zone non-active (zone D+ zone plus basse non-détectée par la camera IR) pour laquelle aucun transfert de chaleur ne se produit entre le condensat et l'eau. Dans cette zone les fluides primaire et secondaire sont en équilibre thermique. La quatrième zone apparaît spécifiquement à certaines conditions expérimentales, comme pour un débit élevé d'eau et un flux de chaleur faible. À noter que les transitions entre ces zones sont déterminées à partir du profil de température du fluide le long de l'échangeur (**Figure 8.2**).

L'étalement de la zone de désurchauffe de la vapeur dépend essentiellement de la configuration de l'entrée du condenseur et de la surchauffe de la vapeur. En effet, l'entrée du

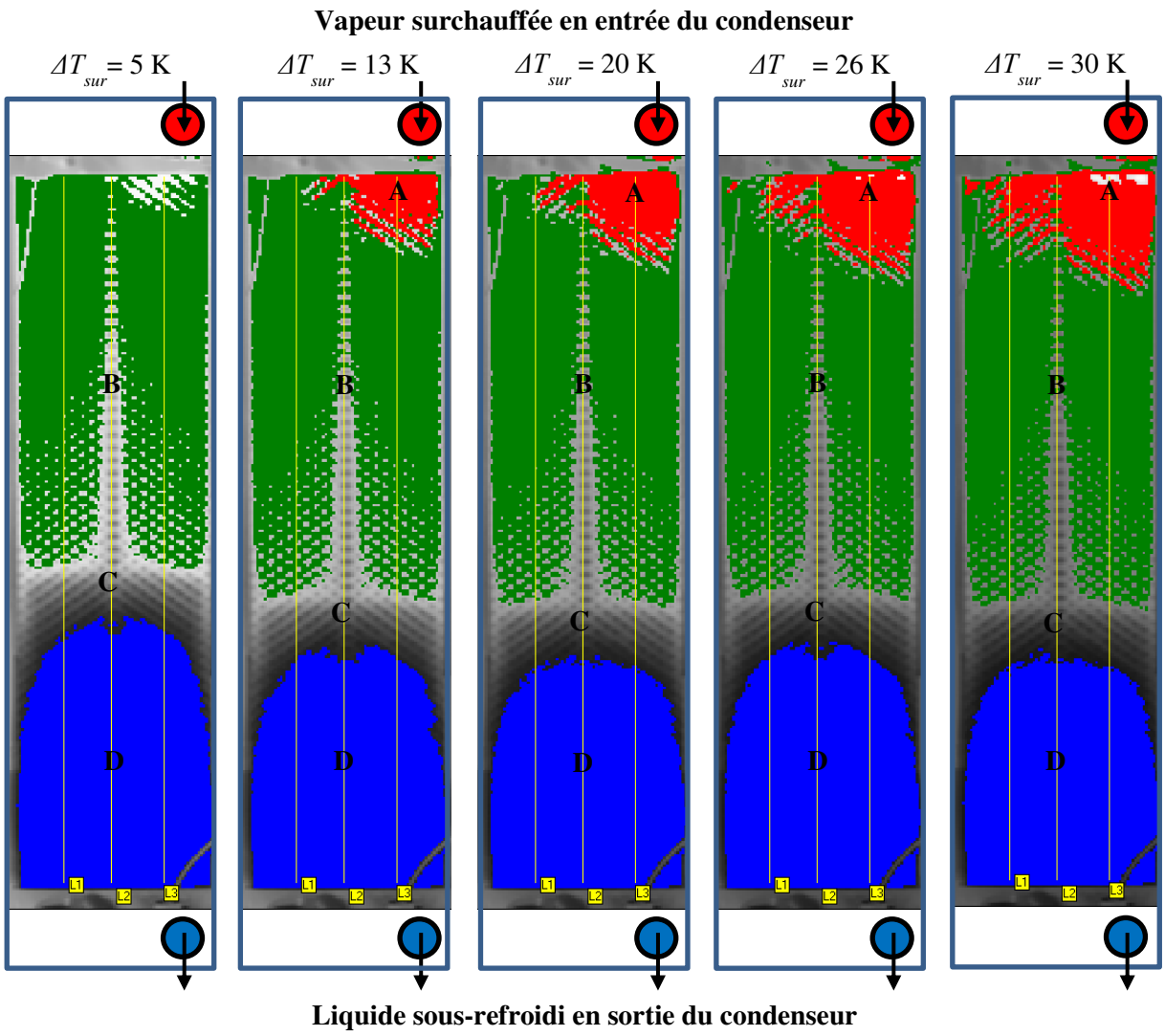


Figure 8.1 Etat de distribution des phases du pentane pour G_r = 7,4 kg.m^{-2}.s^{-1}, T_{sat} = 29 °C et Q_e = 820 W. Effet de la vapeur surchauffée

condenseur étant positionnée dans sa partie droite, on observe une distribution non homogène du fluide en phase vapeur dans une section donnée de la partie supérieure du condenseur. Par conséquent, la distribution des phases vapeur et liquide dans une section donnée au début de la zone de condensation est également non homogène.

Une augmentation de la surchauffe de la vapeur en entrée du condenseur entraine une augmentation de la puissance thermique dégagée par chaleur sensible dans la zone de désurchauffe de la vapeur. L'augmentation de la longueur de la désurchauffe avec la surchauffe de la vapeur est peu marquée, alors que l'on remarque un étalement de cette zone vers la partie gauche de l'échangeur. Cette évolution semble indiquer un rééquilibrage de la distribution de la vapeur sur la largeur de la plaque. On note également que la fin de la zone de condensation augmente légèrement relativement à l'augmentation du flux de chaleur liée à la désurchauffe de la vapeur. Cet aspect induit une amélioration des transferts thermiques dans cette zone avec l'augmentation de la surchauffe de la vapeur. Ce résultat est démontré dans la partie quantitative de cette étude.

Il est à noter que, comme la paroi visualisée par la caméra infrarouge est exposée à l'air ambiant (i.e. du côté du transfert thermique limitant), la distribution des phases déduite de la métrologie infrarouge ne représente pas nécessairement la distribution réelle des phases dans

le condenseur. En effet, dans la zone de désurchauffe de la vapeur identifiée par la caméra infrarouge, il est fort probable qu'un film liquide se forme sur la paroi interne du condenseur (paroi côté écoulement d'eau) lorsque celle-ci devient inférieure à celle de saturation.

Au niveau de la zone centrale du BPHE, il est intéressant de remarquer la présence d'une zone sous-refroidie, dont l'épaisseur (largeur) augmente suivant l'écoulement descendant (augmentation du débit de condensat), tandis que la zone de condensation occupe l'autre partie de la section. Cette distribution de température a été constatée pour différentes conditions de fonctionnement et la zone grisée au milieu du BPHE a toujours été présente. Il ne peut s'agir que de l'accumulation de condensat alimenté par les rainures obliques. Ce phénomène a été mis en évidence dans le chapitre 7 pour la condensation de la vapeur saturée.

Obtenue à partir des mesures infrarouges, la **Figure 8.2** présente le profil de température le long d'une ligne longitudinale du BPHE pour diverses surchauffes de la vapeur à l'entrée du condenseur. La ligne de mesure commence à 30 mm en dessous du centre de l'entrée du canal du fluide frigorigène (la ligne jaune sur le côté droit de l'image infrarouge dans la **Figure 8.1**). Les zones A, B, C et D décrites ci-dessus sont clairement visibles. Tout d'abord, la température de la paroi décroît de façon exponentielle le long de l'échangeur de chaleur jusqu'à ce qu'elle atteigne la température de saturation constante : cela correspond à la zone de transfert de la chaleur sensible de la phase vapeur (zone A). Pour la plus grande surchauffe de la vapeur (ΔT_{sur} = 30 K), 15 à 20 % de la longueur totale de BPHE est utilisé pour la désurchauffe de la vapeur. La zone à température constante, correspond à la région de transfert de chaleur par condensation (zone B). 84 à 92% de la chaleur totale est dissipée dans cette zone en fonction du niveau de surchauffe de la vapeur. A la fin de la zone de condensation, la température diminue à nouveau de façon exponentielle, ce qui caractérise la région de transfert de la chaleur par sous-refroidissement du réfrigérant (zone C). Environ 5% et 10% de la longueur totale du BPHE est employée pour un sous-refroidissement du liquide de 10 K et 13 K, respectivement. Ensuite, la température de la paroi ne varie plus, ce qui indique l'absence de transfert de chaleur dans cette région. Elle représente la zone D.

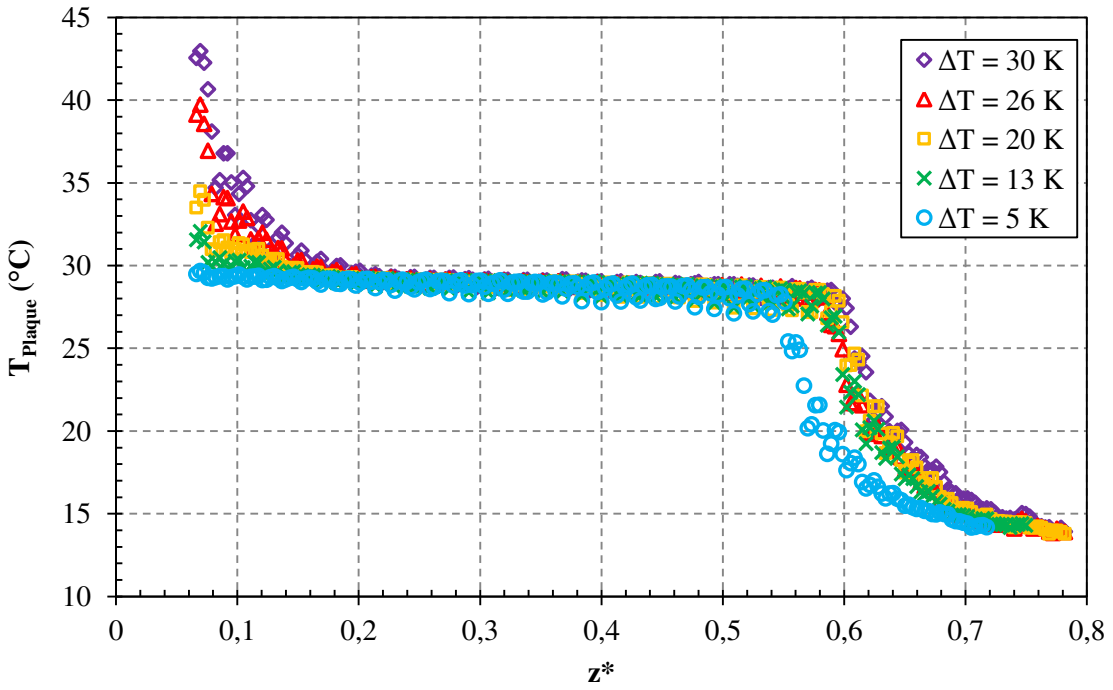


Figure 8.2 Profils de température de la paroi du canal du pentane le long de l'échangeur pour plusieurs niveaux de désurchauffe, pour G_r = 7,4 kg.m^{-2}.s^{-1}, T_{sat} = 29 °C et $T_{e,e}$ = 12°C

D'après les résultats de la **Figure 8.2**, nous pouvons remarquer que l'abscisse de l'extrémité de la zone B (fin de la zone de condensation) varie nettement lorsque la surchauffe de la vapeur varie de 5 à 13 K, puis il conserve une valeur quasi-constante pour les grandes valeurs de surchauffes de la vapeur. Ce résultat spécifie qu'il y a une amélioration du transfert de chaleur dans les régions (A) et (B) pour des surchauffes de vapeur élevées. Cet effet peut être expliqué par un réarrangement de la distribution de l'écoulement et une intensification de l'interaction entre les écoulements liquide et vapeur dans la zone d'entrée de l'échangeur en fonction de la surchauffe de la vapeur.

Les surfaces des différentes régions de transfert de chaleur sont déterminées par identification des abscisses de la fin des régions A, B et C suivant plusieurs lignes tracées et distribuées suivant la largeur du BPHE. L'effet de la surchauffe de la vapeur sur le transfert de chaleur total est quantifié en utilisant le rapport suivant:

$$\frac{\frac{A_{désurchauffe}}{A_{totale}}}{\frac{Q_{désurchauffe}}{Q_{totale}}} = \frac{q_{totale}}{q_{désurchauffe}} \tag{8.1}$$

Où $A_{désurchauffe}$ et A_{totale} représentent respectivement la surface occupée par la désurchauffe de la vapeur et la surface totale du transfert de chaleur du BPHE (y compris la désurchauffe, la condensation et le sous-refroidissement), et $Q_{désurchauffe}$ et Q_{totale} représentent les transferts de chaleur associées à ces surfaces, respectivement. Le rapport des taux de transfert de chaleur (équation 8.1) diminue de 2 à 1,3, lorsque la surchauffe de la vapeur augmente de 5 à 30 K, ce qui indique une amélioration du transfert de chaleur.

Ainsi, quel que soient le flux de chaleur échangé et le niveau de surchauffe de la vapeur, on constate une répartition assez semblable de la distribution des phases avec une accumulation des condensats sur la partie centrale de l'échangeur. On constate par ailleurs :

- Que pour un flux massique donné, la longueur de la zone « désurchauffe + diphasique » (zone A+B) augmente avec l'augmentation de la surchauffe de la vapeur, et que cette variation semble plus sensible pour les faibles surchauffes.
- Que pour un flux massique donné, la région de désurchauffe de la vapeur s'étend avec l'augmentation de la surchauffe : cette région reste principalement confinée sur le côté de l'entrée de l'échangeur pour les faibles surchauffes, mais, pour les fortes surchauffes, la région de désurchauffe de la vapeur s'étale progressivement vers le côté opposé de l'entrée de l'échangeur.

La **Figure 8.3** illustre l'effet du flux massique pour une surchauffe de la vapeur donnée sur la distribution de la température le long de l'échangeur. Ces résultats sont obtenus lors de la campagne de mesure détaillée dans le chapitre 7 (**paragraphe 7.3**). La température de saturation est T_{sat} = 36,5°C, la surchauffe de la vapeur en entrée de l'échangeur est de 25 K, et le flux massique G_r est compris entre 9 et 30 kg.m^{-2}.s^{-1}. La même échelle de température a été appliquée aux quatre images afin de distinguer les différences sur la distribution de la température. Globalement, la surface affectée par la désurchauffe de la vapeur diminue avec l'augmentation du flux massique, tout comme la non-homogénéité de distribution de la température dans la zone de désurchauffe. Les profils de température le long de l'échangeur (lignes pointillés sur la **Figure 8.3**) sont présentés sur la **Figure 8.4**. A partir de ces profils de température pour une surchauffe donnée et en fonction du flux massique, on relève clairement 1/ une modification de la distribution des phases dans la zone d'entrée avec une extension de

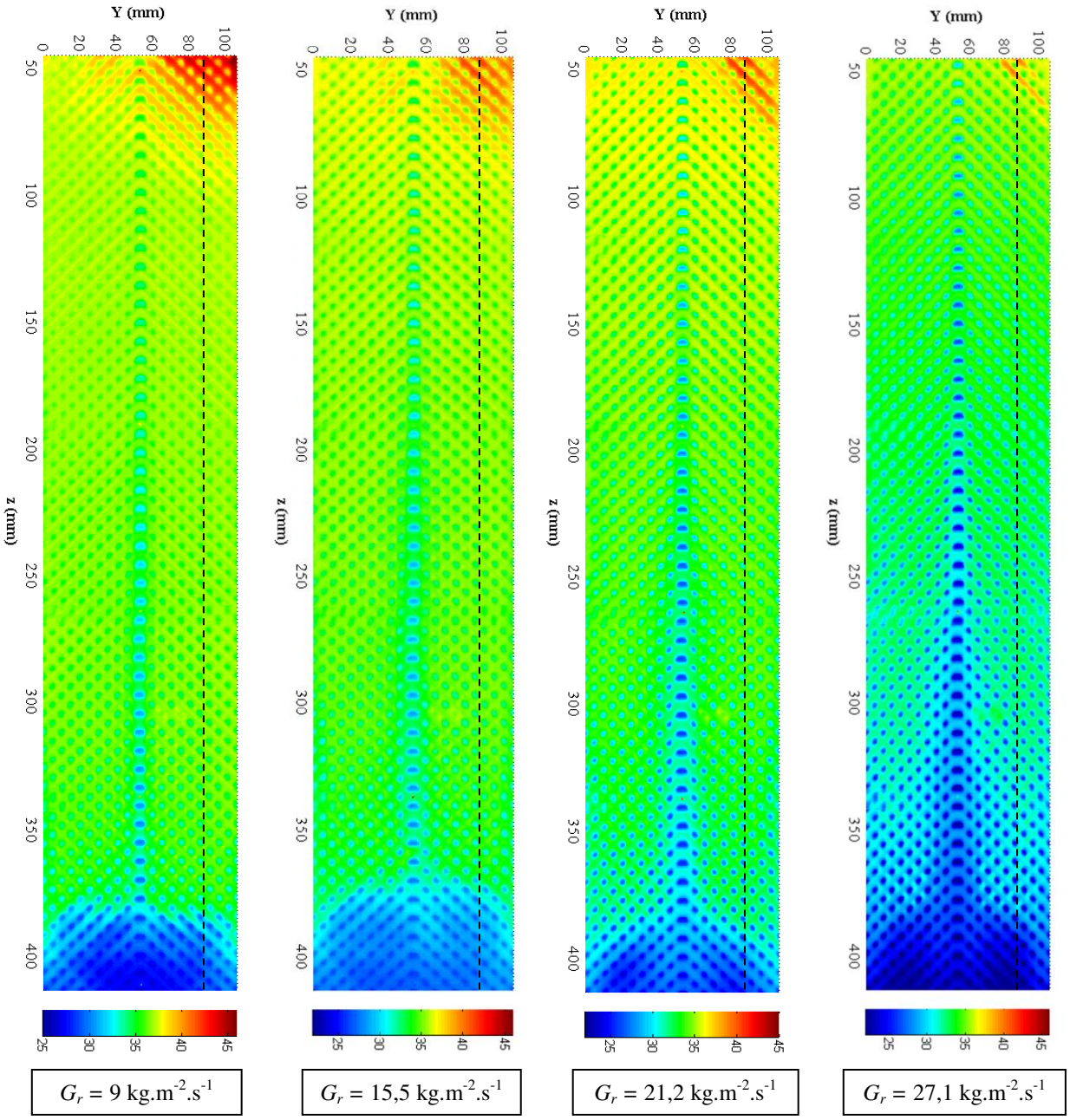


Figure 8.3 Effet du flux massique du pentane sur la distribution des phases pour T_{sat} = 36,5 °C et ΔT_{sur} = 25 K

la longueur de désurchauffe pour les faibles flux massiques ; 2/ une augmentation de l'accumulation de condensat dans la partie centrale de l'échangeur pour les forts flux massiques ; 3/ une augmentation du glissement de la température de saturation le long de l'échangeur avec le flux massique, glissement de température causé par les pertes de pression dans la zone de condensation.

La diminution plus rapide de la température au niveau de la zone de désurchauffe de la vapeur peut être justifiée par une intensification des échanges de chaleur dans la zone d'entrée avec l'augmentation du flux massique. Cependant, suite à quelques calculs basés sur la corrélation de transferts de chaleur pour les écoulements monophasiques déterminée dans la partie I de ce travail, la longueur de désurchauffe devrait être bien plus conséquente, et ce, quelle que soit la valeur du flux massique. Une explication à ce comportement ne peut se

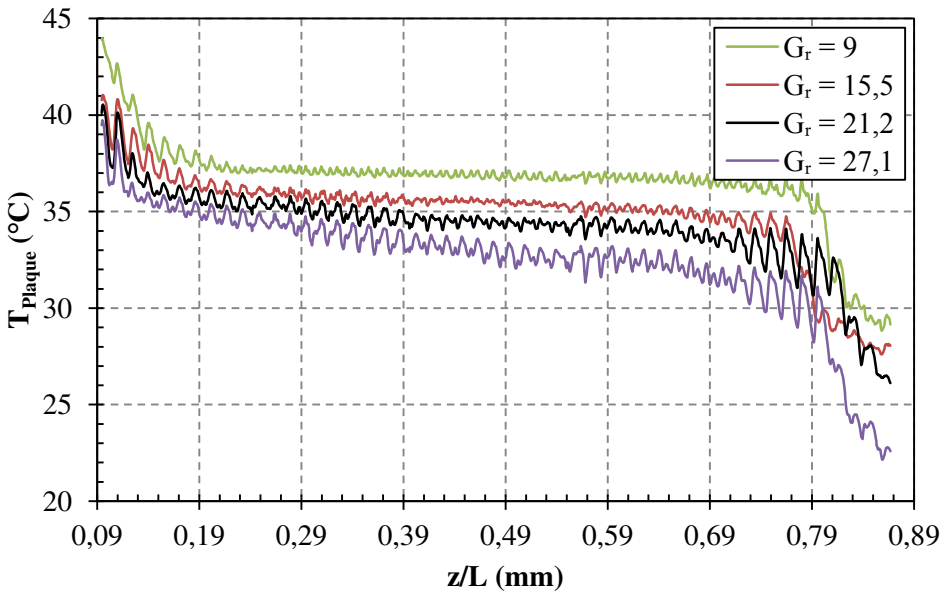


Figure 8.4 Profils de température de la plaque le long de l'échangeur pour plusieurs vitesses massiques du pentane, pour T_{sat} = 36,5°C et ΔT_{sur} = 25K

justifier que par une désurchauffe de la vapeur simultanément à la formation d'un film de condensat à la paroi côté de l'écoulement d'eau. L'intensification de la désurchauffe de la vapeur pourrait être induite par la vaporisation de gouttelettes de liquide au cœur de l'écoulement vapeur, avec des gouttelettes formées par l'effet de cisaillement de l'écoulement vapeur sur le film de condensat.

L'imagerie infrarouge de l'échangeur global constitue le premier pas d'analyse de la physique des transferts thermiques en présence de la vapeur surchauffée dans les échangeurs à plaques. Le passage vers l'étude quantitative est nécessaire pour chercher des explications du comportement thermo-hydraulique de l'échangeur en présence de la vapeur surchauffée.

8.2. Etude quantitative de l'effet de la désurchauffe de la vapeur sur les caractéristiques thermo-hydrauliques

Dans cette partie nous allons nous intéresser aux effets de la désurchauffe de la vapeur de pentane dans l'échangeur de test, sur le coefficient d'échange de changement de phase local et global, et sur les pertes de pression ainsi induites. La campagne de test est celle décrite dans le chapitre 7 en faisant varier la surchauffe de la vapeur entre 5 et 25 K. La zone d'intérêt de cette étude correspond à la zone de désurchauffe et la zone de condensation, dénoté par la suite par zone (A+B). Dans cette partie d'étude, l'ensemble des paramètres déduits ou calculés sont rattachés à cette zone.

Nous présentons, dans un premier temps, les résultats globaux sur les pertes de pression et le coefficient d'échange moyen de condensation avec désurchauffe. Dans un deuxième temps, l'étude locale est développée avec la présentation des principaux résultats sur les profils locaux du titre massique, du coefficient d'échange…

8.2.1. Approche globale

A. Pertes de pression diphasique

Les variations des pertes de pression de la zone (A+B) en fonction du flux massique et de la désurchauffe de la vapeur, sont présentées sur la **Figure 8.5**. L'influence de la désurchauffe sur les pertes de pression est faible pour $G_r \leq 15$ kg.m^{-2}.s^{-1}, avec une augmentation maximale de 10 % de $\Delta P_{désur,cond}$ pour une augmentation de la surchauffe de vapeur de 20 K. Cette augmentation de $\Delta P_{désur,cond}$ avec ΔT s'amplifie linéairement pour G_r >15 kg.m^{-2}.s^{-1}, pour atteindre 18% à G_r = 30 kg.m^{-2}.s^{-1}. Les incertitudes sur les pertes de pression ne dépassent pas 5 % indépendamment de la désurchauffe. Etant donné que la longueur de la zone (A+B) est peu sensible à la désurchauffe de la vapeur, en particulier entre 15 et 25 K, l'augmentation des pertes de pression est plutôt reliée aux conditions d'entrée de l'échangeur. La désurchauffe de la vapeur induit nécessairement une modification des transferts thermiques dans la zone d'entrée qui a pour conséquence de modifier la distribution du titre vapeur le long de l'échangeur. Cette réflexion sera analysée plus en détails dans l'approche locale des transferts thermo-hydrauliques.

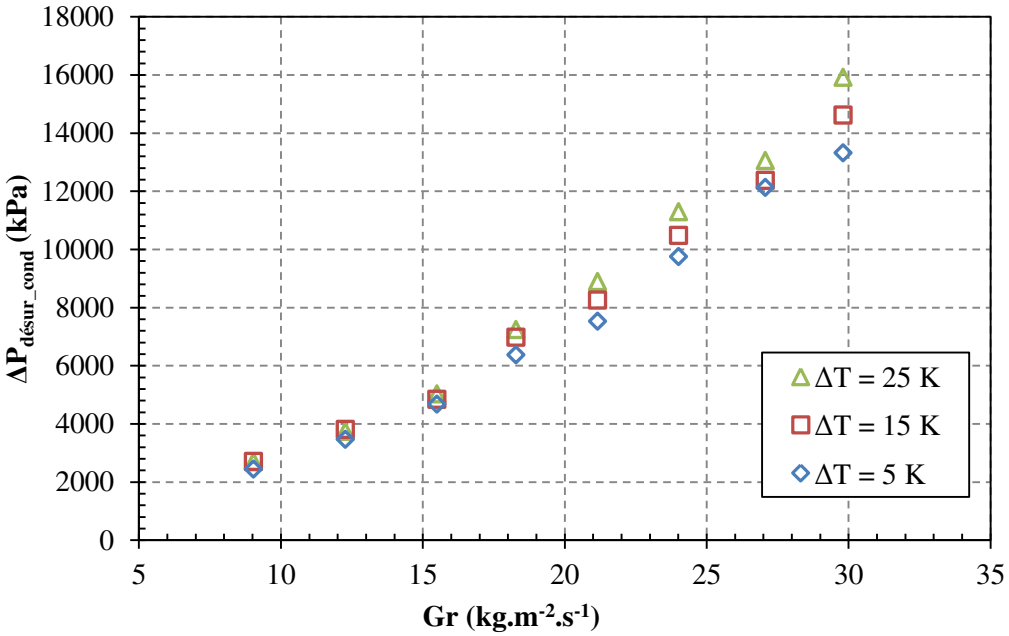


Figure 8.5 Variation des pertes de pression de la zone (A+B) en fonction du flux massique du pentane pour plusieurs niveaux de désurchauffe de la vapeur pour T_{sat} = 36,5 °C

B. Coefficient d'échange diphasique moyen

Le coefficient d'échange diphasique moyen est déterminé à partir de la procédure développée dans le paragraphe 7.1 pour une désurchauffe de 5K (chapitre 7). La température de saturation est utilisée comme température de référence indépendamment de la surchauffe, en prenant en considération un glissement linéaire de la température le long de la zone de changement de phase. Ainsi :

$$U.A_{désur_cond} = \dot{Q}_{désur_cond} \Bigg/ \frac{(T_{sat} - T_{e,s}) - (T_{sat,s} - T_{e,e_sat})}{Ln\left(\frac{T_{sat} - T_{e,s}}{T_{sat,s} - T_{e,e_sat}}\right)}$$

Les résultats de l'influence de la surchauffe de la vapeur et du flux massique sur le coefficient d'échange diphasique moyen sont montrés sur la **Figure 8.6**. On remarque une

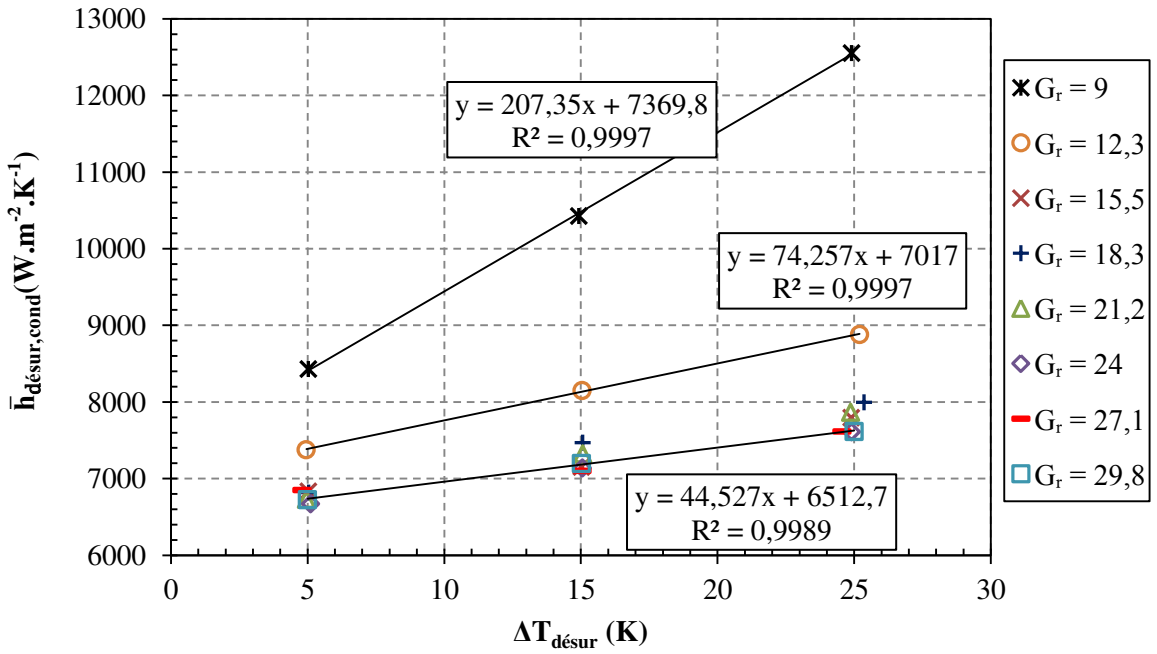


Figure 8.6 Variation du coefficient d'échange moyen diphasique en fonction du flux massique du pentane et de la désurchauffe de la vapeur pour T_{sat} = 36,5°C

augmentation linéaire du coefficient d'échange diphasique moyen avec la désurchauffe indépendamment du flux massique. Cette influence est plus significative aux faibles flux massiques, avec une augmentation de $\bar{h}_{désurch_cond}$ de 49 % en passant de ΔT de 5 à 25 K pour G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1}. Pour $G_r \geq 15$ kg.m^{-2}.s^{-1}, l'influence de la désurchauffe vapeur sur le coefficient d'échange diphasique moyen ne dépend plus du flux massique, et correspond à 15 % d'augmentation pour ΔT variant de 5 à 25 K. Pour information, 15 % représente l'ordre de grandeur de la part du flux thermique de désurchauffe de la vapeur sur le flux thermique total échangé dans la zone (A+B). L'analyse des profils de température le long de l'échangeur nous permet d'identifier la longueur de la zone (A+B). Ainsi, l'augmentation de la surface de la zone (A+B) est inférieure à celle relative de la puissance thermique à transférer avec la désurchauffe de la vapeur, ce qui implique nécessairement une amélioration du transfert thermique avec la désurchauffe de la vapeur.

On note par ailleurs que la différence de comportement thermo-hydraulique autour de 15 kg.m^{-2}.s^{-1} avec la surchauffe de la vapeur est similaire à celle observée pour la condensation à saturation (chapitre 7), ce qui évoque la persistance des deux régimes de condensation identifiés, quel que soit la surchauffe de la vapeur.

S'appuyant sur les résultats de la **Figure 8.6**, le coefficient d'échange diphasique moyen peut être déterminé à partir d'une loi linéaire avec la surchauffe de la vapeur, et dans laquelle les coefficients a et b sont dépendants du flux massique, tel que :

$$\bar{h}_{désur,cond}(G_r) = 8930.G_r^{-0,1} + \left(\left(81122 * G_r^{-2,74}\right)^3 + 50^3\right)^{\frac{1}{3}}.(T_{sur} - T_{sat})_{(G_r)} \quad (8.2)$$

Cette corrélation prédit l'ensemble des résultats expérimentaux avec des écarts relatifs inférieurs à ± 8 % (compris entre - 4 à 7,3 %), à comparer avec les incertitudes relatives calculées pour $\bar{h}_{désurch_cond}$ comprises entre ± 12 et ± 9 % avec une augmentation du flux massique. Les résultats de la corrélation (8.2) et ceux obtenus expérimentalement sont comparés sur la **Figure 8.7**. L'équation (8.2) implique un profil d'évolution de $\bar{h}_{désurch_cond}$

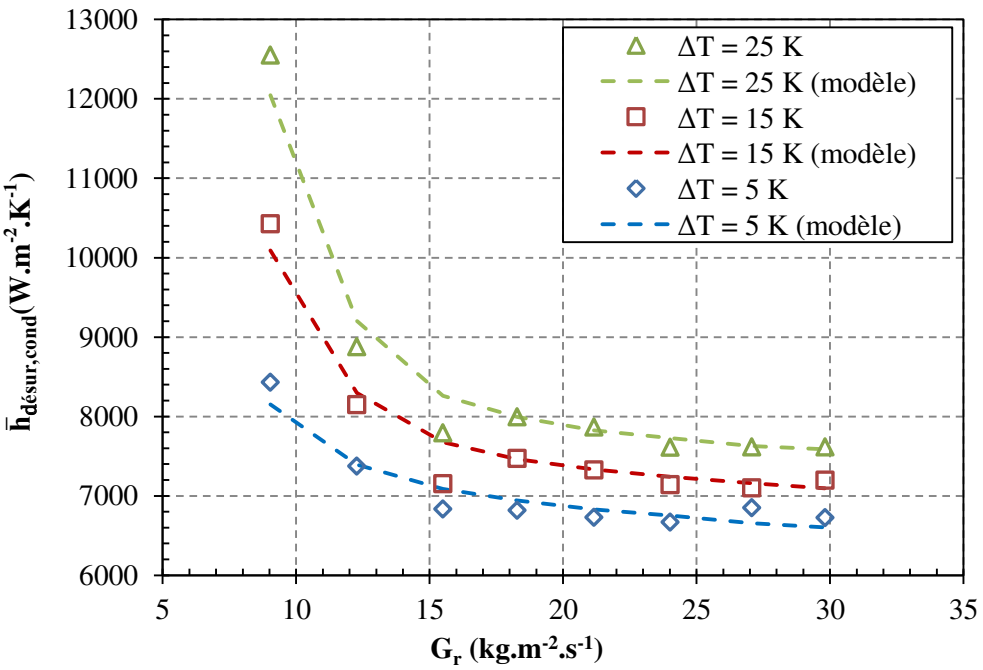


Figure 8.7 Comparaison entres les résultats de la corrélation établie et les résultats expérimentaux

légèrement décroissant pour les forts flux massiques alors que les valeurs expérimentales tendent plutôt vers un plateau. Il sera nécessaire, dans la suite des travaux, d'exprimer les divers coefficients de la corrélation (8.2) par des grandeurs physiques, voire d'y ajouter des termes intégrant d'autres mécanismes prépondérants aux forts flux massiques.

Finalement, plusieurs explications peuvent justifier l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur diphasique avec la surchauffe de la vapeur. La première explication peut provenir de l'amélioration de la distribution du fluide dans la zone d'entrée du canal avec la surchauffe de la vapeur, tel que présenté sur la **Figure 8.1** et la **Figure 8.3**. Une deuxième explication pourrait être liée à l'effet positif de la surchauffe de la vapeur sur le transfert de chaleur par condensation en raison d'une intensification de l'interaction entre les écoulements liquide et vapeur. Cette interaction entre écoulement peut induire une modification ou restructuration de l'écoulement diphasique dans ce canal de géométrie tridimensionnelle. Pour quantifier cet effet, une analyse de la vitesse de la vapeur et des variations de l'énergie cinétique de l'écoulement avec la surchauffe de la vapeur est réalisée. Pour une modification de la surchauffe de la vapeur de 5K à 25K, les calculs indiquent que :

1) La vitesse de la vapeur augmente de 9% en raison de la diminution de la densité de la vapeur avec l'augmentation de la surchauffe ;
2) La puissance cinétique, déterminée à partir de l'équation suivante :

$$\dot{Q}_{ke}=0,5.\dot{m}_r.V_v^2 \tag{8.3}$$

augmente de manière significative de 16% à 30%, les plus forts taux d'augmentation étant calculés pour les plus faibles flux de massiques ;
3) La conductivité thermique de la phase vapeur augmente de 15 % et sa viscosité dynamique diminue de 15% ;
4) Le nombre de Reynolds de la phase vapeur, déterminé dans la section d'entrée de l'échangeur, diminue de 6 % ;

On suppose que l'amélioration de transfert de chaleur avec la surchauffe de la vapeur est une combinaison de ces facteurs d'écoulement, entre la distribution de fluide à l'entrée du condenseur et les phénomènes de cisaillement à l'interface liquide/vapeur.
A ces deux facteurs, il est possible d'ajouter la variation de la température de la paroi, en particulier dans la zone d'entrée, avec la désurchauffe. Étant donné que la température d'entrée du canal d'eau est fixe, tout comme le débit d'eau, alors l'augmentation de la désurchauffe induit une augmentation de la température de l'eau à la sortie du canal et ainsi une augmentation de la température de la paroi. La variation de la température de sortie d'eau pour les différents tests est de 0,4 à 0,5 K.

Ainsi, l'analyse de l'influence de la surchauffe de la vapeur sur les pertes de pression et le coefficient d'échange diphasique moyen indique que l'amélioration des performances thermo-hydrauliques de l'échangeur est particulièrement favorable aux faibles flux massiques. Pour les forts flux massiques, le taux d'augmentation du coefficient d'échange est similaire à celui de l'augmentation des pertes de pression. Cette situation n'est donc favorable qu'en fonction des critères établis sur la priorisation du type d'énergie.

8.2.2. Approche locale : présentation du modèle

L'approche locale conduite pour l'étude de la condensation avec une vapeur surchauffée en entrée de l'échangeur est similaire à celle menée dans le cas de la condensation à saturation (chapitre 7). Le bilan enthalpique local s'appuie sur le profil de température de la plaque sur la face du côté de l'écoulement d'eau déduit de la métrologie infrarouge, et permet de remonter aux grandeurs locales, telles que le titre massique et le coefficient d'échange thermique. Dans ce bilan enthalpique, il n'est plus possible de négliger la chaleur sensible de la vapeur car elle représente, pour les forts flux massiques, autour de 20% de la puissance échangée dans la zone (A+B). Ainsi, pour prendre en compte la désurchauffe de la vapeur, les hypothèses suivantes sont définies :

1) Ecoulement annulaire dans l'échangeur unidimensionnel
2) Désurchauffe de la vapeur par convection avec le film liquide (hypothèse du modèle de (Webb, 1998))

La **Figure 8.8** présente un élément de control dans lequel un bilan d'énergie est appliqué. Sur cette figure, $T_{eau,\ k}$, $T_{sat,\ k}$, $T_{v,\ k}$, *et* $T_{l,\ k}$ représentent respectivement, les températures à l'entrée du volume de contrôle de l'eau, de saturation, de la vapeur surchauffée, et du liquide sous-refroidi. L'indice « *k+1* » représente les paramètres à la sortie de l'élément de volume de contrôle. x_k représente le titre massique de la vapeur. S'appuyant sur la **Figure 8.8,** les bilans d'énergies s'écrivent :

$$\begin{aligned}\dot{m}_{eau}.c_{p,eau}.\left(T_{eau,k}-T_{eau,k+1}\right) &= (x_k-x_{k+1}).\dot{m}_r\left[c_{p,l}.\left(T_{sat,k}-\bar{T}_{l,k}\right)+L_{v,k}+c_{p,v}.\left(T_{v,k}-T_{sat,k}\right)\right] \\ &+ x_{k+1}.\dot{m}_r.c_{p,v}.\left(T_{v,k}-T_{v,k+1}\right)+(1-x_{k+1}).\dot{m}_r.c_{p,l}.\left(\bar{T}_{l,k}-\bar{T}_{l,k+1}\right)\end{aligned} \tag{8.4}$$

et

$$x_{k+1}.\dot{m}_r.C_{p,v}.\left(T_{v,k}-T_{v,k+1}\right)=h_{vapeur,k}.l.\left(\bar{T}_{v,k/k+1}-\bar{T}_{sat,k/k+1}\right).dz \tag{8.5}$$

avec

$$\bar{T}_{l,k}=\frac{1}{2}.\left(\bar{T}_{p,k/k+1}+T_{sat,k}\right)$$

et

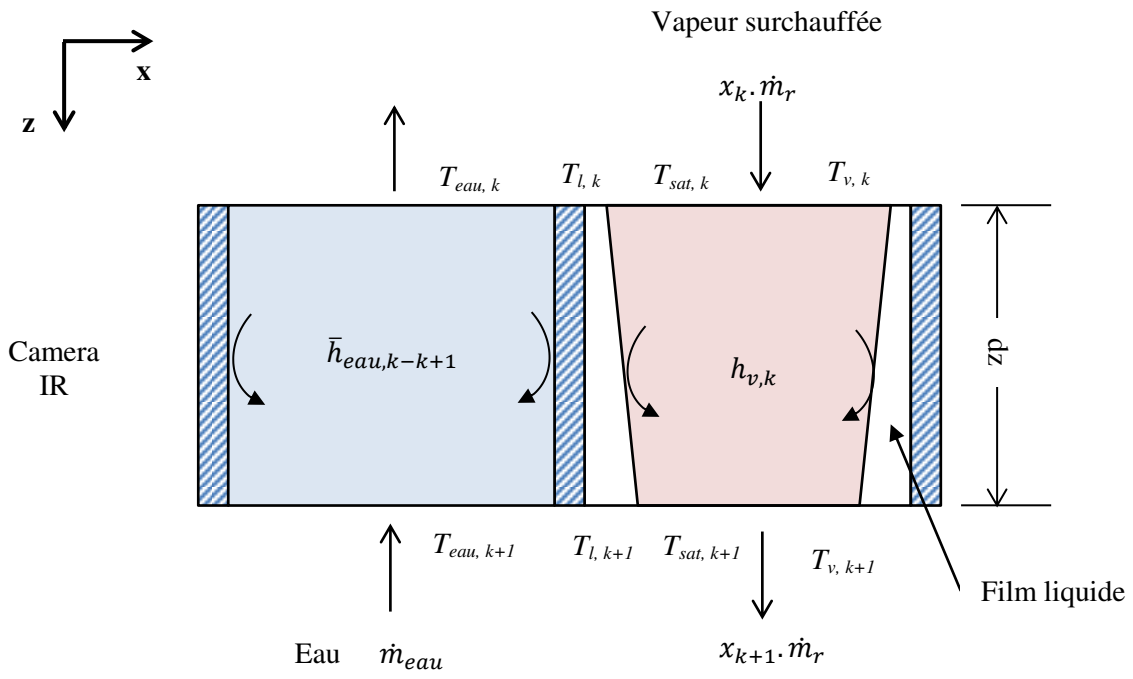


Figure 8.8 Schéma descriptif du bilan d'énergie au niveau d'un élément de volume de contrôle dz

$$\dot{m}_{eau}.C_{p,eau}.\left(T_{eau,k}-T_{eau,k+1}\right)=h_{eau}.l.\left(\bar{T}_{eau,k/k+1}-\bar{T}_{p,k/k+1}\right).dz$$

Où $\bar{T}_{l,k/k+1}$, $\bar{T}_{v,k/k+1}$ et $\bar{T}_{sat,k/k+1}$ représentent respectivement les températures moyennes du n-pentane pour sa phase liquide sous-refroidie, sa phase vapeur surchauffée, et à saturation dans l'élément de contrôle. $h_{vapeur,k}$ et h_{eau} représentent les coefficients d'échange moyen monophasique respectivement de la phase vapeur et de l'eau liquide à l'entrée de l'élément de volume de contrôle. Ils sont déterminés à partir de la loi de Nusselt établie pour un écoulement d'eau dans cet échangeur dans la Partie 1 de cette étude. Que la désurchauffe de la vapeur relève du coefficient d'échange monophasique établi pour la vapeur seule dans le canal est une hypothèse spécifiée par (Webb, 1998). Cette théorie, utilisée pour calculer $h_{désur_cond}(z)$, est appliquée pour le phénomène de condensation avec surchauffe de la vapeur dans une conduite cylindrique. L'incidence de cette hypothèse sur nos résultats sera analysée, et d'autres modèles de désurchauffe seront proposés.

La **Figure 8.9** montre la variation de la température de l'eau (température de la plaque en contact avec l'eau) le long de l'échangeur et sur laquelle s'appuie la résolution du système d'équations (8.4 à 8.5). Les profils de température présentés sont relevés pour G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et pour trois niveaux de désurchauffe de la vapeur de pentane 5, 15 et 25K. Pour ce flux massique la température diminue non-linéairement avec la position z. ce résultat a été présenté pour la plus faible désurchauffe (5K) dans le chapitre 7. Nous pouvons remarquer que la désurchauffe augmente la température locale moyenne de l'eau de façon plus notable en entrée du canal du pentane. En s'approchant de la fin de la zone de condensation, les trois profils deviennent confondus. Toutefois l'augmentation de la température locale de l'eau ne dépasse pas 0,4 K. La densité de flux de chaleur et l'écart de températures entre les conditions de saturation et la paroi sont présentés respectivement sur les **Figures 8.10** et **8.11** pour les trois niveaux de surchauffe de la vapeur. A partir de la **Figure 8.10,** nous pouvons déduire, que la densité de flux thermique locale augmente avec la surchauffe de la vapeur pour atteindre 11 % en entrée pour ΔT_{sur} = 25 K. Cette augmentation diminue lorsque z augmente

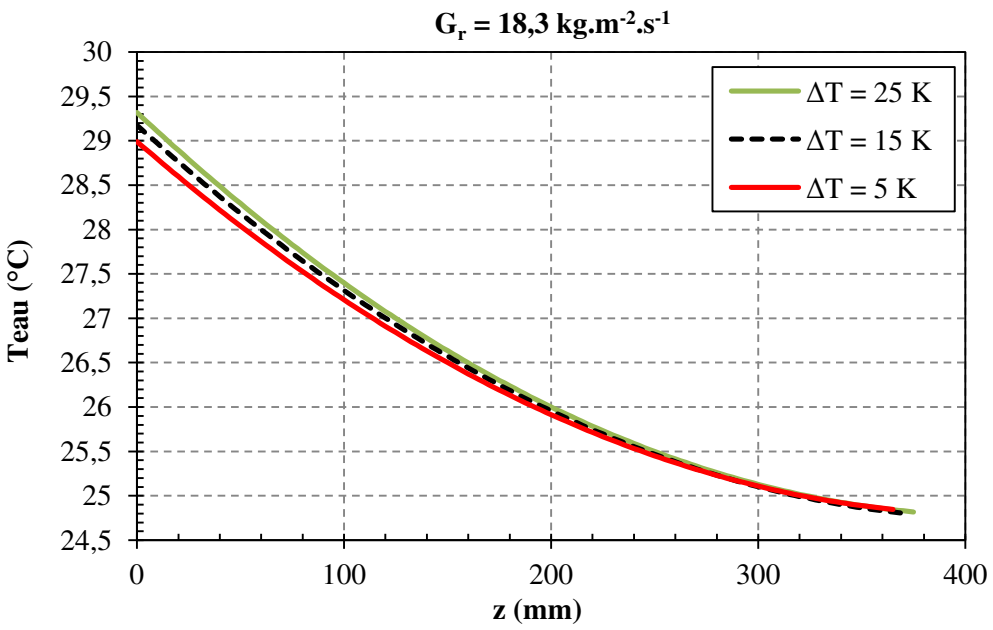


Figure 8.9 Variation du profil de température de l'eau en fonction de la position z pour différents niveaux de désurchauffe de la vapeur pour T_{sat} = 36,5°C et G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1}

pour tendre vers 0 à la fin de la zone diphasique. Cette augmentation de la densité de flux de chaleur avec la surchauffe s'accompagne d'une diminution de l'écart de température entre le fluide à saturation et la paroi (**Figure 8.11**). Cela indique une amélioration des transferts thermiques entre le pentane et l'eau. Un autre résultat important se déduit des **Figures 8.10** et **8.11,** c'est que la condensation ne se déroule pas à une densité de flux de chaleur constante ni à une température de paroi constante. En effet pour ce flux massique $q_{désur_cond}$ varie d'un rapport de 7 à 8 entre l'entrée et la sortie de la zone de condensation. De plus, (T_{sat} - T_{paroi}) varie entre 2 et 9 K le long de la zone de condensation, sachant que le glissement de T_{sat} le long de la zone diphasique est de l'ordre de 2 K, ce qui implique que la température de la paroi n'est pas constante.

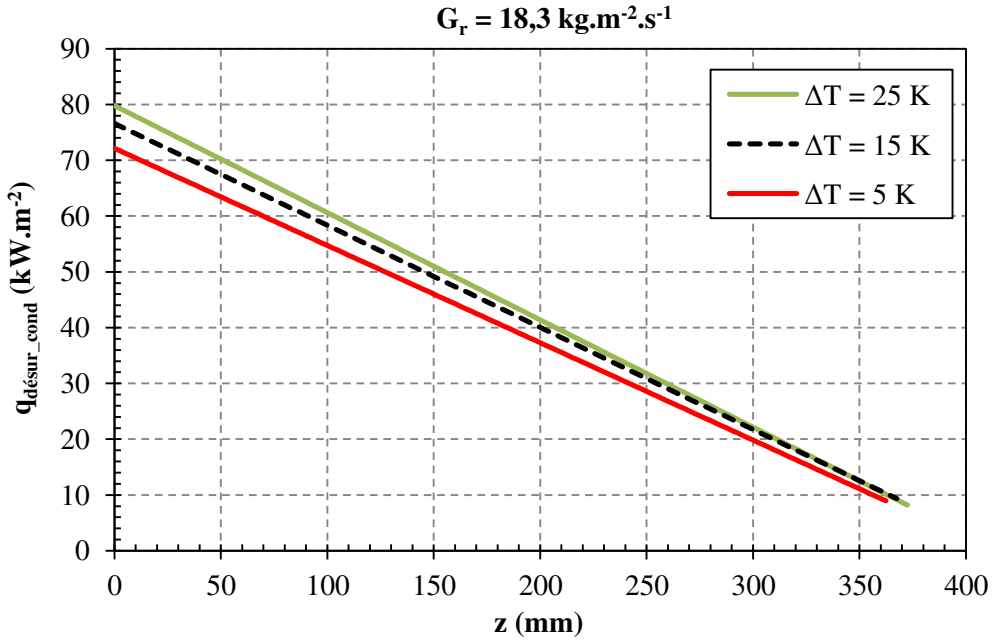


Figure 8.10 Variation du profil de la densité de flux de chaleur en fonction de la position z pour différents niveaux de désurchauffe pour T_{sat} = 36,5°C et G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1}

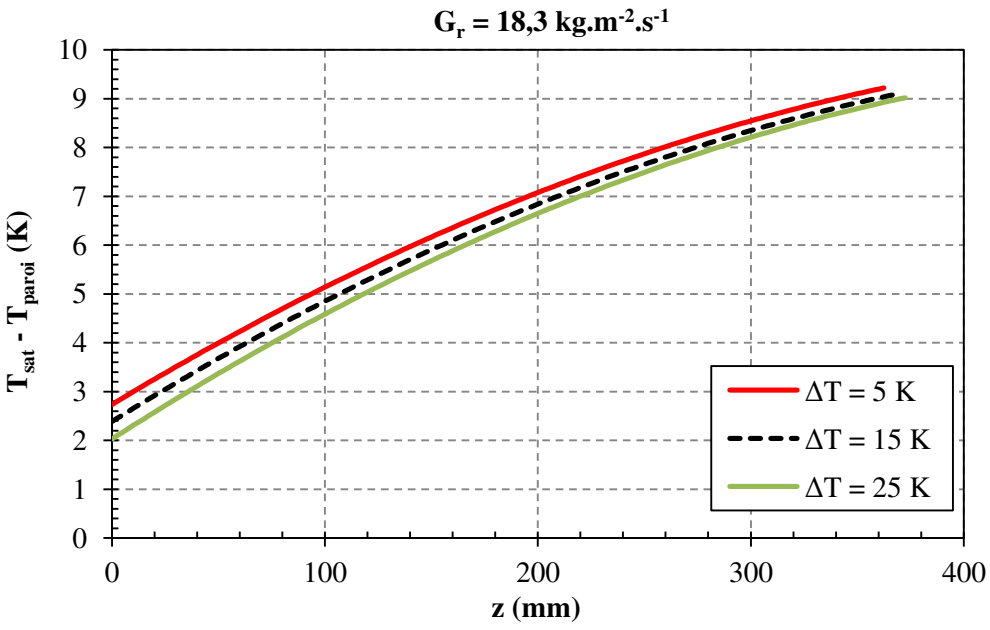


Figure 8.11 Variation du profil de l'écart de températures entre les conditions de saturation et la paroi en fonction de la position z pour différents niveaux de désurchauffe, pour T_{sat} = 36,5°C et G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1}

L'évolution de $q_{désur_cond}$ et de (T_{sat} - T_{paroi}) ne sont pas les mêmes pour tous les flux massiques. Pour G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1}, les résultats de la variation de $q_{désur_cond}$ sont présentés sur la **Figure 8.12**. On peut noter que la surchauffe de la vapeur tend à réduire les flux thermiques dans la zone d'entrée, et intensifier le transfert de chaleur dans la seconde moitié de l'échangeur, entrainant une meilleure répartition du flux de chaleur. Cette diminution de $q_{désur_cond}$ est la résultante d'une diminution importante de (T_{sat} - T_{paroi}) en entrée de canal (z = 0) qui atteint 40 % (de 1 à 0,6 K) pour une désurchauffe de 25 K (**Figure 8.13**). Un faible écart de température (T_{sat} - T_{paroi}) induit une réduction du taux de condensation.

En ce qui concerne le coefficient d'échange de chaleur local en présence de la vapeur

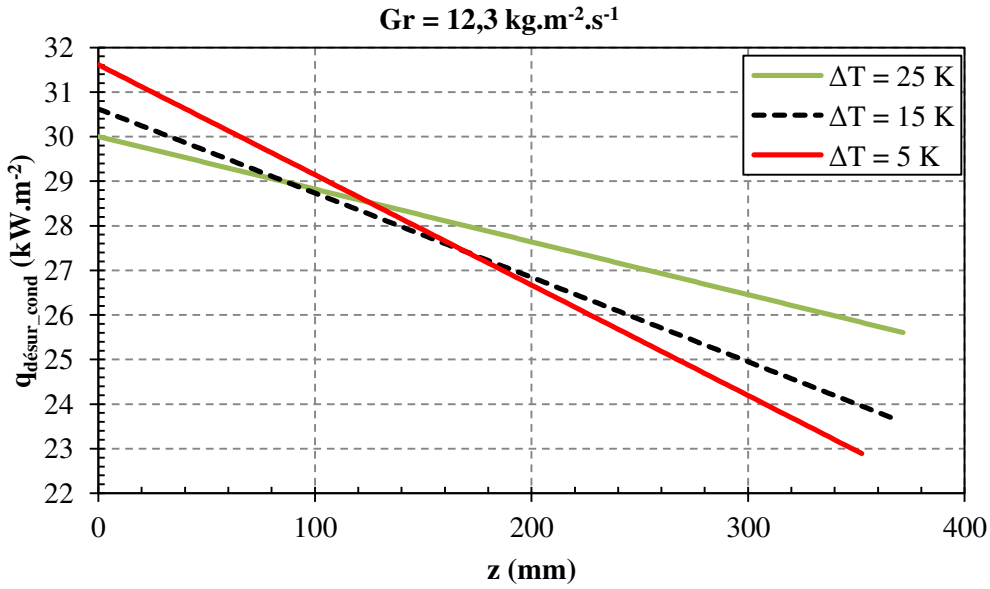


Figure 8.12 Variation du profil de la densité de flux de chaleur en fonction de la position z pour différents niveaux de désurchauffe pour T_{sat} = 36,5°C et G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1}

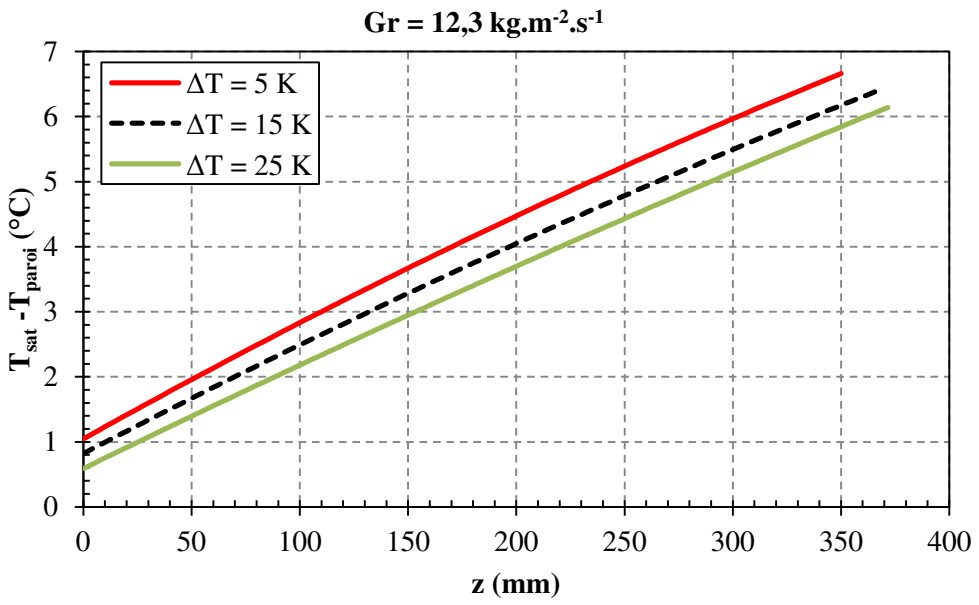


Figure 8.13 Variation du profil de l'écart de températures entre les conditions de saturation et la paroi en fonction de la position z pour différents niveaux de désurchauffe, pour T_{sat} = 36,5°C et G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1}

surchauffée, il est calculé en incluant les phénomènes de condensation et de désurchauffe de la vapeur. Il est défini par rapport à la référence de la température de saturation et se déduit alors des mesures et des calculs à partir de l'expression suivante :

$$h_{désur_cond}(z) = \frac{q_{désur_cond}(z)}{\left(\bar{T}_{sat,k/k+1} - \bar{T}_{p,k/k+1}\right)} = \frac{\dot{m}_{eau} \cdot c_{p,eau} \cdot \left(T_{eau,k} - T_{eau,k+1}\right)}{\left(\bar{T}_{sat,k/k+1} - \bar{T}_{p,k/k+1}\right)} \tag{8.6}$$

On relève que le calcul du coefficient $h_{désur_cond}(z)$ est indépendant du modèle de désurchauffe de la vapeur.

L'influence de la surchauffe de la vapeur sur le coefficient d'échange local, $h_{désur_cond}(z)$, est présentée sur la **Figure 8.14** pour G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1}. La forme du profil de $h_{desur,cond}(z)$ suivant z est peu influencé avec la surchauffe de la vapeur, mais on note une accentuation de l'intensification du coefficient d'échange de chaleur local avec la désurchauffe de la vapeur dans la zone d'entrée du condenseur. Dans cette zone, l'intensification des échanges thermiques atteint une valeur maximale de 44 %, pour une désurchauffe de 25 K par rapport à 5K. A savoir que cette intensification peut atteindre 67 % pour le plus faible flux massique. Pour une position supérieure à 150 mm, l'effet de la désurchauffe sur le coefficient d'échange devient négligeable. Ce type de variation du coefficient d'échange de chaleur local a été obtenu pour tous les flux massiques, malgré la diminution, dans quelques cas, de $q_{désur_cond}$ (**Figure 8.12**). Cela s'explique par une réduction plus significative de (T_{sat} - T_{paroi}) tout en ayant des valeurs proches de zéro (**Figure 8.13**). Cette combinaison induit finalement une augmentation de $h_{désur_cond}$.

D'après les résultats obtenus pour les différents flux massiques, on note que la zone intégrant le phénomène de désurchauffe est localisée majoritairement dans la zone de non-homogénéité de distribution de fluide (z ≤ 120 mm). La surchauffe de la vapeur améliore t'elle préférablement la distribution du fluide ou agit-elle directement sur les transferts de

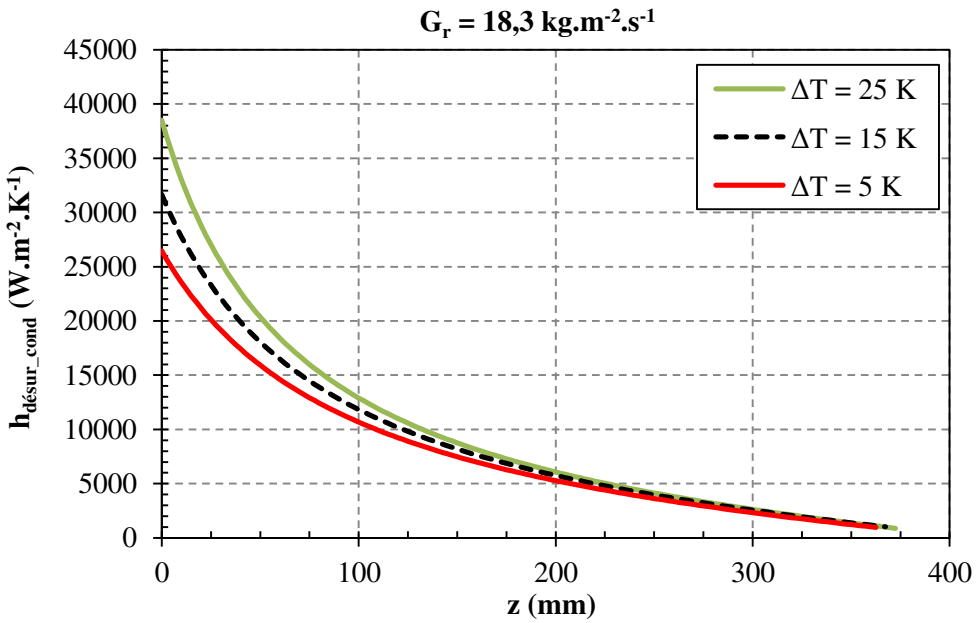


Figure 8.14 Variation du coefficient d'échange total local en fonction de la position z pour différents niveaux de désurchauffe de la vapeur, pour T_{sat} = 36,5°C et G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1}

chaleur par les frottements interfaciaux entre les phases liquide et vapeur ? Une question légitime se pose alors quant à savoir si l'effet de la désurchauffe sur les transferts de chaleur serait similaire pour un écoulement homogène dès l'entrée du canal.

8.2.3. Comparaison des caractéristiques thermiques moyennes du condenseur entre les approches globale et locale

Le coefficient d'échange moyen sur la zone (A+B) est obtenu en intégrant le profil $h_{désur_cond}(z)$ sur la longueur diphasique mesurée à partir des visualisations infrarouge de la face côté pentane.

Les comparaisons des résultats de $\bar{h}_{désur_cond}$ obtenus par les méthodes globale (DTLM) et locale (intégrale), pour divers flux massiques sont présentées respectivement sur les **Figures 8.15** et **8.16** pour respectivement deux surchauffes de la vapeur, 15 K et 25 K. Cette comparaison indiquent une allure similaire de $\bar{h}_{désur_cond}$ avec le flux massique, mais avec une sous-estimation de l'approche DTLM par rapport à l'approche locale, avec des écarts relatifs moyens entre modèles de 17 et 20 % pour des désurchauffes de 15 et 25 K, respectivement. Un écart relatif de 15 % sur $\bar{h}_{désur_cond}$ entre les approches globale et locale a été déterminé pour les conditions de saturations. Ainsi, on peut noter que l'écart relatif sur $\bar{h}_{désur_cond}$ entre les approches globale et locale augmente légèrement avec la surchauffe de la vapeur.

Si le modèle de désurchauffe de la vapeur n'influence pas les valeurs moyennes des coefficients d'échanges de chaleur, qu'en est-il de son influence sur les caractéristiques thermo-hydrauliques locales, telles que le profil de température de la vapeur, la variation du titre de vapeur et la variation du coefficient d'échange de chaleur diphasique ?

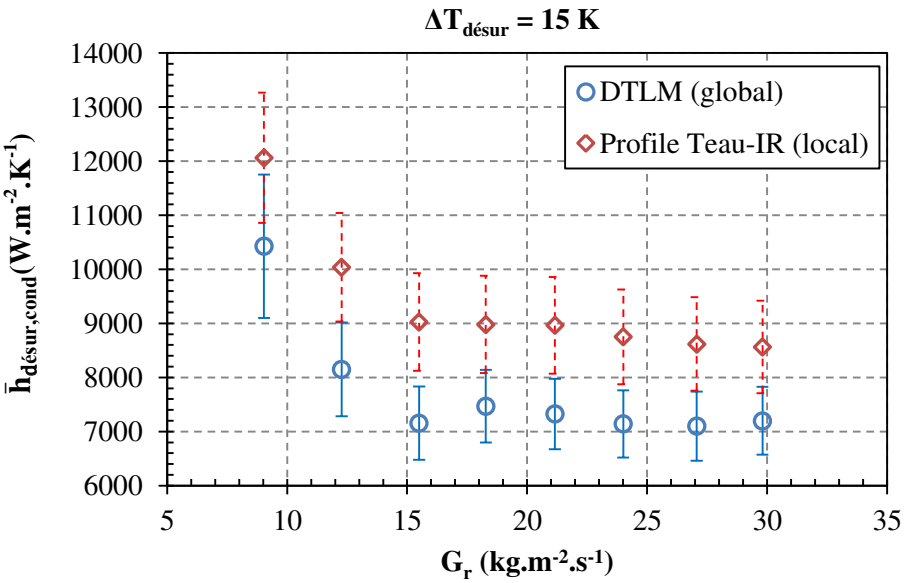


Figure 8.15 Variation du coefficient d'échange moyen total de changement de phase en fonction du flux massique. Comparaison entre les résultats déterminés par la méthode DTLM et ceux obtenus à partir du profil local pour T_{sat} =36,5°C et ΔT_{sur} = 15K

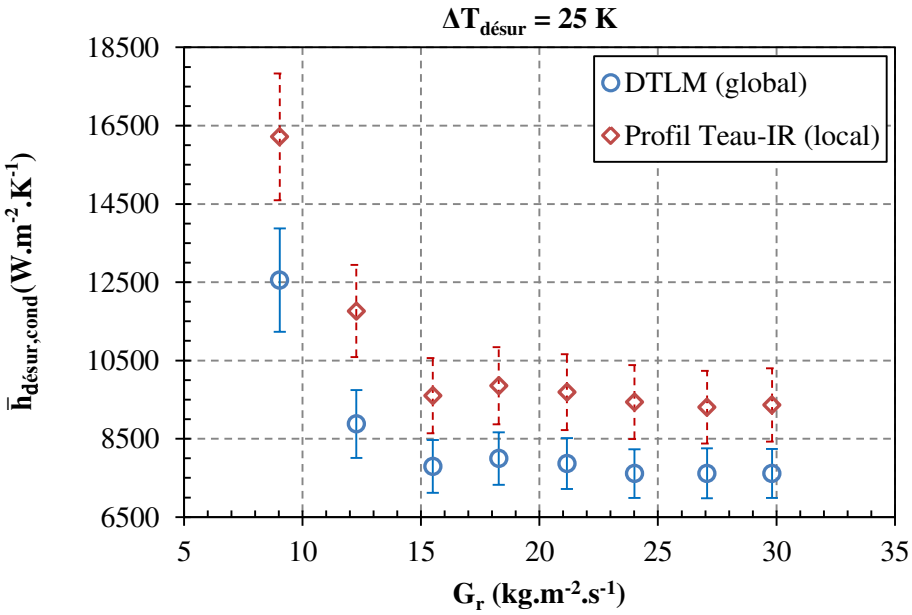


Figure 8.16 Variation du coefficient d'échange moyen total de changement de phase en fonction du flux massique. Comparaison entre les résultats déterminés par la méthode DTLM et ceux obtenus à partir du profil local pour T_{sat} =36,5°C et ΔT_{sur} = 25K

8.2.4. Influence du modèle de désurchauffe de la vapeur sur les caractéristiques thermo-hydrauliques locales

Dans ce paragraphe, il s'agit d'étudier la validité du modèle de Webb (1998), établi pour la condensation avec surchauffe de la vapeur dans des tubes, au cas des échangeurs à plaques. Dans ce paragraphe, on propose également d'autres modèles de désurchauffe afin de mettre en évidence des mécanismes probables d'intensification du transfert de chaleur.

A. Présentation des modèles de désurchauffe de la vapeur

Trois modèles de désurchauffe de la vapeur sont étudiés :

1) modèle « h_vapeur » : il s'agit du modèle de (Webb, 1998) pour lequel la désurchauffe de la vapeur s'effectue par échanges convectifs entre la vapeur surchauffée et l'interface liquide-vapeur à saturation. Le coefficient d'échange convectif est déterminé par la corrélation établie pour les écoulements monophasiques, avec un nombre de Reynolds pour l'écoulement vapeur dépendant du titre de vapeur, et un diamètre hydraulique équivalent égal à celui de la géométrie totalement occupée par la vapeur.

2) modèle « Désurchauffe » : il s'agit d'un modèle qui dissocie les mécanismes de désurchauffe de la vapeur et la condensation. Dans cette configuration, la condensation ne se forme à la paroi que lorsque la température de la vapeur surchauffée devient égale à la température de saturation, et ce, indépendamment de la température de la paroi. Cela spécifie que, dans la zone de désurchauffe de la vapeur, la température de la paroi peut-être inférieure à celle de la saturation du pentane sans pour autant y avoir formation de condensat à la paroi. Avec ce modèle de désurchauffe, le titre de vapeur est fixé à 1 tant que $T_v > T_{sat}$, et la variable calculée est le coefficient d'échanges convectifs pour satisfaire le bilan de conservation d'énergie, tel que :

$$q_{désur_cond} = \dot{m}_{eau} \cdot c_{p,eau} \cdot \left(T_{eau,k} - T_{eau,k+1}\right) = h_{v,désur} \cdot \left(\bar{T}_{v,k/k+1} - \bar{T}_{paroi,k/k+1}\right) \qquad (8.7)$$

3) modèle « 3*h_vapeur » : le 3ème modèle est équivalent à celui du modèle de (Webb, 1998) mais en intensifiant les échanges convectifs pour la vapeur par un facteur 3. Le facteur 3 correspond au ratio entre $h_{v,désur}$(Eq. 8.7) en z = 0 et h_{vapeur} déduit de la corrélation en écoulement monophasique. L'intensification des échanges convectifs peut être due à l'interaction entre la vapeur et le condensat, déstabilisant l'interface liquide/vapeur pour induire un arrachement de gouttelettes.

Concernant les modèles « Désurchauffe » et « 3*h_vapeur », pour avoir une désurchauffe de la vapeur intensifiée par rapport au transfert convectif monophasique vapeur, la vapeur doit être refroidie au cœur avec un entrainement/arrachement du condensat au cœur du canal. Ainsi on se rapproche d'un écoulement homogène ou brouillard assurant une condensation et une évaporation simultanées pour désurchauffer la vapeur.

B. Résultats

L'effet de ces trois variantes sur le profil de température de la vapeur le long de l'échangeur est présenté sur la **Figure 8.17** pour un flux massique de 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et une désurchauffe de 25 K. Des profils similaires pour T_v sont observés pour d'autres conditions de flux massiques et de surchauffe vapeur. Avec le modèle de désurchauffe « h_vapeur » proposé par Webb (1998), la désurchauffe de la vapeur n'est réellement effective qu'à partir de z ≈ 280 mm (z* > 0,8). Cette longueur se réduit à z ≈ 110 mm (z* = 0,3) pour le modèle « 3*h_vapeur » et à z ≈ 20 mm (z* = 0,06) pour le modèle « Désurchauffe ».

A partir des profils de température de la **Figure 8.4**, on peut noter que la température de la paroi « côté pentane » est supérieure à la température de saturation pour z inférieur à 60 ou 80 mm, ce qui laisse présager que la température de la vapeur est encore surchauffée dans cette

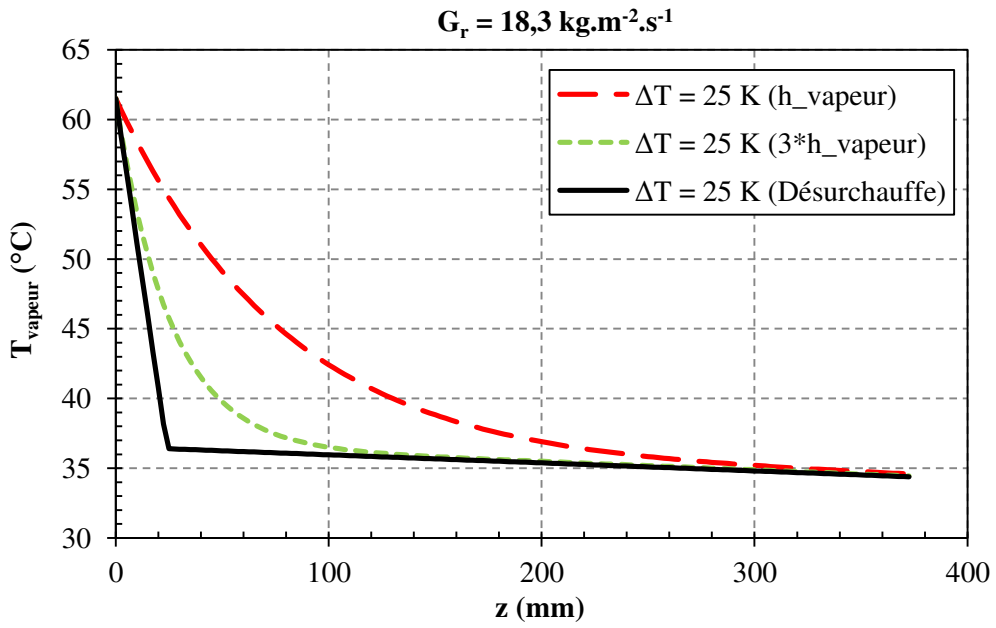


Figure 8.17 Variation de la température de la vapeur surchauffée en fonction de la position z pour différents modèles de désurchauffe de la vapeur pour T_{sat} = 36,5°C, G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et ΔT_{sur} = 25K

région. Cependant, il est difficile de valider le modèle de désurchauffe de la vapeur en raison de la dissymétrie de la configuration d'entrée qui complexifie très fortement l'analyse. Cependant, on peut raisonnablement écarter le modèle « h_vapeur », établi pour les configurations d'écoulement dans les tubes, et pour lesquelles les effets de cisaillement entre les écoulements liquide et vapeur sont faibles par rapport à ceux induits dans notre géométrie d'écoulement tridimensionnelle.

Ainsi, les modèles « h_vapeur » et « Désurchauffe » représentent les deux cas extrêmes de la désurchauffe de la vapeur. La désurchauffe réelle se situe plus vraisemblablement entre les modèles « 3*h_vapeur » et « Désurchauffe ».

La **Figure 8.18** présente la valeur des coefficients d'échanges thermiques des divers modèles de désurchauffe de la vapeur dans la zone d'entrée du condenseur. Ces valeurs sont comparées au coefficient d'échange de condensation avec désurchauffe « $h_{désur_cond}$ », calculé à partir de l'Eq. (8.6). Les coefficients d'échanges thermiques sont faibles au regard de $h_{désur_cond}$. Si la part de chaleur sensible dans le bilan local est relativement faible pour le modèle « h_vapeur », cette part est significative pour « 3*h_vapeur », avec un coefficient d'échanges thermiques compensé par une forte variation de température de la vapeur. Concernant le coefficient d'échanges thermiques pour le modèle « Désurchauffe », modèle qui n'induit qu'une désurchauffe de la vapeur (sans condensation), la valeur du coefficient d'échanges thermiques devient similaire à celle de $h_{désur_cond}$ pour z = 22 mm. Avec des valeurs du coefficient d'échanges thermiques pour le profil « Désurchauffe » qui sont supérieures à 20 000 W.m^{-2}.K^{-1}, il semble évident que les échanges de chaleur ne se limite pas aux transferts convectifs. Cela implique que la désurchauffe dans cette zone ne peut se faire qu'en présence de la condensation et de l'entrainement du liquide au cœur de l'écoulement de vapeur.

D'après les résultats relevés pour les différents flux massiques, la plus grande distance obtenue pour désurchauffer la vapeur avec le profil « Désurchauffe » est de 70 mm, pour G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1} et ΔT_{sur} = 25 K. La faible distance de désurchauffe pour les forts flux massiques est difficilement acceptable, surtout que la vitesse de la vapeur dans l'échangeur peut atteindre, pour ces forts flux massiques et pour les fortes désurchauffes, 10 m/s. Il est vrai que

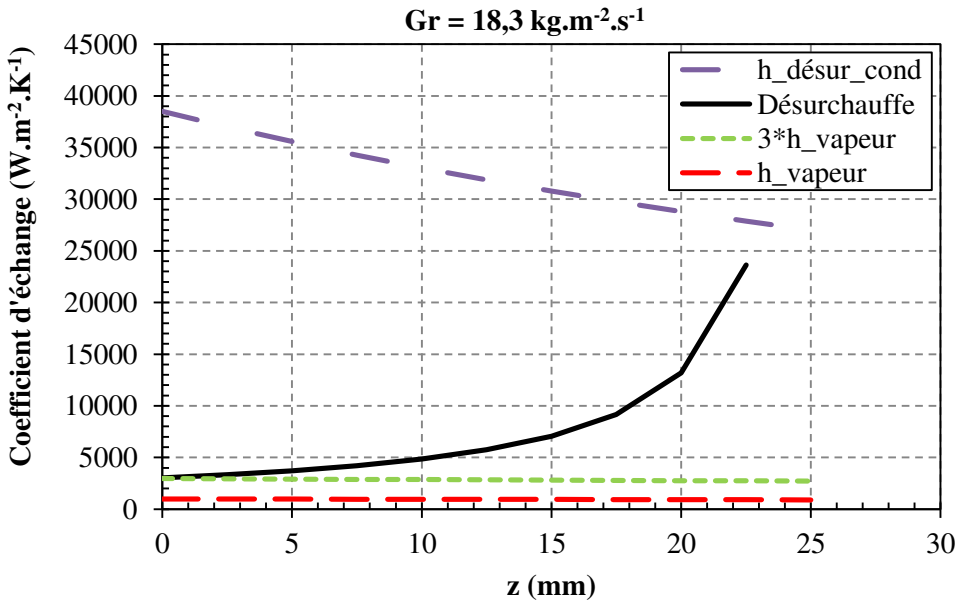


Figure 8.18 Variation du coefficient d'échange de chaleur de la vapeur en fonction de la position z pour différents modèles de désurchauffe. Comparaison avec le coefficient d'échange de chaleur diphasique pour T_{sat} = 36,5°C, G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et ΔT_{sur} = 25K

pour ces vitesses, le cisaillement entre les écoulements liquide et vapeur est très important, mais l'écart de température $T_{sat} - T_{paroi}$ ne dépasse pas 6 K dans la zone d'entrée. Ainsi, il parait difficile de désurchauffer la vapeur sur une très courte distance.

L'hypothèse de désurchauffer la vapeur par transfert convectif monophasique (sans condensation à la paroi) a été écartée. En effet, la longueur de désurchauffe pour ce mode et l'analyse du profil de densité de flux (calculé à partir de la distribution de température de l'eau) montre que le rapport entre puissance thermique récupérée par l'eau et puissance sensible lié à la désurchauffe varie de 2.6 à 4 avec le flux massique et pour ΔT_{sur} = 25 K. Par conséquent, la désurchauffe de la vapeur a lieu simultanément avec la condensation. On précise que pour nos conditions opératoires, la température de la paroi est toujours inférieure à la température de saturation, d'après l'analyse de nos résultats expérimentaux.

L'influence du modèle de désurchauffe sur le profil de variation du titre massique de la vapeur est présentée sur la **Figure 8.19**. Sur cette figure, on peut noter que l'effet du modèle de désurchauffe devient négligeable pour une position z ~ 110 mm (z^* > 0,3).

En développant le modèle de Webb (1998), le coefficient d'échange diphasique avec surchauffe de la vapeur se déduit du bilan local de conservation du flux de chaleur, tel que :

$$\dot{q}_{sur_cond,Webb}(z) = \dot{q}_{cond_sat}(z) + \dot{q}_{sensible_vapeur}(z) \tag{8.8}$$

En se référant par rapport à la température de saturation, l'équation. (8.8) peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} h_{désur_cond,Webb}(z) \,.\, \left(T_{sat} - T_p\right)_{(z)} \\ = h_{cond_sat}(z) \,.\, \left(T_{sat} - T_p\right)_{(z)} + h_{v_sur}(z) . \left(T_v - T_{sat}\right)_{(z)} \end{aligned} \tag{8.9}$$

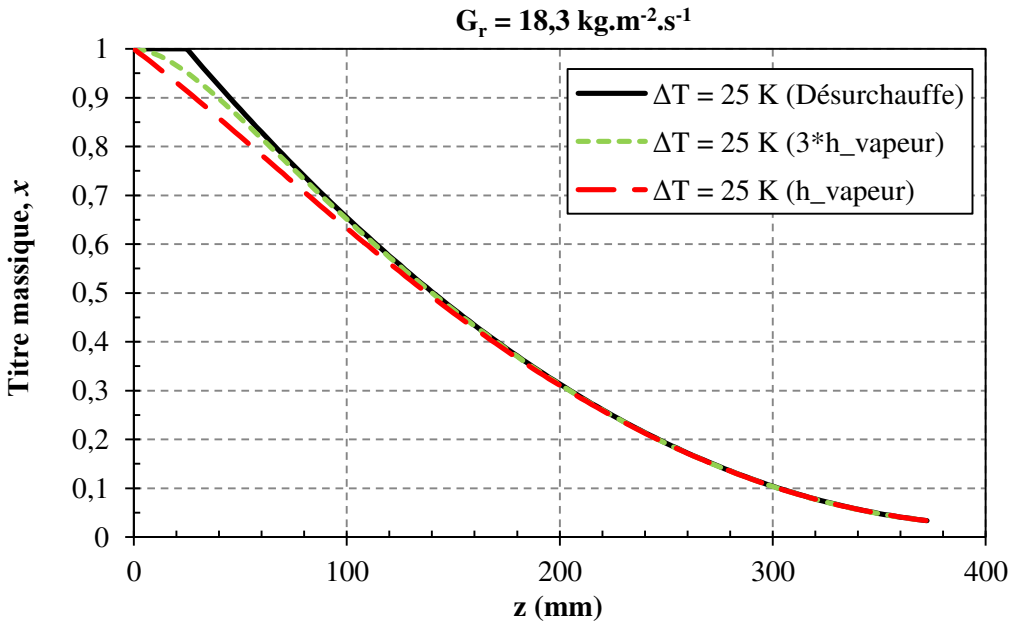


Figure 8.19 Variation du titre massique en fonction de la position adimensionnée z^* pour différents modèles de désurchauffe de la vapeur pour, T_{sat} = 36,5°C, G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et ΔT_{sur} = 25K

Ainsi, en divisant l'équation (8.9) par $\left(T_{sat} - T_p\right)_{(z)}$, et par identification avec les termes des Eqs. (8.4) et (8.5), on retrouve l'équation de (Webb, 1998) :

$$h_{désur_cond,Webb}(z) = h_{cond_sat}(z) + F(z).\left(h_{vapeur}(z) + \frac{\dot{m}_r.\Delta x(z).cp_{vapeur}(z)}{dA(z)}\right) \quad (8.10)$$

où $F(z) = \frac{(T_v - T_{sat})_{(z)}}{(T_{sat} - T_p)_{(z)}}$. Le premier terme du membre de droite correspond au coefficient d'échange en condensation obtenu dans les conditions de saturation, et intègre les termes de condensation et de sous-refroidissement du liquide de l'équation (8.4). (Webb, 1998) s'appuie sur la corrélation développée par (Shah, 1979) pour la condensation convective en conduite cylindrique. La corrélation de (Shah, 1979) est exprimée en fonction du titre de vapeur x. Le second terme du membre de droite de l'équation (8.10) représente le coefficient d'échange relatif à la désurchauffe de la vapeur. Sous cette forme, ce 2ème terme constitue la part d'intensification des transferts thermiques entre la condensation à saturation et celle avec surchauffe de la vapeur.

Ainsi :

$$h_{v_sur}(z) = F(z).\left(h_{vapeur}(z) + \frac{\dot{m}_r.\Delta x(z).Cp_{vapeur}(z)}{dA(z)}\right) \quad (8.11)$$

et

$$h_{cond_sat}(z) = \frac{\dot{m}_r.\Delta x(z).\left(L_v + c_{p_l}\left(T_{sat,k} - \bar{T}_{l,k}\right)\right) + (1 - x_{k+1}).\dot{m}_r.c_{p,l}.\left(\bar{T}_{l,k} - \bar{T}_{l,k+1}\right)}{(T_{sat} - T_p)_{(z)}} \quad (8.12)$$

Dans cette formulation, le coefficient d'échange de condensation est dépendant de la procédure de désurchauffe, puisqu'il dépend du profil de variation du titre de vapeur, et par conséquent du modèle de désurchauffe de la vapeur. L'influence du modèle de désurchauffe de la vapeur sur la variation de $h_{cond,sat}(z)$ pour G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et ΔT_{sur} = 25 K est présentée sur la **Figure 8.20**.

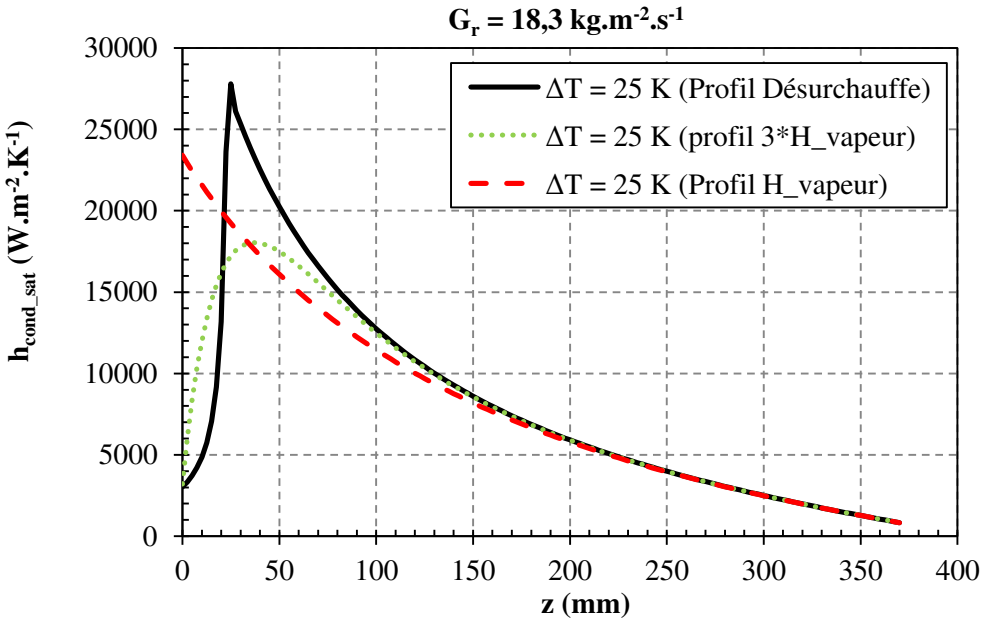


Figure 8.20 Variation du coefficient d'échange de chaleur diphasique local à saturation en fonction de la position z pour différents modèles de désurchauffe pour T_{sat} = 36,5°C, G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et ΔT_{sur} = 25K

La courbe correspondante au « profil h_vapeur » est celle relative à l'hypothèse de (Webb, 1998) avec une désurchauffe de la vapeur uniquement par convection forcée. Pour cette hypothèse, $h_{cond,sat}(z)$ est maximum à l'entrée du condenseur. On rappelle ici que la température de la paroi est inférieure à celle de saturation du pentane ce qui implique la formation de condensat dès l'abscisse z = 0. Pour les modèles « profil 3*h_vapeur » et « profil Désurchauffe », le coefficient d'échange de condensation augmente rapidement dans la zone d'entrée pour atteindre un maximum autour de z = 30-40 mm, avec des valeurs respectives de 18 000 W.m^{-2}.K^{-1} et 28 000 W.m^{-2}.K^{-1}. Si l'influence du modèle de désurchauffe a une influence significative sur la distribution des échanges en condensation, cette influence est par contre assez peu sensible sur la valeur du coefficient d'échange moyen de condensation, intégré sur toute la longueur diphasique, avec un écart relatif de 4 % par rapport au résultat du modèle « h_vapeur ». Par rapport à l'analyse effectuée précédemment, le vrai profil de $h_{cond_sat}(z)$ est probablement situé entre ceux des modèles « Profil_désurchauffe » et « Profil 3*h_vapeur ».

L'étude de l'effet du modèle de désurchauffe sur le profil de $h_{cond_sat}(z)$ pour les faibles flux massiques présente des comportements et des tendances similaires à ceux présentés sur la **Figure 8.20**.

8.2.5. Influence de la désurchauffe de la vapeur sur les caractéristiques thermo-hydrauliques locales

Après avoir analysé l'influence du modèle de désurchauffe de la vapeur sur les caractéristiques thermo-hydrauliques locales dans le paragraphe précédent, nous présentons, dans cette partie, l'influence de valeur de la surchauffe de la vapeur sur ces caractéristiques pour un modèle de désurchauffe. Le modèle de désurchauffe sélectionnée dans cette étude est le modèle « 3*h_vapeur », qui semble assez représentatif de nos conditions expérimentales. Les résultats sont présentés pour deux flux massiques, G_r = 12,3 et 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1}.

A. Caractéristiques thermiques locales

L'influence de la surchauffe de la vapeur sur le profil de distribution du titre de vapeur, x, est présentée sur les **Figures 8.21** et **8.22** pour G_r = 12,3 et 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1}, respectivement. Les deux figures montrent une augmentation du titre de vapeur (réduction de la condensation) avec la désurchauffe. On peut noter que la surface de la zone « condensation+desurchauffe » a augmenté légèrement avec l'augmentation de la désurchauffe mais la variation du profil du

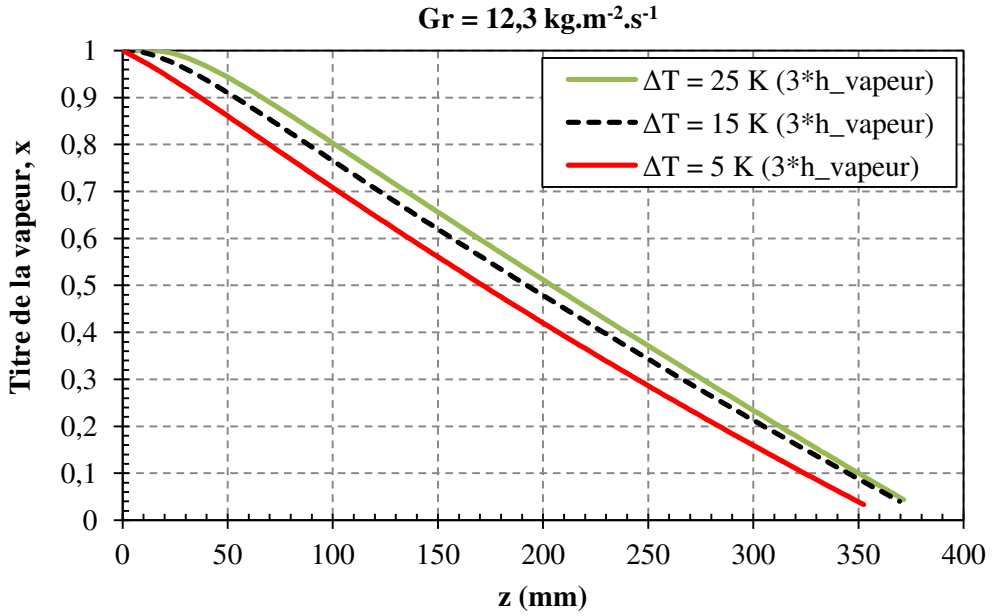


Figure 8.21 Variation du titre massique de la vapeur en fonction de la position z pour différents niveaux de désurchauffe pour T_{sat} = 36,5°C, G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et le modèle « 3*h_vapeur »

titre est plus importante en particulier à 25 K de désurchauffe. Cela est la conséquence d'une augmentation de la température de la paroi suite à une augmentation de la puissance à évacuer. L'augmentation de la température de la paroi réduit le taux de condensation et ainsi modifie la distribution du condensat sur la géométrie tridimensionnelle de la plaque. La réduction du taux de condensation implique une diminution du film liquide à la paroi et par suite une diminution de la résistance thermique. Couplant à cet effet, la diminution de l'écart de température entre les conditions de saturation et la paroi, le résultat est une augmentation du coefficient d'échange diphasique local comme montre la **Figure 8.14**.

L'influence de la surchauffe de la vapeur sur le profil de distribution du coefficient d'échange de condensation incluant la désurchauffe, $h_{désur_cond}$, en fonction du titre de vapeur, est présenté sur les **Figures 8.23** et **8.24** pour G_r = 12,3 et 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1}, respectivement.

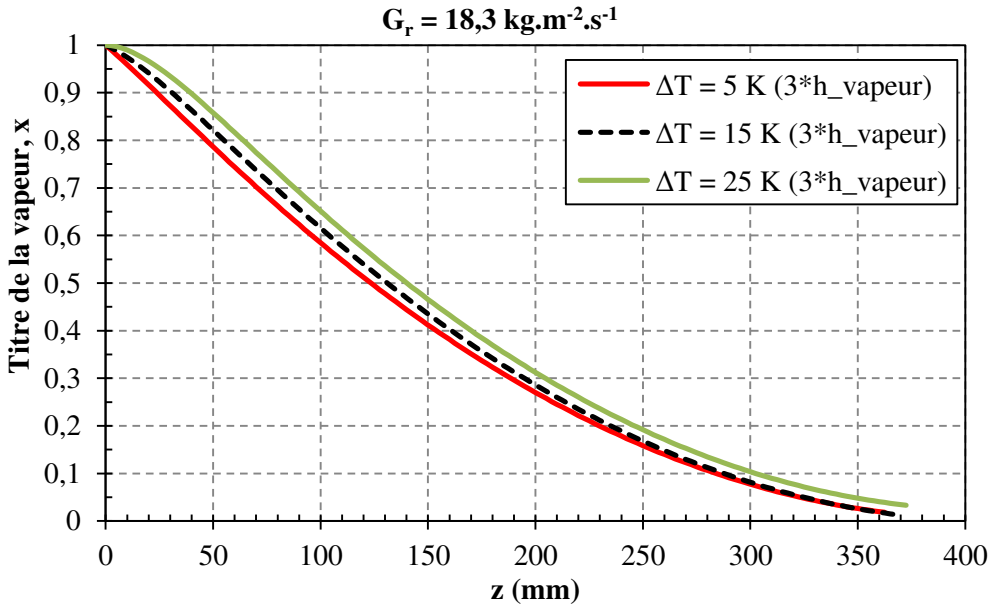


Figure 8.22 Variation du titre massique de la vapeur en fonction de la position z pour différents niveaux de désurchauffe pour T_{sat} = 36,5°C, G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et le modèle « 3*h_vapeur »

Sur la **Figure 8.23**, on peut distinguer que $h_{désur_{cond}}(x)$ est très peu sensible à la surchauffe de la vapeur pour les faibles flux massiques, alors que les résultats de $h_{désur_{cond}}(z)$ sont plus fortement influencé par la désurchauffe. Ces profils sont les résultats du modèle de désurchauffe qui a une influence sur les profils du titre massique de vapeur. Pour G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1}, et ΔT_{sur} = 25 K, le titre massique est égale à 1 sur une distance de 20 mm (**Figure 8.21**), avec des valeurs pour $h_{désur_cond}$ qui dépassent 40 000 W.m^{-2}.K^{-1}. Ainsi, cet effet n'est pas visible sur la **Figure 8.23**. Cela implique que le début de la condensation dans l'échangeur n'est pas précisément connu. Pour les plus forts flux massiques, G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1}, et à titre massique donnée (**Figure 8.24**), la surchauffe de la vapeur entraine une augmentation de $h_{désu_cond}(x)$ sur une plage de titre

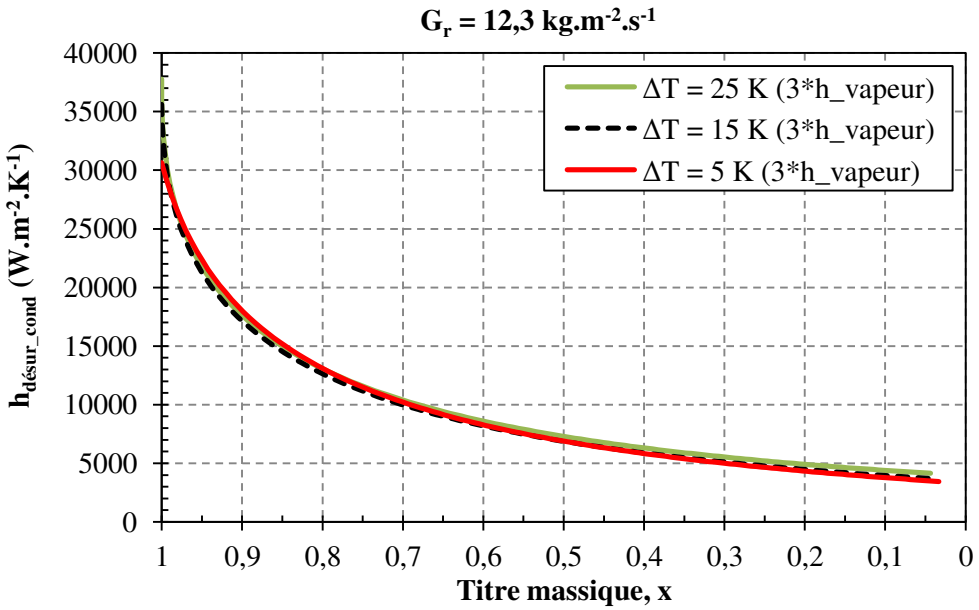


Figure 8.23 Variation du coefficient d'échange de chaleur (désur_cond) en fonction du titre massique de la vapeur pour différents niveaux de désurchauffe pour T_{sat} = 36,5°C, G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et le modèle « 3*h_vapeur »

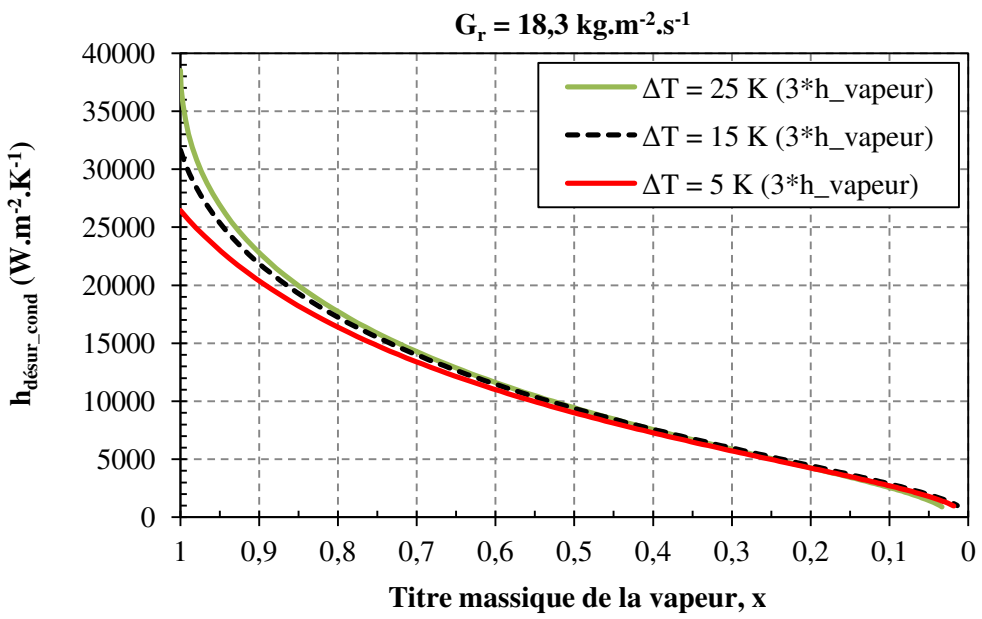


Figure 8.24 Variation du coefficient d'échange de chaleur (cond_desur) en fonction du titre massique de la vapeur pour différents niveaux de désurchauffe pour T_{sat} = 36,5°C, G_r = 18,3 kg.m^{-2}.s^{-1} et le modèle « 3*h_vapeur »

comprise entre 0,7 et 1. Pour x < 0,7, l'effet de la désurchauffe devient négligeable.
A rappeler que le coefficient d'échange de chaleur moyen $\bar{h}_{désur_cond}$ augmente avec l'augmentation de la désurchauffe pour tous les flux massiques. Ainsi la variation que nous trouvons de $h_{désur_cond}$ en fonction du titre de la vapeur est relié au modèle de désurchauffe. En traçant les mêmes résultats de $h_{désur_cond}$ pour le modele de « h_vapeur », les distributions sont différentes (majoritairement en entrée) mais cela n'a pas d'effet sur les valeurs du coefficient d'échange de chaleur.

L'influence de la surchauffe de la vapeur sur le profil de distribution du coefficient d'échange de condensation à saturation, $h_{cond_sat}(z)$, en fonction de la position verticale z et du titre massique x, est présenté respectivement sur les **Figures 8.25** et **8.26** pour G_r = 12,3

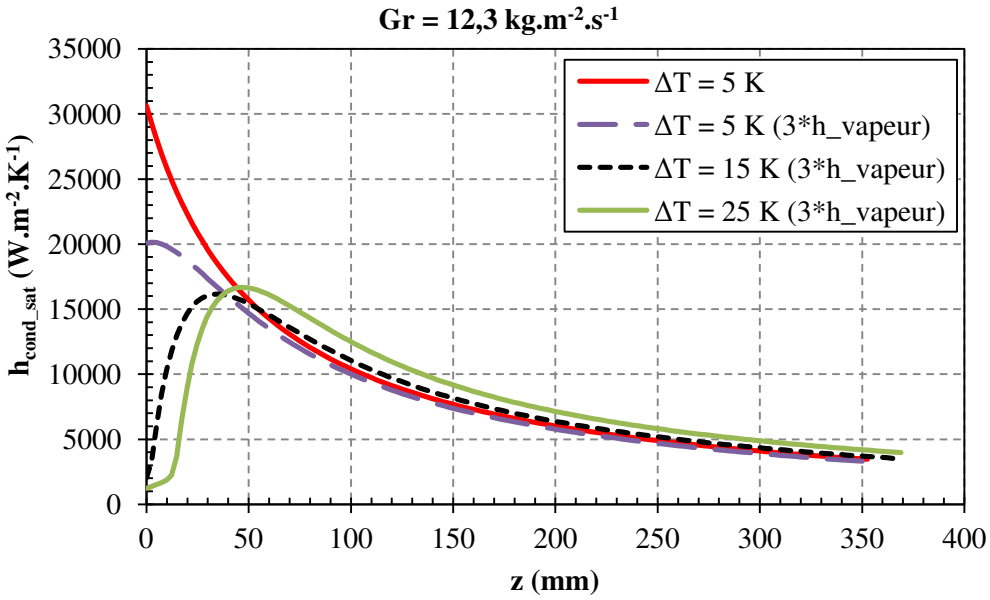


Figure 8.25 Variation coefficient d'échange de chaleur local à saturation, en fonction de la position z pour différents niveaux de désurchauffe, pour G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1}, T_{sat} = 36,5 °C et le profil « 3*h_vapeur »

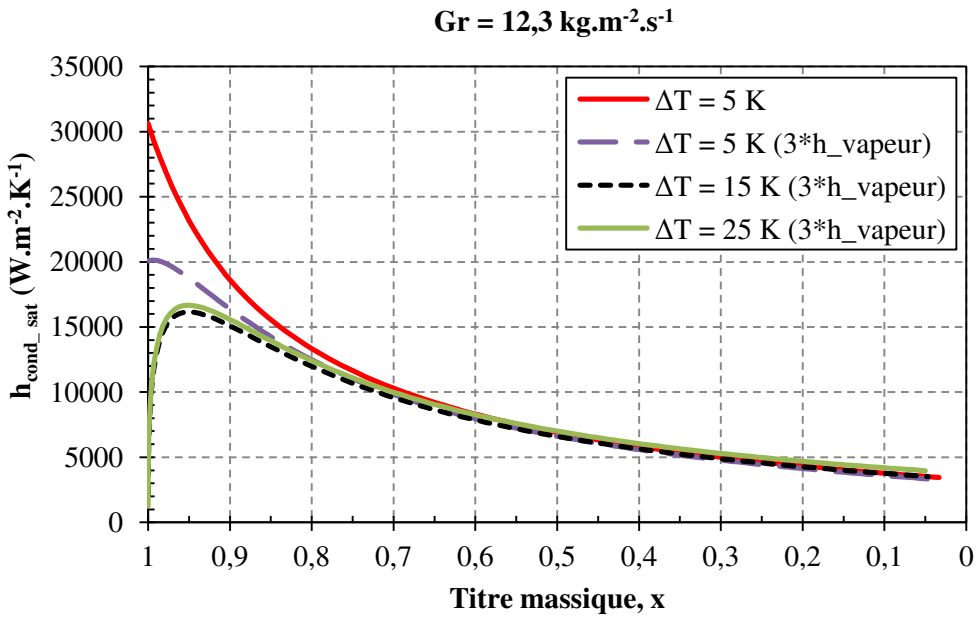


Figure 8.26 Variation coefficient d'échange de chaleur local à saturation, en fonction du titre massique de la vapeur pour différents niveaux de désurchauffe, pour G_r = 12,3 kg.m^{-2}.s^{-1}, T_{sat} = 36,5 °C et le profil « 3*h_vapeur »

kg.m^{-2}.s^{-1}. On a ajouté sur les figures le profil du coefficient d'échange h_{cond_sat} à 5 K de désurchauffe en considérant une désurchauffe de la vapeur selon le modèle « 3*h_vapeur ». A partir de la **Figure 8.25,** on peut déduire que, pour une désurchauffe vapeur supérieure à 5 K, les profils de $h_{cond_sat}(z)$ présentent des tendances similaires mais avec un décalage lié à la surface nécessaire pour désurchauffer la vapeur suivant le profil « 3*h_vapeur ». En traçant la variation de h_{cond_sat} en fonction du titre massique (**Figure 8.26**), ce décalage est compensé. En comparant les valeurs moyennes de $\bar{h}_{cond_sat}$ pour les 3 niveaux de désurchauffe, on obtient des valeurs similaires à ± 3 %. Cependant, l'écart relatif avec la valeur moyenne $\bar{h}_{désur_cond}$ $(5\,K)$ est de 9 %, ce qui indique qu'avec une faible désurchauffe, les transferts thermiques sont améliorés. Ces résultats nous indiquent donc que $h_{cond_sat}(x)$ est sensiblement influencé par la surchauffe de la vapeur pour les forts titres de vapeur (x > 0,7) et les faibles surchauffes de la vapeur. La surchauffe de la vapeur tend à dégrader le coefficient d'échange de condensation, qui peut s'expliquer par une forte diminution de la puissance de condensation avec la désurchauffe. Ce phénomène n'affecte plus le profil de $h_{cond_sat}(x)$ au-delà d'une valeur seuil de la surchauffe de la vapeur.

Les mêmes tendances de h_{cond_sat} en fonction de x et z sont obtenus pour les autres flux massiques, à l'exception de G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1}. Les résultats montrent que lorsque le flux massique augmente, le profil de h_{cond_sat} $(25\,K)$ en fonction de x est en dessous des autres profils pour x > 0,8. Ce qui implique qu'il est difficile de conclure qu'à partir d'un certain niveau de désurchauffe la condensation ne dépend que du titre de la vapeur. Cela est clairement identifié pour G_r = 9 kg.m^{-2}.s^{-1} où le comportement inverse est déduit, ainsi h_{cond_sat} $(25\,K)$ est au-dessus de tous les autres profils pour toute la plage du titre massique.

Ainsi, ces résultats précisent donc que le profil du coefficient d'échange de condensation h_{cond_sat} est influencé par la désurchauffe de la vapeur. Cette influence n'est pas pris en compte dans la théorie de (Webb, 1998), puisque l'expression de h_{cond_sat} provient de corrélations établies en condensation à saturation. Cette théorie n'est pas parfaitement applicable aux échangeurs à plaques.

Finalement, nous pouvons déduire que le modèle de désurchauffe de la vapeur a une influence sur les profils locaux des paramètres de condensation, et très peu sur leurs valeurs moyennes. Un modèle de désurchauffe, selon l'approche de (Webb, 1998) (profil « h_vapeur »), tend à diminuer très progressivement la température de la vapeur le long de la zone de condensation, ce qui parait peu réaliste dans une géométrie d'écoulement tridimensionnelle comme les échangeurs à plaques. Pour cette configuration, la désurchauffe de la vapeur se trouve entre deux cas extrêmes qui se présentent par deux profils : 1/ le premier est, selon l'approche de (Webb, 1998), une désurchauffe par transfert convectif monophasique entre la phase vapeur et le film de condensat, et 2/ le deuxième, « Profil désurchauffe », consiste en une désurchauffe au cœur de la phase vapeur en présence de condensation et évaporation simultanées. Pour pouvoir se positionner par rapport à ces deux mécanismes, une mesure de la température au cœur de l'écoulement de la vapeur est essentielle.

B. Caractéristiques hydrauliques

De la même manière que pour la condensation dans les conditions de saturation, les résultats moyens expérimentaux sur les pertes de pressions sont comparés avec ceux des modèles de la littérature, et plus particulièrement avec le modèle homogène ayant différentes formulations de la viscosité dynamique du mélange diphasique, et avec le modèle à phases séparées. Pour ce dernier, la corrélation de (Lockhart, et al., 1949) pour le calcul des pertes de pression par friction et le modèle de taux de vide de (Rouhani, et al., 1970) ont été sélectionnés suite aux analyses des résultats du chapitre 7. En se basant sur les résultats du chapitre 7, le choix du modèle de taux de vide a une faible influence sur les résultats des pertes de pression ainsi il est possible de choisir le modèle de (Zivi, 1964). La comparaison des résultats entre modèles et expériences est présentée sur les **Figures 8.27** et **8.28** pour des désurchauffes de 15 K et 25 K, respectivement. Le modèle dénommé « Homogène (μ_l) » représente le modèle utilisant la formulation de Re_{eq} avec une viscosité liquide.

Indépendamment de la désurchauffe, les résultats présentent deux tendances pour les pertes de pression avec une limite autour de 6000 Pa. Cette valeur correspond à un flux massique

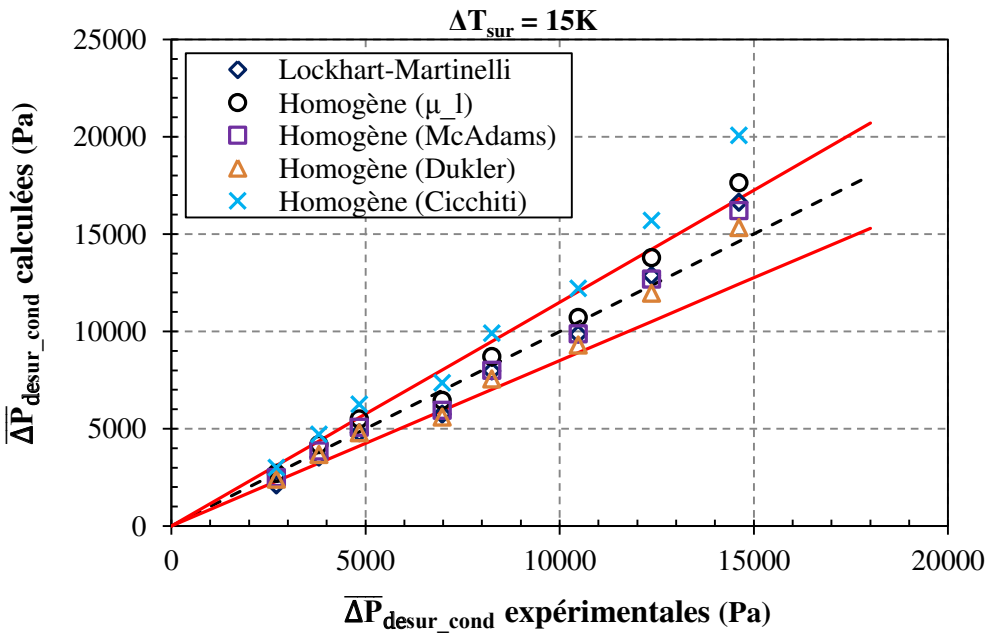


Figure 8.27 Comparaison entre les résultats expérimentaux des pertes de pression de condensation et les résultats des différentes combinaisons des modèles de la littérature pour T_{sat} =36,5°C et ΔT_{sur} = 15K

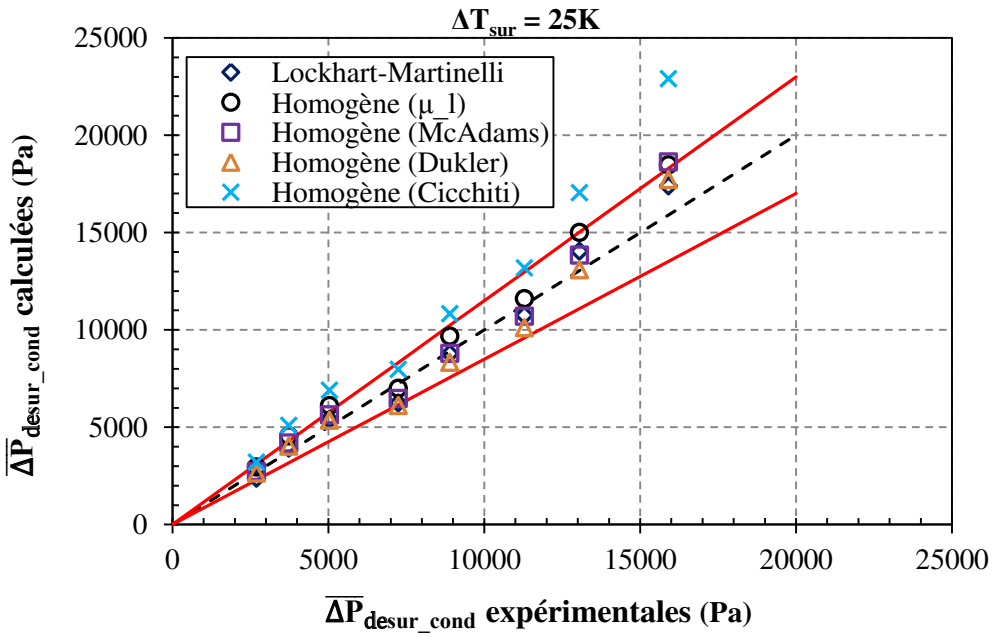


Figure 8.28 Comparaison entre les résultats expérimentaux des pertes de pression de condensation et les résultats des différentes combinaisons des modèles de la littérature pour T_{sat} =36,5°C et ΔT_{sur} = 25K

supérieur à 15 kg.m^{-2}.s^{-1} ce qui est en accord avec le changement de comportement dans le coefficient d'échange moyen de chaleur en condensation. Pour chacune des tendances (de part et d'autres de $\overline{\Delta P}_{désur_cond}$ de 6000 Pa), la pente diffère entre celle expérimentale et les modèles, passant d'une sous-estimation à une surestimation, ce qui est cohérent puisque les modèles ne prédisent qu'un seul comportement.
Ainsi, on peut déduire des **Figures 8.27** et **8.28** un bon accord entres les résultats des différents modèles et les résultats expérimentaux, à l'exception du modèle homogène avec la formulation de (Cicchitti, et al., 1960) pour la viscosité dynamique qui surestime de plus que 15 % les résultats expérimentaux. Ces résultats ne permettent donc pas explicitement d'écarter l'un ou l'autre modèle, d'autant plus qu'il est fort probable d'avoir simultanément différents types de structure d'écoulement le long de l'échangeur. Des mesures et visualisations supplémentaires seraient à entreprendre pour affiner cette démarche.

On précise ici que l'influence du modèle de désurchauffe de la vapeur sur les pertes de pression dans la zone diphasique a été étudiée puisqu'il affecte en partie la distribution du titre de vapeur le long de l'échangeur. Cette étude n'a pas révélé d'écarts significatifs sur les résultats de $\overline{\Delta P}_{désur_cond}$, avec des écarts relatifs entre les modèles inférieurs à 3 %.

8.3. Synthèse

Dans ce chapitre, les approches globales et locales ont été utilisées pour l'étudier l'effet de la surchauffe de la vapeur, entre 5 et 25 K, sur le comportement thermo-hydraulique du condenseur.

Les premières observations des images infrarouges du canal de condensation suggère que la surchauffe de la vapeur améliore la distribution du fluide en entrée du canal. On note également que la longueur diphasique est peu sensible à la surchauffe de la vapeur ce qui prédit une amélioration des transferts thermiques moyens.

L'approche globale nous indique que le coefficient d'échange moyen augmente avec la surchauffe de la vapeur. Cette amélioration atteint 50% pour les faibles flux massiques tandis

qu'elle est de l'ordre de 14% pour les forts flux massiques. Cette intensification des transferts thermiques est à mettre en regard avec les pertes de pression qui augmentent d'une valeur maximale de 18% pour les forts flux massiques. L'allure des caractéristiques thermohydrauliques présente un changement de comportement autour de 15 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, similairement à celui identifié pour une vapeur saturée (chapitre 7), présageant les deux mêmes régimes de condensation. Comparé aux coefficients d'échange thermique moyens déduit de l'approche locale, les résultats de l'approche globale (DTLM) sous-estiment les valeurs de coefficients d'échange avec des écarts relatifs moyens de 17 et 20 % pour respectivement ΔT_{sur} = 15 K et ΔT_{sur} = 25 K.

L'approche locale fait appel à un modèle de désurchauffe de la vapeur. Si ce modèle de désurchauffe n'a aucune incidence sur le calcul du coefficient d'échange local englobant les phénomènes de désurchauffe et de condensation, ce modèle affecte le profil de la vapeur surchauffée, et en conséquence, le profil de variation du titre massique de la vapeur. Ainsi, seule la puissance de condensation, rattachée au débit du condensat, est influencée par le modèle de désurchauffe.

Le modèle de désurchauffe de la vapeur basée sur un transfert convectif monophasique entre la vapeur surchauffé et le film de condensat est proposé par (Webb, 1998). Ce modèle a été testé pour notre étude et les résultats obtenus sur la distribution de la température n'est pas compatible avec nos observations expérimentales. L'hypothèse de d'abord désurchauffer la vapeur, par condensation et évaporation simultanées, suivie de la condensation ne semble pas être non plus le scénario à privilégier dans les échangeurs à plaques, la distance de désurchauffe étant trop courte par rapport à nos mesures. La désurchauffe approprié de la vapeur se situe entre ces deux extrêmes, avec une condensation qui apparaît dès l'entrée de la vapeur surchauffée dans le condenseur (température de paroi inférieure à la température de saturation du fluide) et une désurchauffe de la vapeur par vaporisation de liquide arraché du film de condensat. Ce phénomène se traduit par une intensification du transfert convectif de désurchauffe. Le profil du coefficient d'échange local de condensation (rattachée à la puissance de condensation seule) est sensiblement modifié par le modèle de désurchauffe, mais sans avoir d'incidence significative sa valeur moyenne. En ce qui concerne les pertes de pression, il y a un bon accord entre les résultats moyens expérimentaux et les résultats des modèles de la littérature (homogène et à phases séparées) à tous les niveaux de surchauffe, montrant une insensibilité de ces résultats au modèle de désurchauffe.

Finalement, nous pouvons déduire de ces résultats que la désurchauffe intensifie le transfert de chaleur local à la condition d'avoir une température de la paroi toujours inferieure à la température de saturation. La seule alternative pour assurer cette intensification est d'avoir simultanément une condensation et une désurchauffe de la vapeur induite par un processus similaire à l'humidification adiabatique (désurchauffe de la vapeur avec la vaporisation de liquide arraché du film de condensat). Si la température de la paroi dépasse la température de saturation en présence d'une vapeur surchauffée, alors la qualité des transferts de chaleur sera très sensiblement dégradée, en raison du transfert convectif monophasique de la vapeur très faible au regard de celui en condensation. Par suite, dans les applications réelles en présence d'une surchauffe importante de la vapeur, les conditions limites côté eau (débit et température d'eau) seront sélectionnées de manière à éviter la désurchauffe sèche (sans condensation) de la vapeur

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

Dans cette deuxième partie de la thèse, nous avons abordé l'étude la condensation convective avec ou sans surchauffe de la vapeur en entrée des échangeurs à plaques ondulées de type chevron.

La synthèse bibliographique sur ce sujet fait état d'un nombre important que corrélations prédictives des transferts thermohydrauliques en condensation, basées soit sur l'hypothèse d'un coefficient d'échange thermique constant (approche globale), soit sur l'hypothèse d'une densité de flux de chaleur constante (approche locale). A défaut de mesures accessibles, ces hypothèses n'ont jusqu'à présent pas été vérifiées expérimentalement. Les résultats de la littérature montrent par ailleurs une disparité des résultats, ce qui révèle que les études menées sur les échangeurs à plaques en mode diphasique présentent leurs forces et faiblesses. Parmi ces études, deux régimes de condensation ont été identifiés, le régime gravitaire et le régime inertielle. La limite de transition entre ces deux régimes dépend du fluide testé et de sa pression de saturation. Quelques études ont également identifié les structures d'écoulement pour le mélange eau/air en condition adiabatique. Cependant, ces cartes d'écoulement sont difficilement applicables aux écoulements des fluides frigorigènes tant les propriétés thermophysiques et d'écoulements sont distinctes entre ces fluides.

L'approche expérimentale qui a été mise en œuvre dans cette thèse a eu pour objectif de remonter aux caractéristiques locales des transferts thermiques le long de l'échangeur. Développé avec soin, la métrologie infrarouge s'avère être un outil intéressant pour caractériser les profils de température des fluides circulants. Toutefois, l'utilisation de cette métrologie implique d'avoir une mesure de la paroi au plus proche du fluide, impliquant la suppression des plaques de renfort généralement utilisées pour les échangeurs à plaques. Choisissant cette alternative, il a été nécessaire de travailler avec un fluide à relativement basse pression (autour de l'atmosphère) par rapport aux fluides conventionnels pour les applications de pompes à chaleur. Après une étude de similitude de propriétés thermophysiques et de comportement thermo-hydraulique, le pentane a été choisi comme fluide de substitution. Basé sur les critères sélectifs de la métrologie, du fluide et du prototype d'échangeur réalisé par le partenaire CIAT Industries, un dispositif expérimental a été conçu et réalisé avec pour objectif d'un parfait contrôle des conditions aux limites (température, pression, débit massique, surchauffe de la vapeur, etc.). La métrologie infrarouge a fait l'objet d'un étalonnage précis pour corriger les défauts d'émissivité et de planéité de la surface observée.

Deux campagnes expérimentales ont été conduites sur l'échangeur test, l'une avec une condition de vapeur saturée en entrée, et l'autre avec une surchauffe de la vapeur. La première campagne a pour objectif de remonter aux caractéristiques thermiques locales du condenseur afin de valider ou non les hypothèses utilisées dans la littérature concernant les conditions limites de surface (h ou q uniforme), puis de déterminer l'incidence de cette hypothèse sur le coefficient d'échange thermique moyen. Dans la plage de flux massiques testés (8-30 $kg.m^{-2}.s^{-1}$), les résultats locaux ont montré une très forte variation du coefficient d'échange thermique et de la densité de flux de chaleur le long de l'échangeur avec des ratios entre l'entrée et la sortie pouvant atteindre un facteur 10, voir plus encore. Le coefficient d'échange de condensation moyen, calculé par intégration des valeurs locales, est de l'ordre de 15-20 % supérieur à ceux calculés par les méthodes DTLM et à densité de flux de chaleur uniforme,

avec un comportement similaire en fonction du flux massique. Bien que cet écart soit acceptable, l'intérêt de l'approche locale permet d'identifier très clairement la forte variation du coefficient d'échange thermique et de la densité de flux de chaleur entre l'entrée et la sortie de la zone de condensation, ce qui ouvre un nouveau champ de perspectives sur l'optimisation de la géométrie de ces échangeurs.

La seconde campagne de mesure a eu pour objectif d'étudier l'influence de la surchauffe de la vapeur sur le comportement thermohydraulique du condenseur. L'intensification des échanges thermiques avec la surchauffe, relevée dans la littérature, a également été observée dans notre étude. Cette influence, plus significative aux faibles flux massiques, est corrélée à une augmentation des pertes de pression du même ordre de grandeur. L'approche locale des transferts de chaleur nécessite l'utilisation d'un modèle de désurchauffe de la vapeur. Ces modèles de désurchauffe de la vapeur n'ont aucune incidence sur les valeurs moyennes du coefficient d'échange thermique pour la zone de désurchauffe et de condensation. Ces modèles ont cependant une influence sur les profils longitudinaux de la température de la vapeur, du titre massique de la vapeur et du coefficient d'échange de condensation. L'analyse du profil de la température de la vapeur surchauffée en comparaison avec les visualisations infrarouge permet d'invalider le modèle de Webb (1998) pour les échangeurs à plaques. Le modèle de Webb (1998) stipule que la désurchauffe de la vapeur est uniquement par transfert convectif monophasique. Nos résultats indiquent que la désurchauffe de la vapeur ne peut être induite que par de la vaporisation de liquide arraché du film de condensat par les phénomènes interfaciaux entre les phases liquide et vapeur. Nos résultats montrent également que le coefficient d'échange thermique de condensation fonction du titre de vapeur est également sensible à la surchauffe de la vapeur, ce qui représente une autre divergence avec la théorie de Webb pour laquelle le coefficient d'échange de condensation provient de corrélations établies en condition de vapeur saturée. Nous précisons que cette étude a été conduite avec une température de paroi inférieure à la température de saturation dès l'entrée du condenseur. Une température de paroi supérieure à la température de saturation impliquerait nécessairement une désurchauffe sèche (sans condensation), et par conséquent, un dégradation des transferts thermiques.

Quel que soit la condition de vapeur en entrée du condenseur, deux régimes de condensation sont identifiés : 1/ un régime gravitaire où l'augmentation du flux massique est accompagnée d'une diminution du coefficient d'échange moyen (théorie de Nusselt) ; 2/ un régime de transition caractérisé par une stabilisation du coefficient d'échange thermique avec le flux massique, indiquant une compétition équilibrée entre les effets gravitaires et les effets de cisaillement interfacial sur le phénomène de condensation. Après comparaison des résultats expérimentaux avec divers modèles de la littérature, le comportement thermohydraulique de l'échangeur à plaques est similaire à celui d'un relatif à un écoulement de type homogène, voire à un écoulement de type « à phases séparées » avec l'utilisation de certains modèles de taux de vide. Ces résultats ne permettent donc pas de confirmer avec précision les structures d'écoulement existant dans l'échangeur à plaques.

Perspectives

Une perspective à ce travail serait d'étendre les plages de flux massiques du fluide à changement de phase de manière à analyser le régime de condensation dominé par les effets de cisaillement liquide/vapeur. Il serait également intéressant d'étendre la campagne de mesures à diverses pressions de saturation et pour différents fluides afin de pouvoir constituer suffisamment de données pour établir une loi générale pour les transferts thermohydrauliques

dans les échangeurs à plaques. Pour progresser dans l'analyse des résultats obtenus, il serait probablement préférable de travailler sur un prototype d'échangeur, conservant son caractère d'écoulement tridimensionnel, mais ne présentant pas d'hétérogénéité de distribution de fluide dans les zones d'entrée et sortie de l'échangeur. Cette configuration permettrait de s'assurer que certaines influences de paramètres ne sont pas principalement attribuées au mécanisme de distribution du fluide.

Références bibliographiques

Akers W.W., Deans H.A., and Crosser O.K., “Condensing heat transfer within horizontal tubes,” *Chem. Eng. Prog. Symp.*, pp. 171-176, (1959).

Bhagwat Swanand M. and Ghajar Afshin J., “Flow patterns and void fraction in downward two-phase flow,” *Proc. of ASME Early Career Technical Conference*, (2011).

Cavallini A. et al., “Condensation in horizontal smooth tubes: a new heat transfer model for heat exchanger design,” *Heat Transfer Engineering*, 27(8), pp. 31-38, (2006).

Cavallini A. et al., “Experimental investigation on condensation heat transfer and pressure drop of new HFC refrigerants (R134a, R125, R32, R410A, R236ea) in a horizontal smooth tube,” *International Journal of Refrigeration*, 24, pp. 73-87, (2001).

Chalhoub Tannous, "Similitude hydrodynamique," in *Hydrogazodynamique*. Tripoli, 2006, pp. 34-40.

Charre O., Jurkowski R., Bailly A., Meziani S., and Altazin M., “General Model for Plate Heat Exchanger Performance Prediction,” *Enhanced Heat Transfer*, 9(5&6), pp. 181-186, (2002).

Cicchitti A., Lombardi C, Silvestri M., Soldaini G., and ZavattareIli R., “Two-phase cooling experiments-pressure drop, heat transfer and burnout,” *Energia Nucleare*, 7(6), pp. 407-425, (1960).

Collier John G. and Thome John R., "Introduction," in *Convective boiling and condensation-3rd ed.*: Oxford University Press Inc, New York, 1994, ch. 1, pp. 10-12.

Collier John G. and Thome John R., "The basic models," in *Convective boiling and condensation-3rd ed.*: Oxford University Press Inc, New York, 1994, ch. 2, pp. 34-83.

Desrats Claire, "Etude expérimentale de l’ébullition d’hydrocarbures dans les échangeurs à plaques et ailettes. Analyse des écoulements et des transferts de chaleur par une approche locale.," 2006.

Djordjevic Emila, Kabelac Stephan, and Šerbanović Slobodan P., “Heat transfer coefficient and pressure drop during refrigerant R-134a condensation in a plate heat exchanger,” *Chemical Papers*, 62(1), pp. 78-85, (2008).

Dukler A. E., Wicks M., and Cleveland R. G., “Pressure drop and hold-up in two-phase flow Part A- A comparison of existing correlations and Part B- An approach through similarity analysis,” *AIChE Journal*, 10(1), pp. 38-51, (1964).

Fernández-Seara José, Uhía Francisco J., Sieres Jaime, and Campo Antonio, “A general review of the Wilson plot method and its modifications to determine convection coefficients in heat exchange devices,” *Applied Thermal Engineering*, 27(17-18), pp. 2745-2757, (2007).

Friedel L., “Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow,” *Proc. of European Two-phase Flow Group Meeting*, vol. Paper E2, June (1979).

Garcia-Cascales J.R., Vera-Garcia F., Corberan-Salvadorb J.M., and Gonzalvez-Macia J., “Assessment of boiling and condensation heat transfer correlations in the modelling of plate

heat exchangers," *international journal of refrigeration*, pp. 1029-1041, (2007).

Grabenstein Volker and Kabelac Stephan, "Experimental investigations and modelling of condensation in plate heat exchangers," *Proc. of 14th International Heat Transfer Conference*, (2010).

Han Dong-Hyouck, Lee Kyu-Jung, and Kim Yoon-Ho, "Experiments on the characteristics of evaporation of R410A in brazed plate heat exchangers with different geometric configurations," *Applied Thermal Engineering*, 23(10), pp. 1209-1225, (2003).

Han Dong-Hyouck, Lee Kyu-Jung, and Kim Yoon-Ho, "The Characteristics of Condensation in Brazed Plate Heat Exchangers with Different Chevron Angles," *Journal of the Korean Physical Society*, pp. 66-73, (2003).

Hsieh Y.Y. and Lin T.F., "Saturated flow boiling heat transfer and pressure drop of refrigerant R-410A in a vertical plate heat exchanger," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(5), pp. 1033-1044, (2002).

Jokar Amir, Eckels Steven J., Honsi Mohammad H., and Gielda Thomas P., "Condensation Heat Transfer and Pressure Drop of Brazed Plate Heat Exchangers Using Refrigerant R-134a,", 11(2), pp. 161-182, (2004).

Jokar Amir, Hosni Mohammad H., and Eckels Steven J., "Dimensional analysis on the evaporation and condensation of refrigerant R-134a in minichannel plate heat exchangers," *Applied Thermal Engineering*, 26(17-18), pp. 2287-2300, (2006).

Kandlikar Satish G., "Heat Transfer Mechanisms During Flow Boiling in Microchannels," *ASME*, pp. 8-16, (2004).

Kuo W.S., Lie Y.M., Hsieh Y.Y., and Lin T.F., "Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-410A flow in a vertical plate heat exchanger," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(25-26), pp. 5205-5220, (2005).

Lallemand M., Branescu C., and Haberschill P., "Local heat transfer coefficients during boiling of R22 and R407C in horizontal smooth and microfin tubes,", 24, pp. 57-72, (2001).

Lockhart R. W. and Martinelli R. C., "Proposed correlation of data for isothermal two-phase two-component flow in pipes," *Chern. Eng. Prog.*, 45(9), p. 39, (1949).

Longo Giovanni A., Gasparella A, and Sartori R, "Experimental heat transfer coefficients during refrigerant vaporisation and condensation inside herringbone-type plate heat exchangers with enhanced surfaces," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(19-20), pp. 4125-4136, (2004).

Longo Giovanni A., "Heat transfer and pressure drop during HFC refrigerant saturated vapour condensation inside a brazed plate heat exchanger," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(5-6), pp. 1079-1087, (2010).

Longo Giovanni A., "R410A condensation inside a commercial brazed plate heat exchanger," *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33(2), pp. 284-291, (2009).

Longo Giovanni A., "Refrigerant R134a condensation heat transfer and pressure drop inside a

small brazed plate heat exchanger," *International Journal of Refrigeration*, 31(5), pp. 780-789, (2008).

Longo Giovanni A., "The effect of vapour super-heating on hydrocarbon refrigerant condensation inside a brazed plate heat exchanger," *Experimental Thermal and Fluid Science*, pp. 978–985, (2011).

Mancin Simone, Del Col Davide, and Rossetto Luisa, "Partial condensation of R407C and R410A refrigerants inside a plate heat exchanger," *Experimental Thermal and Fluid Science*, 36(0), pp. 149-157, (2012).

Mancin Simone, Del Col Davide, and Rossetto Luisa, "R32 partial condensation inside a brazed plate heat exchanger," *International Journal of Refrigeration*, 36(2), pp. 601-611, (2013).

McAdams W. H., Woods W. K., and Bryan R. L., "Vaporization inside horizontal tubes - II - Benzen-oil mixtures," *Trans. ASME*, 64, p. 193, (1942).

Meziani S., Altazin M., Thibaud L., Jurkowski R., and Bailly A., "Condensation dans les Échangeurs à Plaques Brasées EXEL," *Proc. of Journée SFT. Thermodynamique et transfert en condensation*, (2004).

Muller-Steinhagen H. and Heck K., "A simple pressure drop correlation for two-phase flow in pipes," *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, 20(6), pp. 297-308, (1986).

Padet Jacques, "Similitude et adimensionnement," in *Fluides en écoulement : méthodes et modèles*. Reims, 2011, pp. 54-108.

Perrotion T. and Clodic D., "Fin efficiency calculation in enhanced Fin-And-Tube heat exchangers in dry conditions," *Proc. of Proc. International Congress of Refrigeration*, (2003).

Rouhani S. Z. and Axelsson E., "Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 13(2), pp. 383-393, (1970).

Shah M.M., "Chart Correlation for Saturated Boiling Heat Transfer:Equations and Further Study," *ASHRAE*, pp. 185–196, (1982).

Shah M.M., "A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 22(4), pp. 547-556, (1979).

Shah M.M., "A new correlation for heat transfer during boiling flow through pipes," *ASHRAE Transactions*, 82(2), pp. 66-86, (1976).

Shah M.M., "An improved and extended general correlation for heat transfer during condensation in plain tubes," *HVAC&R Research*, 15(5), pp. 889-913, September (2009).

Shah R K. and Focke W W., "plate heat exchanger and their design theory," *Heat Transfer Equipment Design*, Washington, DC: Hemisphere, pp. 227-254, (1988).

Shi Z.-Y., Chen J.-P., Grabenstein V., and S. Kabelak, "Experimental investigation on condensation heat transfer and pressure drop of R134a in a plate heat exchanger," *Heat and*

Mass Transfer, 46(10), pp. 1177-1185, (2010).

Sini Jean-François, "Analyse de similitude," in *Mecanique des fluides*. Nantes, 2009, pp. 112-116.

Thome John R., "Chapter 13: Two-phase pressure drop," in *Engineering data book III*.: Wolverine Tube, inc., 2006.

Thonon B. and Bontemps A., “Condensation of pure and mixture of hydrocarbons in a compact heat exchanger: experiments and modelling,” *Heat Transfer Engineering*, 23(6), pp. 3–17, (2002).

Thonon B., “Design method for plate evaporators and condensers,” *Proc. of Process Intensification for the Chemical Industry, 1st International BHR Group Conference Series*, (1995), Publication No. 18:37-47.

Tribbe C. and MÃœller-Steinhagen H. M., “Gas/Liquid Flow in Plate-and-Frame Heat Exchangers - Part II: Two-Phase Multiplier and Flow Pattern Analysis,” *Heat Transfer Engineering*, 22(1), pp. 12-21, (2001).

Vlasogiannis P., Karagiannis G., Argyropoulos P., and Bontozoglou V., “Air-water two-phase flow and heat transfer in a plate heat exchanger,” *International Journal of Multiphase Flow*, 28(5), pp. 757-772, (2002).

Wang Zhong-Zheng and Zhao Zhen-Nan, “Analysis of Performance of Steam Condensation Heat Transfer and Pressure Drop in Plate Condensers,” *Heat Transfer Engineering*, 14, pp. 32-41, (1993).

Webb R. L., “Convective Condensation of Superheated Vapor,” *Journal of Heat Transfer*, 120(2), pp. 418-421, (1998).

Yan Yi-Yie, Lio Hsiang-Chao, and Lin Tsing-Fa, “Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a plate heat exchanger,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(6), pp. 993-1006, (1999).

Zivi S.M., “Estimation of steady-state void fraction by means of the principle of minimum entropy production,” *ASME Journal of Heat Transfer*, 86, pp. 247-252, (1964).

Conclusion générale de la thèse

Un des objectifs visé du travail de thèse était d'étoffer la base physique des connaissances sur les comportements thermohydrauliques des échangeurs à plaques, et plus particulièrement en mode condenseur, avec en perspective de développer un outil de dimensionnement et d'optimisation des échangeurs à plaques. Développer cette base physique requiert l'accès aux caractéristiques thermohydrauliques à l'échelle locale.

Avec la contrainte industrielle de travailler sur un échangeur de configuration d'écoulement tridimensionnel, de manière à transposer plus fidèlement l'analyse aux échangeurs réels, l'outil numérique a, dans un premier temps, été écarté des approches envisageables. En effet, même appliquées à des géométries d'écoulement simple (tube), les simulations numériques des écoulements diphasiques ne sont pas suffisamment matures et nécessite des développements importants avant d'aboutir à des résultats physiquement exploitables.

Après expertise de la littérature sur les écoulements diphasiques, que ce soit pour les tubes ou les PHE, l'écoulement diphasique est parfois assimilé à un écoulement de type homogène du point de vue hydraulique. Pour ce type d'écoulement, les vitesses des phases liquide et vapeur sont similaires et les propriétés du fluide diphasique sont une composante des propriétés de chacun des états du fluide, liquide et vapeur. Par ailleurs, en mode condenseur, et en particulier pour les applications en pompe à chaleur pour lesquelles la vapeur entre dans le condenseur en état fortement surchauffé, les écoulements d'entrée et de sortie du condenseur sont très fortement monophasiques, avec une part de désurchauffe de la vapeur en entrée et un sous-refroidissement du liquide en sortie. Ainsi, au moins trois bonnes raisons justifient de bien comprendre et de s'appuyer sur les écoulements monophasiques dans les échangeurs à plaques pour, par la suite, transposer cette compréhension aux écoulements diphasiques. Cette analogie entre les écoulements monophasique et diphasique ne se limite qu'aux aspects hydrauliques, et sont à réserver à certaines conditions.

Pour les écoulements monophasiques, les outils numériques de la littérature ont montré leur aptitude à simuler correctement les comportements hydrauliques des PHE. Cependant, ils sont sous-exploités pour une analyse plus quantitative des structures d'écoulements.

La première partie de cette thèse a eu pour objectif de mieux appréhender les transferts thermohydrauliques des écoulements monophasiques en s'appuyant sur l'outil de simulations numériques. Après validation de l'outil sur une campagne expérimentale conduite sur un échangeur modèle, l'analyse des écoulements nous a permis de définir une grandeur observable représentative des structures d'écoulement au sein des PHE. Cette grandeur observable permet de distinguer quantitativement la prépondérance des différents types d'écoulement entre les types « hélicoïdal » et « zigzag ». Cette approche nous a permis de clairement quantifier, pour une géométrie de chevron donné (pas et amplitude du chevron) que les structures d'écoulements sont influencés conjointement par l'angle de chevron et le flux massique. Ainsi, l'étude paramétrique des effets de l'angle de chevron et du débit massique, permet de déduire :

- D'une manière générale, la structure « hélicoïdale » est dominante pour les faibles nombres de Reynolds et/ou les forts angles de chevrons.
- Deux grandes classes d'échangeurs par rapport à l'angle de chevron $\beta = 60°$. Pour les échangeurs avec $\beta < 60°$ on peut distinguer les deux structures d'écoulement en fonction du débit pour un angle de chevron donné. Tandis que pour $\beta \geq 60°$, la structure hélicoïdale est dominante indépendamment du nombre de Reynolds.

- La dominance de la structure d'écoulement « zigzag » est identifiée pour $Re > 200$, pour $\beta < 60°$ ce qui explique l'inflexion, autour de $Re = 200$, dans l'évolution du coefficient de friction. Ce changement de comportement dans le profil du coefficient de friction est similaire aux changements observés pour les écoulements sur une plaque (Re ~ 100 000) ou dans un tube (Re ~ 1600). Or, dans le cas des échangeurs à plaques, cette inflexion est liée à une modification des structures d'écoulement et non pas à un changement de régimes d'écoulement du laminaire au turbulent.

Cette analyse des structures d'écoulement nous a conduit à transposer l'étude du PHE de géométrie d'écoulement complexe en l'étude de deux écoulements unidirectionnels dans des rainures de section sinusoïdale en interaction d'écoulement périodique. En redéfinissant la dimension caractéristique de l'échangeur, le diamètre hydraulique, non plus sur le facteur de compacité de l'échangeur, comme usuellement dans la littérature, mais sur la géométrie de la conduite de profil sinusoïdale, cette approche nous a permis de développer un modèle généralisé sur les pertes de pressions pour un PHE. Ce modèle, qui n'introduit que les propriétés du fluide et de la géométrie du chevron, à l'exception du coefficient de friction pour la partie « turbulente », prédit avec une bonne précision le comportement hydraulique du PHE pour divers angles de chevron. Ce modèle présente l'avantage d'identifier très clairement les paramètres qui interagissent dans les pertes de pression, et constitue ainsi un outil simple de dimensionnement et d'optimisation des caractéristiques hydrauliques des PHE.

L'outil de simulations numériques a également été utilisé pour la caractérisation des transferts thermiques le long de l'échangeur, avec une validation des simulations pour la géométrie de référence à un angle de chevron $\beta = 55°$. Une campagne complémentaire de simulations numériques sera menée ultérieurement pour d'autres angles de chevron afin d'extrapoler le modèle généralisé des pertes de pression aux transferts de chaleur. Les résultats de simulations en thermique montrent également une dissymétrie de la distribution de la température sur la paroi de l'échangeur par rapport à l'axe vertical de symétrie de la plaque. Cette dissymétrie est la conséquence de la non-homogénéité de distribution du fluide en entrée de l'échangeur due aux positions des embouts d'entrée et de sortie sur un même côté de la plaque. Cette non-homogénéité de la distribution du fluide couvre de l'ordre de 30 % de la longueur de l'échangeur.

Si des parallèles entre les écoulements monophasique et diphasique peuvent être effectuées au premier ordre sur les comportements hydrauliques au sein des PHE, les caractéristiques thermiques sont très différentes et ne répondent pas aux mêmes mécanismes physiques.

Pour remonter aux caractéristiques thermiques locales du PHE en mode condenseur, nous avons opté pour une démarche expérimentale. On trouve dans la littérature deux approches principales, l'une caractérisant globalement les grandeurs thermiques de l'échangeur pour une condensation complète de la vapeur, l'autre caractérisant les grandeurs thermiques de l'échangeur relatives à un titre de vapeur moyen et obtenues au cours d'une condensation partielle de la vapeur pour une variation de titre de vapeur fixée. Si la seconde approche permet indirectement de remonter aux caractéristiques thermiques locales, elle implique cependant une analyse des transferts thermiques à densité de flux de chaleur uniforme le long du condenseur. Par ailleurs, le pré-conditionnement du titre de vapeur en entrée du condenseur peut influer la distribution/réarrangement des phases liquide et vapeur dans le condenseur, s'écartant alors du comportement réel.

Notre approche expérimentale s'est donc orientée sur l'étude de la condensation complète de la vapeur. Remonter aux caractéristiques thermiques locales du condenseur (densité de flux de chaleur, titre de vapeur, coefficient d'échange thermique) peut être obtenu en combinant

les profils de température mesuré le long du condenseur avec des bilans enthalpiques locaux. La métrologie infrarouge, bien qu'encore peu utilisée sur les études des écoulements diphasiques, présente de nombreux atouts pour obtenir une cartographie bidimensionnelle de la température suivant l'échangeur sans être intrusive. Cependant, cette métrologie requiert une attention particulière quant à sa mise en œuvre, et particulièrement pour les échangeurs à plaques qui présentent une surface d'observation non plane. Par ailleurs, afin d'avoir une mesure fidèle des mécanismes de transfert de chaleur prenant lieu au sein de l'échangeur, il est nécessaire de réduire tout élément thermiquement diffusif de l'information, tel que les plaques de renforts des échangeurs à plaques usuellement utilisées pour contenir la pression exercée par le fluide. L'alternative proposée pour s'affranchir des plaques de renfort a été d'utiliser un fluide de travail présentant des caractéristiques thermo-hydrauliques relativement similaires à celles du R-410A, mais fonctionnant à plus basse pression. Le fluide « Pentane » a répondu à un grand nombre de critères de similitude de comportement au R-410A et a été utilisé comme fluide de substitution.

Sur ces différents principes, un dispositif expérimental a été développé dans le cadre de cette thèse permettant un contrôle précis des conditions aux limites du condenseur, et un protocole spécifique de correction de l'image infrarouge, pixel par pixel, a soigneusement été mis au point pour prendre en compte, entre autres, les effets de facteur de forme et d'émissivité de la surface. Ainsi la métrologie infrarouge a permis de remonter aux profils de température du fluide secondaire (eau) et le long du condenseur (pentane), ainsi que de caractériser la longueur diphasique dans l'échangeur pour différentes conditions opératoires. La campagne expérimentale a été menée pour la condensation en vapeur saturée et en vapeur surchauffée.

Pour les tests conduits avec la vapeur saturée en entrée de condenseur, les résultats obtenus sur les caractéristiques thermiques globales et locales ont apporté de nouvelles connaissances par rapport à la littérature :

- La distribution de la densité de flux de chaleur locale, n'est pas constante pour nos résultats expérimentaux et présente une variation pouvant atteindre 400 %. Ainsi, l'approche de densité de flux de chaleur constante, indépendamment des conditions limites, qui est considérée dans la littérature, est mise en questionnement.
- Le coefficient d'échange de chaleur local diminue de 5 à 10 fois entre le début et la fin de la zone de condensation et le coefficient moyen d'échange de chaleur obtenu par la méthode DTLM (littérature) est inférieur à celui obtenu en intégrant le profil local, de 11 à 19 % en fonction du flux massique du pentane. Ainsi l'approche DTLM (U = constante) ne permet pas de comprendre l'évolution physique des transferts thermiques et n'est pas adéquate pour des approches d'optimisation.
- La variation du coefficient d'échange moyen de chaleur (DTLM et intégration du profil local) en fonction du flux massique (G_r entre 9 et 30 $kg.m^{-2}.s^{-1}$) permet d'identifier deux régimes de condensation, le gravitaire où le coefficient d'échange moyen de chaleur diminue sensiblement avec l'augmentation du flux massique du pentane, et le régime de transition pour lequel le coefficient d'échange de chaleur moyen ne varie plus avec le flux massique. La transition entre ces deux régimes a lieu autour de $G_r = 15\ kg.m^{-2}.s^{-1}$.
- Les pertes de pression moyennes de la zone de condensation ont été comparées avec celles prédites par les modèles de la littérature. Les résultats montrent un bon accord avec le modèle homogène et avec le modèle à phases séparées de Lockhart-Martinelli indépendamment du modèle de taux de vide. Ainsi il est difficile de prédire le comportement des structures d'écoulements.

En ce qui concerne l'étude de la condensation avec une vapeur surchauffée en entrée du condenseur, conditions observées pour les applications de pompe (surchauffe de la vapeur pouvant atteindre 30 K), celle-ci a été menée sur des niveaux qualitatif et quantitatif. Les résultats de l'étude qualitative concerne la distribution des phases du pentane sous l'influence de la désurchauffe. Les premiers résultats font constat d'une amélioration des transferts de chaleur avec une augmentation de la surchauffe de la vapeur. Les visualisations infrarouges suggèrent une amélioration de la distribution du fluide en entrée du canal avec une augmentation de la surchauffe de la vapeur et du flux massique.

Du point de vue quantitatif, les résultats globaux montrent une augmentation significative des performances thermo-hydrauliques pour le régime de condensation gravitaire, par rapport à une augmentation moins mesurée de ces performances pour le régime de transition, pour lequel l'intensification des transferts de chaleur est compensée du même ordre de grandeur par une augmentation des pertes de pression. Ainsi, et d'une manière générale la désurchauffe de la vapeur tend à améliorer les transferts thermiques. Du point de vue local, les résultats montrent que la désurchauffe de la vapeur prend effet simultanément avec la condensation dès lors que la température de la paroi est inférieure à la température de saturation. Par ailleurs, la considération d'une désurchauffe de la vapeur par transfert convectif entre la vapeur et le film de condensat (modèle de Webb 1998) n'est pas réaliste dans ce type de géométrie complexe. En se basant sur les visualisations infrarouges, le modèle de désurchauffe qui semble le plus adéquat est décrit par une désurchauffe avec une évaporation de gouttelettes de liquide, arrachées du film de condensat, au cœur de l'écoulement de la vapeur. Ainsi pour favoriser les effets amélioratifs de la désurchauffe de la vapeur sur les transferts thermiques, c'est-à-dire éviter une désurchauffe sèche (sans condensation simultanée), il faut sélectionner des conditions limites sur le fluide secondaire (température et débit d'eau) favorisant une température de paroi inférieure à celle de saturation du frigorigène.

Pour conclure sur ce travail de thèse, il me semble avoir relevé une partie du défi qui m'a été confié sur l'élaboration de nouvelles connaissances sur le fonctionnement des échangeurs à plaques en mode condenseur. Malgré les contraintes que peuvent imposer certains projets de type industriels, comme de travailler sur un échangeur réel de géométrie d'écoulement complexe, nous avons su transformer cette contrainte en atout. Des choix stratégiques sur les approches mises en œuvre et des remises en question de certaines grandeurs caractéristiques nous ont permis d'aborder certaines questions complexes, relevant d'études plus académiques.

Cependant, certaines contraintes, comme celle relative à la distribution non-homogène du fluide à l'entrée et à la sortie de l'échangeur, devront être en partie levée pour des études complémentaires afin de mieux appréhender les phénomènes de condensation, avec et sans surchauffe de la vapeur, au sein de géométrie d'écoulement complexe.

Annexes

Sommaire

Annexe A : Modélisation sous RDM6 251
A.1. Modélisation sous RDM6 de la géométrie autour d'une zone de contact 251
A.2. Résultats 252
Annexe B : Propriétés thermo-physiques du pentane 255
Annexe C : Pertes de pression 257
C.1. Modèle homogène 257
C.2. Modèle à phases séparées 258
C.2.1. Modèle de Lockhart-Martinelli (1949) 259
C.2.2. Modèle de Friedel (1979) 259
C.2.3. Modèle de Muller-Steinhagen et Heck (1986) 260
C.3. Modèles de taux de vide 261
C.3.1. Modèle de Zivi (1964) 261
C.3.2. Modèle de Rouhani and Axelsson (1970) 261

Annexe A : Modélisation sous RDM6

A.1. Modélisation sous RDM6 de la géométrie autour d'une zone de contact

Cette étude vise à déterminer la distribution de flux de chaleur dans une cellule de l'échangeur à plaque. Cette distribution permet de comprendre comment le flux de chaleur est transféré du fluide chaud au fluide froid à travers la géométrie de la plaque. En raison de la complexité de la géométrie tridimensionnelle, nous avons considéré une section bidimensionnelle de cette géométrie. La cellule d'étude est représentée dans la **Figure A.1**. Cette cellule 2D représente un point de contact, entre les deux plaques formant le canal chaud, avec la moitié d'une ondulation. La zone de contact a été modélisée comme une zone de contact parfaite et sans ajout de cuivre qui est normalement présent entre les deux plaques à cet endroit. Le cuivre n'a pas été ajouté par difficulté de modéliser cette zone de brasage. L'épaisseur de la plaque est de 0,3 mm et la distance entre les deux plaques est de 2,2 mm. Le matériau utilisé est l'acier inox avec une conductivité de 15 $w.m^{-1}.K^{-1}$. Le maillage 2D est formé de 8227 Nœuds et 3904 Eléments.

Les conditions limites aux bornes de la cellule sont :

1- Température et coefficient d'échange imposés sur les parois internes (fluide chaud, eau ou réfrigérant)
2- Température et coefficient d'échange imposés sur la première paroi externe (fluide froid qui est l'eau)
3- Température et coefficient d'échange imposés sur la seconde paroi externe (air)

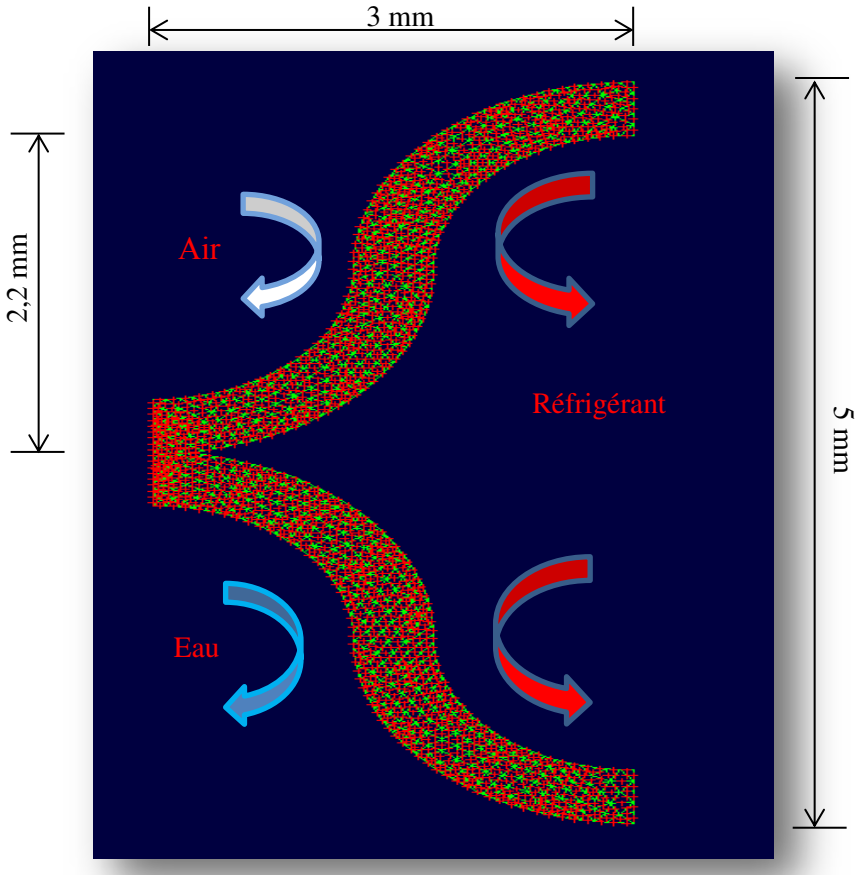


Figure A.1 Schéma de la géométrie modélisée sous RDM6 montrant les conditions limites et le maillage

4- Flux nuls sur les bords des plaques

Les plages des conditions limites qui ont imposées lors de l'étude sont les suivantes :

1- Coefficient d'échange côté eau : 8000-22000 $W.m^{-2}.K^{-1}$
2- Coefficient d'échange côté fluide frigorifique : 1000-25000 $W.m^{-2}.K^{-1}$
3- Coefficient d'échange côté air : 15 $W.m^{-2}.K^{-1}$
4- Température de l'air : T_a = 25 °C
5- Température de l'eau : T_{eau} = 16-35 °C
6- Température de saturation : T_{sat} = 36.5 °C

Dans cette étude, on cherche à comprendre la distribution des flux thermiques sur les parois de la zone d'étude et en particulier le flux transmis par conduction dans la plaque supérieure et arrivant à l'eau à travers la zone de contact. Le flux thermique transféré par conduction $\emptyset_{cond}$ est déterminé par le bilan énergétique suivant :

$$\emptyset_{cond} = \emptyset_{p_s} - \emptyset_{air} \tag{A.1}$$

Où $\emptyset_{p_s}$ et $\emptyset_{air}$ représentent respectivement, le flux de chaleur transféré à la paroi supérieure du côté du réfrigérant et le flux thermique échangé avec l'air. La détermination des flux thermiques traversant les différentes faces, se fait dans le logiciel RDM6, en traçant des profils le long des surfaces de contrôles. Ainsi dans la suite de cette annexe, nous présentons la variation du flux thermique conductif (en%) en fonction des conditions limites.

A.2. Résultats

Les résultats se décomposent en deux parties :

1) étude de l'effet du coefficient d'échange sur la distribution des flux thermiques, en considérant un échange entre deux écoulements d'eau ayant le même coefficient d'échange.
2) étude du cas de changement de phase. Ainsi l'effet de l'écart de température $T_{sat} - T_{eau}$ et l'effet des coefficients d'échange de chaleur, seront présentés.

<u>Première étude</u>

Les résultats de cette étude sont présentés dans la **Figure A.2**. Dans cette figure on représente la variation du flux thermique conductif (en %) en fonction du coefficient d'échange de chaleur imposé comme condition limite. A rappeler que les deux fluides dans cette étude possèdent le même coefficient d'échange. La plage de variation du coefficient d'échange ainsi que les écarts de température sont imposés de telle sorte qu'on soit proche des tests expérimentaux. Autrement on représente dans la **Figure A.2** l'effet du niveau d'écart de température, entre le fluide chaud et le fluide froid sur le flux de chaleur transféré par conduction à travers la zone de contact.

Les résultats montrent une diminution du $\emptyset_{cond}$ de ~60% lorsque h_{eau} augmente de 300 % (5000 à 15000 $W.m^{-2}.K^{-1}$). Autrement l'augmentation du niveau de l'écart de température entre les fluides affecte d'une façon négligeable la distribution des flux de chaleur. Pour un coefficient d'échange de chaleur donnée, l'écart est inférieur à 1% entre les résultats à deux niveaux d'écart de température. Ainsi, on peut déduire que le niveau d'écart de température n'a pas vraiment d'influence mais c'est l'écart lui-même qui a une importance. On s'attendait à ce résultat et par suite c'est une validation de la méthode de calcul de RDM6.

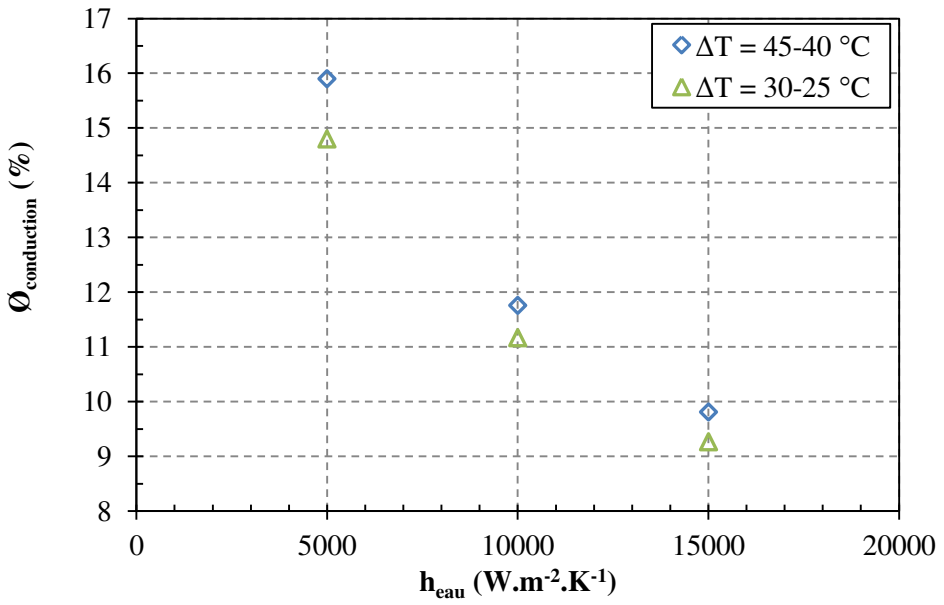


Figure A.2 Variation du flux thermique transféré par conduction en fonction du coefficient d'échange thermique de l'eau. Effet du niveau d'écart de température

La valeur maximale de $\emptyset_{cond}$ ne dépasse pas 16 %. Cela indique que dans le cas réel une partie du flux thermique transféré entre les deux fluides a traversé la plaque externe en contact avec l'air pour passer ensuite à travers la zone de contact.

<u>Deuxième étude</u>

Dans cette étude la température du réfrigérant est maintenue constante à 36,5 °C qui la température de saturation du fluide de travail choisi pour l'étude expérimentale de condensation et qui sera présenté dans la Partie II, chapitre 6. Le but de cette étude est de d'estimer le flux thermique de conduction pour les plages expérimentales de la condensation. Pour cela le coefficient d'échange de chaleur du réfrigérant a été varié de 1000 à 25000 $W.m^{-2}.K^{-1}$, la température de l'eau de 16 à 35 °C et son coefficient d'échange de chaleur de 8000 à 22000. Pour ces plages de fonctions on obtient les résultats de la **Figure A.3**. Cette figure représente la variation de $\emptyset_{cond}$ en fonction du coefficient d'échange de chaleur du réfrigérant, pour trois conditions limites différentes. Les résultats montrent une diminution du $\emptyset_{cond}$ avec l'augmentation de h_r indépendamment des autres conditions limites. Cette diminution a une forme d'une équation en puissance où l'effet de h_r est important pour des valeurs inferieures à 10000 $W.m^{-2}.K^{-1}$. Dans ces résultats on retrouve ceux présentés dans la **Figure A.2**. Autrement nous pouvons remarquer le faible effet (14 % d'écart) des conditions limites pour $h_r < 10000$ $W.m^{-2}.K^{-1}$.

Des résultats présentés dans la **Figure A.3** on peut déduire que le flux transféré par conduction est important lorsque le coefficient d'échange de condensation est faible et que l'écart de température est important entre l'eau et le réfrigérant. Dans ces plages élevées du coefficient d'échange de chaleur de l'eau, la valeur de ce dernier n'influence pas trop le flux de chaleur conductif. Un faible h_r, représente le cas du fluide dans la zone à la fin du phénomène de condensation où le coefficient d'échange de chaleur diminue pour tendre vers celui de la zone monophasique sous-refroidi. Cela est vrai pour le cas des forts débits massique du réfrigérant où on a besoin de baisser la température de l'eau pour assurer la condensation, ce qui explique une température de 16°C de l'eau.

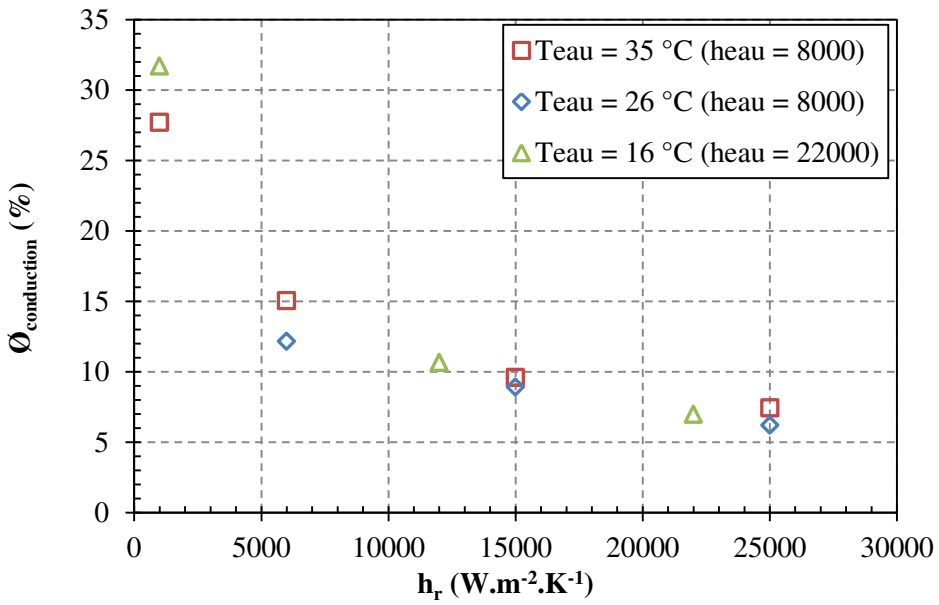


Figure A.3 Variation du flux thermique de conduction en fonction du coefficient d'échange thermique du réfrigérant. Effet de l'écart de température et du coefficient d'échange de chaleur de l'eau pour une température du réfrigérant de 36,5°C

Autrement une étude de l'influence du coefficient d'échange de chaleur de l'air sur les résultats a été conduite et aucun effet significatif n'a été trouvé.

De cette étude de simulation, nous pouvons déduire que l'effet du flux conductif n'est pas toujours négligeable et il faut le prendre en considération dans le calcul s'il est possible de l'identifier. La géométrie simulée est simple et ne représente pas la complexité de la géométrie réelle tridimensionnelle, et expérimentalement, il est très difficile de l'identifier. Ainsi la seule manière c'est d'avoir des résultats de cartographie de température issus des simulations numériques de la géométrie réelle et qui ont été validés expérimentalement, pour accéder ensuite à travers le logiciel de simulation aux flux de chaleur.

Annexe B : Propriétés thermo-physiques du pentane

Dans le **Tableau B.1** nous présentons les différentes propriétés thermo-physiques des phases, liquide et vapeur, du pentane pour les conditions de saturation obtenues à partir du site-web de NIST (http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/). Pour rappel le pentane est un alcane lineaire de formule chimique C_5H_{12} ayant une masse molaire de 72,15 g.mol^{-1}. La plage de variation de la température de saturation a été choisie en fonction des conditions réelles susceptibles d'être présentes lors des essais expérimentaux avec le fluide pentane. De ce tableau il est possible de sortir des lois de variation polynomiales des propriétés thermo-physiques en fonction de la température ou de la pression de saturation. Ainsi pour la loi de variation de la température de saturation on obtient :

$$T_{sat}(°C) = -1{,}0868.P_{sat}^4 + 9{,}5779.P_{sat}^3 - 34{,}105.P_{sat}^2 + 73{,}42.P_{sat} - 12{,}121 \quad \text{(B.1)}$$

Où P_{sat} est la pression de saturation en bars. Cette corrélation est valide pour la plage indiquée dans le **Tableau B.1** et elle permet de reproduire la température de saturation avec une incertitude < ± 0.5%. Autrement, la variation de la chaleur latente de changement de phase en fonction de la pression de saturation est décrite par la loi suivante :

Tableau B.1 Propriétés thermo-physiques du pentane pour les conditions de saturation

		Propriétés de la phase liquide (saturation)						**Propriétés de la phase vapeur (saturation)**				
Température (°C)	**Pression (bar)**	**Masse volumique (l, kg.m^{-3})**	**Enthalpie (l, kJ.kg^{-1})**	**Cp (l, J.kg^{-1}.K^{-1})**	**Viscosité (l, Pa.s)**	**Conductivité thermique (l, W.m^{-1}.K^{-1})**	**Tension de surface (l, N.m^{-1})**	**Masse volumique (v, kg.m^{-3})**	**Enthalpie (v, kJ.kg^{-1})**	**Cp (v, J.kg-1.K-1)**	**Viscosité (v, Pa.s)**	**Conductivité thermique (v, W.m^{-1}.K^{-1})**
20	0,56558	625,7	-37,459	2292,9	0,00022732	0,11325	0,016009	1,7249	332,65	1678,2	6,79E-06	0,013753
22	0,61062	623,74	-32,861	2301,8	0,00022345	0,11248	0,01579	1,8527	335,73	1688,5	6,84E-06	0,013938
24	0,65845	621,77	-28,244	2310,8	0,00021966	0,11172	0,015572	1,9879	338,81	1699	6,89E-06	0,014124
26	0,7092	619,8	-23,609	2319,9	0,00021597	0,11096	0,015354	2,1307	341,91	1709,6	6,95E-06	0,014312
28	0,76298	617,81	-18,955	2329,2	0,00021236	0,11021	0,015136	2,2813	345,01	1720,2	7,00E-06	0,014502
30	0,81993	615,82	-14,283	2338,5	0,00020883	0,10946	0,014918	2,4402	348,12	1731	7,05E-06	0,014695
32	0,88017	613,81	-9,5915	2348	0,00020538	0,10872	0,014702	2,6076	351,23	1741,9	7,10E-06	0,014889
34	0,94384	611,8	-4,8808	2357,6	0,00020201	0,10798	0,014485	2,7839	354,35	1752,9	7,15E-06	0,015085
36	1,0111	609,78	-0,15062	2367,3	0,00019871	0,10724	0,014269	2,9693	357,48	1764	7,20E-06	0,015283
38	1,082	607,74	4,5992	2377	0,00019548	0,10651	0,014054	3,1642	360,61	1775,2	7,25E-06	0,015484
40	1,1567	605,7	9,369	2387	0,00019232	0,10578	0,013839	3,369	363,75	1786,6	7,31E-06	0,015686
42	1,2354	603,64	14,159	2397	0,00018922	0,10505	0,013624	3,584	366,9	1798	7,36E-06	0,01589
44	1,3181	601,57	18,969	2407,1	0,00018619	0,10433	0,01341	3,8095	370,05	1809,6	7,41E-06	0,016097
46	1,4052	599,5	23,8	2417,4	0,00018321	0,10361	0,013196	4,0459	373,21	1821,3	7,46E-06	0,016306
48	1,4966	597,41	28,652	2427,7	0,0001803	0,1029	0,012983	4,2937	376,37	1833,1	7,52E-06	0,016516
50	1,5925	595,3	33,525	2438,2	0,00017744	0,10219	0,012771	4,5531	379,54	1845	7,57E-06	0,016729
52	1,6931	593,19	38,419	2448,8	0,00017463	0,10149	0,012559	4,8246	382,71	1857,1	7,62E-06	0,016945
54	1,7986	591,06	43,335	2459,6	0,00017188	0,10078	0,012347	5,1086	385,88	1869,2	7,68E-06	0,017162
56	1,909	588,92	48,272	2470,4	0,00016917	0,10009	0,012136	5,4055	389,06	1881,6	7,73E-06	0,017382
58	2,0246	586,76	53,231	2481,4	0,00016651	0,099392	0,011926	5,7158	392,24	1894	7,79E-06	0,017603
60	2,1454	584,59	58,213	2492,5	0,00016391	0,098701	0,011716	6,0398	395,43	1906,6	7,84E-06	0,017828
62	2,2717	582,41	63,217	2503,7	0,00016134	0,098015	0,011507	6,3781	398,62	1919,4	7,90E-06	0,018054
64	2,4036	580,21	68,244	2515,1	0,00015882	0,097332	0,011298	6,7311	401,81	1932,2	7,95E-06	0,018283
66	2,5413	577,99	73,294	2526,6	0,00015634	0,096653	0,01109	7,0993	405,01	1945,3	8,01E-06	0,018514
68	2,6849	575,76	78,367	2538,3	0,0001539	0,095978	0,010883	7,4832	408,21	1958,5	8,06E-06	0,018748
70	2,8346	573,51	83,464	2550,1	0,0001515	0,095306	0,010676	7,8834	411,41	1971,8	8,12E-06	0,018984

$$Lv\ (kJ.kg^{-1}) = 0{,}7382.P_{sat}^{4} - 6{,}4966.P_{sat}^{3} + 23{,}13.P_{sat}^{2} - 53{,}45.P_{sat} + 393{,}96 \quad \text{(B.2)}$$

Cette corrélation est valide pour la plage indiquée dans le **Tableau B.1** et elle permet de reproduire la chaleur latente de changement de phase avec une incertitude < ± 0.025%

Une autre manière de représenter la relation entre quelques propriétés est le diagramme de Mollier ou digramme enthalpique. Ce diagramme est présenté dans la **Figure B.1**. Le niveau de pression a été limité à 3 bars pour rester en accord avec le **Tableau B.1** et par ce que notre dispositif expérimental a été testé en étanchéité jusqu'une pression de 3 bars.

Le **Tableau B.2** présente les lois de variation polynomiales de quelques propriétés thermo-physiques en fonction de la température pour les états de liquide sous-refroidi et de vapeur surchauffée pour une pression de saturation de 1 bar (T_{sat} = 35,68°C). Ces corrélations permettent de reproduire les propriétés thermo-physiques correspondantes avec une incertitude < ± 0.15%.

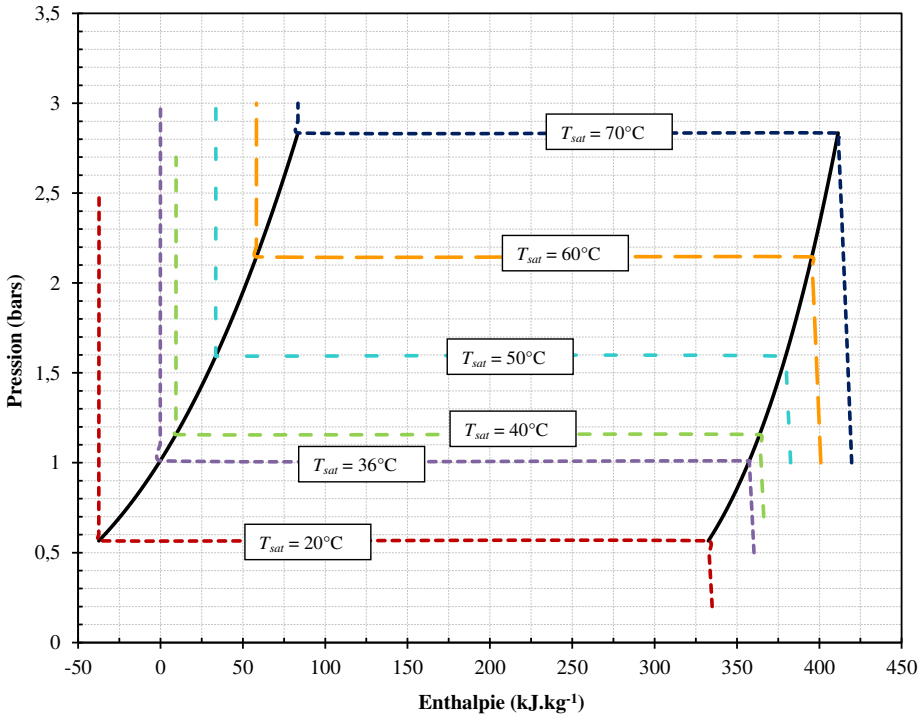


Figure B.1 Diagramme de Mollier ou diagramme enthalpique pour le pentane

Tableau B.2 Lois de variation des propriétés thermo-physiques du liquide sous-refroidi et la vapeur surchauffée pour une pression de 1 bar

Propriétés thermo-physiques	**Température de saturation (°C)**	**Phase liquide sous-refroidie ($20 \leq T \leq T_{sat}$)**	**Phase vapeur surchauffée ($T_{sat} \leq T \leq 70$)**
Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	35,68 (1bar)	$-0{,}0012.T_{sat}^{2} - 0{,}9295.T_{sat} + 644{,}83$	$3{,}93E-05.T_{sat}^{2} - 0{,}0138.T_{sat} + 3{,}3809$
Cp ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)		$1{,}35E-02.T_{sat}^{2} + 3{,}9.T_{sat} + 2209{,}3$	$7{,}96E-03.T_{sat}^{2} + 2{,}98.T_{sat} + 1645{,}5$
Viscosité (Pa.s)		$1{,}04E-8.T_{sat}^{2} - 2{,}38E-6.T_{sat} + 2{,}71E-4$	$4{,}53E-12.T_{sat}^{2} - 2{,}39E-8.T_{sat} + 6{,}35E-6$
Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)		$4{,}48E-7.T_{sat}^{2} - 4{,}02E-4.T_{sat} + 0{,}121$	$1{,}55E-7.T_{sat}^{2} - 8{,}01E-5.T_{sat} + 0{,}0122$

Annexe C : Pertes de pression

D'une manière générale, les pertes de pression se décomposent en trois termes suivant l'expression suivante :

$$\Delta P_{totales} = \Delta P_{statique} + \Delta P_{friction} + \Delta P_{decéleration} \quad (C.1)$$

Où $\Delta P_{statique}$ représente les pertes de pression dues à la variation de l'altitude (position vertical) et qui sont exprimées par :

$$\Delta P_{statique} = \rho_{diph}.g.dz \quad (C.2)$$

Où ρ_{diph}est la masse volumique du mélange diphasique exprimée par :

$$\rho_{diph} = \alpha.\rho_v + (1-\alpha).\rho_l \quad (C.3)$$

Pour déterminer la densité du mélange diphasique, il faut connaitre la variation du taux de vide dans le système étudié. En absence de mesure expérimentale, le taux de vide est déterminé suivant des modèles qui se trouvent dans la littérature.

Les expressions des deux autres pertes de pression dépendent du modèle d'écoulement utilisé. Or dans la littérature il y a deux modèles qui sont le modèle homogène et le modèle à phase séparées. Avant d'aborder quelques modèles de la littérature du taux de vide, nous allons détailler les deux modèles d'écoulement avec quelques formulations des pertes de pression utilisées dans la littérature.

C.1. Modèle homogène

Dans cette approche, l'écoulement diphasique est considéré comme un écoulement monophasique (les deux phases liquide et vapeur ont la même vitesse) avec des propriétés physiques moyennes en particulier la viscosité dynamique. Ainsi le taux de vide est exprimé par l'expression suivante :

$$\alpha_{homogène} = \frac{1}{1 + \frac{(1-x)}{x}.\frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad (C.4)$$

Trois expressions de la viscosité dynamique du mélange sont présentées dans la littérature :

$$\mu_{diph} = \left(\frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l}\right)^{-1} \quad (C.5)$$

Par (McAdams, et al., 1942)

$$\mu_{diph} = x.\mu_v + (1-x).\mu_l \quad (C.6)$$

Par (Cicchitti, et al., 1960)

Et

$$\mu_{diph} = \rho_{diph}.\left(\frac{x.\mu_v}{\rho_v} + \frac{(1-x).\mu_l}{\rho_l}\right) \tag{C.7}$$

Par (Dukler, et al., 1964)

Les pertes de pression par décélération s'expriment par la formulation suivante :

$$\Delta P_{decéleration} = G_r^2.\Delta\left(\frac{1}{\rho_{diph}}\right) \tag{C.8}$$

Ainsi pour déterminer les pertes de pression entre l'entrée et la sortie l'expression devient :

$$(\Delta P_{decéleration})_{totales} = G_r^2.\left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_v}\right) \tag{C.9}$$

Cette formulation est valide pour une condensation complète.

Les pertes de pression par friction s'expriment par la formulation suivante :

$$\Delta P_f = f.\frac{dz}{D_h}.\frac{G_r^2}{2.\rho_{diph}} \tag{C.10}$$

Le coefficient de friction du mélange homogène est celui qui a été établi pour l'écoulement de l'eau dans l'EXEL7-3 dans la Partie 1 :

$$f = \begin{cases} 120{,}31.Re^{-0{,}622} \text{ ; si Re} \leq 200 \\ 10{,}524.Re^{-0{,}13} \text{ ; si Re} > 200 \end{cases} \tag{C.11}$$

Le nombre de Reynolds est déterminé pour l'écoulement total homogène alors avec une viscosité dynamique homogène ($Re = G.\frac{D_h}{\mu_{diph}}$).

C.2. Modèle à phases séparées

Dans cette approche, l'écoulement diphasique est séparé artificiellement en deux écoulements où chacun circule dans sa propre conduite. La section de chacune des conduites est proportionnelle au taux de vide.

Les pertes de pression statique et par décélération gardent les mêmes expressions pour la condensation complète. Les pertes de pression par décélération ont la formulation locale suivante :

$$\Delta P_{decéleration,séparée} = G_r^2.\left\{\left(\frac{(1-x)^2}{\rho_l.(1-\alpha)} + \frac{x^2}{\rho_g.\alpha}\right)_{z+dz} - \left(\frac{(1-x)^2}{\rho_l.(1-\alpha)} + \frac{x^2}{\rho_g.\alpha}\right)_z\right\} \tag{C.12}$$

La limite de cette expression lorsqu'on a une condensation complète est la même expression pour le modèle homogène.

La partie essentielle des pertes de pression représente les pertes de pression par friction pour lesquelles plusieurs modèles dans la littérature seront détaillés. Ces modèles sont les suivants : (Lockhart, et al., 1949), (Friedel, 1979) et (Muller-Steinhagen, et al., 1986).

C.2.1. Modèle de Lockhart-Martinelli (1949)

C'est le premier modèle dans la littérature qui utilise le multiplicateur diphasique. Ainsi les pertes de pression de l'écoulement diphasique sont rattachées aux pertes de pression de l'écoulement monophasique (liquide ou vapeur) par l'intermédiaire d'un coefficient multiplicateur. Pour nos conditions expérimentales avec un $Re_l < 4000$, la formulation utilisée est la suivante :

$$\Delta P_{friction} = \phi_{Gtt}^2 . \Delta P_{vapeur} \tag{C.13}$$

Ainsi les pertes de pression par friction de l'écoulement diphasique sont rattachées aux pertes de pression par friction de l'écoulement vapeur, ΔP_{vapeur}, par le coefficient ϕ_{Gtt}^2 ayant pour expression :

$$\phi_{Gtt}^2 = 1 + C . X_{tt} + X_{tt}^2 \tag{C.14}$$

où X_{tt} est le paramètre de Lockhart-Martinelli pour un écoulement turbulent-turbulent exprimé par :

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} . \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} . \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,1} \tag{C.15}$$

Et C une constante dont sa valeur dépend de la nature de l'écoulement liquide/vapeur. A savoir $C = 12$ pour un écoulement laminaire/turbulent et c'est la valeur qu'on a choisi dans notre comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats des modèles.

Finalement les pertes de pression de la phase vapeur sont exprimées par l'équation suivante :

$$\Delta P_{vapeur} = f . \frac{dz}{D_h} . \frac{G_r^2 . x^2}{2 . \rho_v} \tag{C.16}$$

Cette expression détermine les pertes de pression par friction de la phase vapeur comme si elle est toute seule dans le système.

C.2.2. Modèle de Friedel (1979)

Le modèle de (Friedel, 1979), utilise de même un multiplicateur diphasique mais en se basant sur les pertes de pression de la phase liquide :

$$\Delta P_{friction} = \phi_{Fr}^2 . \Delta P_{liquide} \tag{C.17}$$

où $\Delta P_{liquide}$ représente les pertes de pression par friction de la phase liquide en considérant que tout l'écoulement est liquide dans le système :

$$\Delta P_{liquide} = f.\frac{dz}{D_h}.\frac{G_r^2}{2.\rho_l} \tag{C.18}$$

Le multiplicateur diphasique ϕ_{Fr}^2 a l'expression suivante :

$$\phi_{Fr}^2 = E + \frac{3{,}24.F.H}{Fr_{diph}^{0{,}045}.We_l^{0{,}035}} \tag{C.19}$$

Les nombres adimensionnels dans cette expression ont les formulations suivantes :

$$E = (1-x)^2 + x^2.\frac{\rho_l.f_v}{\rho_v.f_l} \tag{C.20}$$

$$F = x^{0{,}78}.(1-x)^{0{,}224} \tag{C.21}$$

$$H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0{,}91}.\left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0{,}19}.\left(1-\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0{,}7} \tag{C.22}$$

Les nombres de Froude diphasique, Fr_{diph}, et de Weber liquide, We_l s'écrivent respectivement selon les expressions suivantes :

$$Fr_{diph} = \frac{G_r^2}{g.D_h.\rho_{diph}^2} \tag{C.23}$$

$$We_l = \frac{G_r^2.D_h}{\sigma.\rho_{diph}} \tag{C.24}$$

Or la masse volumique du mélange diphasique a une formulation différente :

$$\rho_{diph} = \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}\right)^{-1} \tag{C.25}$$

Selon l'auteur, le modèle est à appliquer dans le cas où le rapport $\frac{\mu_l}{\mu_v}$ est inférieur à 1000 pour toute la plage de variation du titre massique de la vapeur.

C.2.3. Modèle de Muller-Steinhagen et Heck (1986)

Le modèle de (Muller-Steinhagen, et al., 1986) détermine les pertes de pression par friction de l'écoulement diphasique par interpolation empirique entre les pertes de pression par friction pour un écoulement complètement liquide et celles pour un écoulement complètement vapeur. La formulation développée par ce modèle prend la forme suivante :

$$\Delta P_{friction} = G.(1-x)^{1/3} + B.x^3 \tag{C.26}$$

où G est exprimé par :

$$G = A + 2.(B - A).x \tag{C.27}$$

Où A et B représentent respectivement les pertes de pression par friction des écoulements liquide et vapeur selon les formulations :

$$A = \Delta P_{liquide} = f_l.\frac{dz}{D_h}.\frac{G_r^2}{2.\rho_l} \tag{C.28}$$

$$B = \Delta P_{vapeur} = f_v.\frac{dz}{D_h}.\frac{G_r^2}{2.\rho_v} \tag{C.29}$$

C.3. Modèles de taux de vide

Outres les modèles des pertes de pression par friction, il est nécessaire d'avoir un modèle pour le taux de vide pour pouvoir déterminer les pertes de pression statique et par décélération. Pour cela nous avons choisi, autre le modèle homogène, deux modèles de la littérature qui sont connus, le modèle de (Zivi, 1964) et le modèle de (Rouhani, et al., 1970).

C.3.1. Modèle de Zivi (1964)

(Zivi, 1964) a proposé un modèle de taux de vide pour les écoulements annulaires sans entrainement de liquide dans la phase vapeur. Ce modèle analytique est basé sur l'hypothèse que l'énergie cinétique de l'écoulement liquide/vapeur va tendre vers un minimum. Ce modèle possède la formulation suivante :

$$\alpha_{Zivi} = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x}.\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{2/3}} \tag{C.30}$$

C.3.2. Modèle de Rouhani and Axelsson (1970)

(Rouhani, et al., 1970) ont proposé une corrélation de taux de vide pour les écoulements verticaux basé sur le modèle de « drift-flux ». L'expression de cette corrélation est la suivante :

$$\alpha_{Rouhani-Axelsson} = \left(\frac{x}{\rho_v}\right).\left\{\left[1 + 0{,}2.(1-x).\left(g.D_h.\frac{\rho_l^2}{G_r^2}\right)^{0{,}25}\right].\left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}\right) + \frac{1{,}18.(1-x).[g.\sigma.(\rho_l-\rho_v)]^{0{,}25}}{G_r.\rho_l^{0{,}5}}\right\}^{-1} \tag{C.31}$$

Cette expression est valide selon les auteurs pour $\alpha_{Rouhani-Axelsson} > 0{,}1$.

Pour plus d'informations sur les modèles de pertes de pression et du taux de vide referez-vous à (Collier, et al., 1994) et (Thome, 2006).