



HAL
open science

Optimisation d'un évaporateur à mini-canaux par la maîtrise de la distribution en fluide frigorigène

Patrick Leblay

► **To cite this version:**

Patrick Leblay. Optimisation d'un évaporateur à mini-canaux par la maîtrise de la distribution en fluide frigorigène. Génie des procédés. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT : 2012PAO66519 . tel-00832994

HAL Id: tel-00832994

<https://theses.hal.science/tel-00832994>

Submitted on 11 Jun 2013

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

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



**THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

Procédés énergétiques des machines thermiques et frigorifiques

Ecole Doctorale Génie des Procédés et Technologies Avancées

Présentée par

Patrick LEBLAY

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Optimisation d'un évaporateur à mini-canaux par la maîtrise de
la distribution en fluide frigorigène**

soutenue le 20 novembre 2012

devant le jury composé de :

M. André BONTEMPS	Directeur de thèse
M ^{me} Nadia CANEY	Rapporteur
M ^{me} Laurence FOURNAISON	Directrice de thèse
M. Philippe GUIBERT	Président
M. Jean-François HENRY	Examinateur
M. Denis LEDUCQ	Examinateur
M. Pascal SOUQUET	Invité
M. Assaad ZOUGHAIB	Rapporteur

Irstea
Génie des Procédés Frigorifiques
1, rue Pierre-Gilles de Gennes, CS 10 030
92 761 Antony Cedex

École Doctorale Génie des Procédés et
Technologies Avancées
Ecole nationale supérieure de chimie de
Paris
11 rue Pierre et Marie Curie
75 005 Paris

*A Audrey, ma fiancée,
pour m'avoir toujours soutenu*

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein de l'équipe Enerfri¹ de l'unité GPAN² de l'Irstea d'Antony.

Je tiens tout d'abord à remercier le Cetim³ pour avoir co-financé ma thèse. J'en profite également pour remercier Monsieur Thierry LEMOINE et Mademoiselle Pauline LEBORGNE, pour avoir encadré successivement mon projet.

Je remercie Madame Laurence FOURNAISON, directrice de l'unité GPAN, et Monsieur André BONTEMPS, Professeur Emérite au LEGI de Grenoble, pour avoir dirigé cette thèse. Leurs conseils et leur appui tout au long de ces trois années m'ont énormément apporté, tant du point de vue de la thèse en elle-même que d'un point de vue plus personnel.

J'adresse également mes remerciements à Denis LEDUCQ, chercheur au GPAN, pour m'avoir fait confiance et pour avoir encadré mon travail. Je le remercie pour sa disponibilité, pour ses innombrables conseils et pour ses grandes compétences qui ont enrichi mon travail de thèse.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Jean-François HENRY, Maître de Conférence au GRESPI⁴ de Reims, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire. Je le remercie pour le temps qu'il m'a consacré et pour les connaissances qu'il a partagées. Je tiens également à le remercier pour son perpétuel optimisme, de nos premières discussions à nos derniers résultats.

Je souhaite remercier Madame Nadia CANEY, Chercheur HDR au LEGI⁵ de Grenoble, et Monsieur Asaad ZOUGHAIB, Chercheur HDR au CEP⁶ des MINES ParisTech de Palaiseau, d'avoir accepté de rapporter mon travail de thèse. Je remercie également Monsieur Philippe GUIBERT, Professeur à l'Institut Jean le Rond d'Alembert de Saint-Cyr l'Ecole et Monsieur Pascal SOUQUET, Chercheur au Cetim de Senlis, d'avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à Didier CARON, artisan de la quasi totalité des sections d'essai présentées dans ce mémoire. Je le remercie pour le travail qu'il a réalisé, pour ses conseils et le temps qu'il a consacré aux essais. Je tiens également à le remercier pour avoir mis au point la maquette d'échangeur à sept barrettes, outil indispensable au présent travail de recherche.

J'adresse aussi un grand merci à Patrick SCHALBART, mon enthousiaste voisin de bureau. Merci pour le temps qu'il m'a consacré, merci pour la quantité impressionnante d'articles et de thèses dont il m'a abreuvé et qui ont considérablement enrichi mon mémoire, merci pour ses compétences et pour m'en avoir fait profiter.

Je tiens également à remercier Sandrine MADASSAMY, Mustapha KHEMAR et Clément DUNKE, pour avoir participé en tant que stagiaires à l'aboutissement de mon travail de recherche. Je souhaiterais en particulier souligner le travail de Clément, dont les résultats expérimentaux ont alimenté ce mémoire. Son sérieux, sa motivation et son honnêteté ont rendu notre collaboration agréable autant qu'efficace.

1. Energétique des installations frigorifiques
2. Génie des procédés frigorifiques d'Antony
3. Centre technique des industries mécaniques
4. Groupe de recherche en science pour l'ingénieur
5. Laboratoire des écoulements géophysiques et industriels
6. Centre énergétique et procédés

Je souhaite également adresser mes remerciements à Julien TISSOT, Marcella ARELLANO, Steven DURET, Maxime LEJEUNE, Michael LISSNER, mes voisins de bureaux, pour tous les bons moments passés. Merci à Pascal CLAIN, mon coach, et à Anthony DELAHAYE et Salem JERBI, pour m'avoir réconcilié avec le sport. Merci à l'ensemble de l'équipe d'Antony, pour votre accueil et pour l'esprit de convivialité qui caractérise le GPAN.

Enfin, je tiens à adresser ma reconnaissance et mon affection à mes proches, à ma famille et à ma belle famille, pour leur aide et leur soutien. Un grand merci à mon père, pour avoir relu et corrigé l'ensemble de mon manuscrit. Je tiens aussi à témoigner mon admiration à ma fiancée pour son courage et sa patience, et pour sa confiance indéfectible.

Résumé

Optimisation d'un évaporateur à mini-canaux par la maîtrise de la distribution en fluide frigorigène

Résumé

L'objet de cette étude est l'optimisation de la distribution d'un fluide diphasique dans un évaporateur compact à mini-canaux. Une méthode de mesure, basée sur une excitation par effet Joule et la mesure de température par thermographie infrarouge, a été développée pour caractériser la distribution des échanges thermiques en paroi de l'échangeur, représentatifs de la distribution du fluide. Cette méthode a été validée sur une maquette d'évaporateur à mini-canaux avec un fluide monophasique, puis avec un mélange eau-air. L'influence des débits et des titres en gaz du fluide sur la distribution a été étudiée, ainsi que l'orientation de l'échangeur. Il a été mis en évidence que la distribution dans l'échangeur est fortement dépendante de l'inertie de la phase liquide du fluide. L'introduction d'un corps poreux dans le distributeur permet de limiter cet effet. Un outil de simulation numérique de la distribution du fluide diphasique (eau-air et fluide frigorigène) dans un évaporateur a été développé puis validé par des résultats expérimentaux.

Mots-clefs : Mini-canaux, Evaporateur, Distribution, Echanges thermiques, Monophasique, Diphasique, Simulation numérique

Optimizing a small-channel evaporator by controlling the refrigerant distribution

Abstract

The purpose of this study is the distribution optimization of a two-phase fluid in a small-channel evaporator. A measurement method, based on excitation by Joule effect and temperature measurement by infrared thermography, was developed to characterize the heat transfer distribution over the heat exchanger wall, which is representative of the fluid distribution. This method was validated on a small-channel evaporator model with a single-phase fluid, and then with an air-water mixture. The influence of flow rate and quality on the fluid distribution has been studied, along with the orientation of the exchanger. It was revealed that the distribution in the heat exchanger is highly dependent on the inertia of the liquid phase of the fluid. The introduction of a porous body in the header limits this effect. A numerical simulation tool for the distribution of two-phase fluid (air-water and refrigerant) in an evaporator has been developed and was validated by experimental results.

Keywords: Small-channels, Evaporator, Distribution, Heat transfer, Single phase flow, Two-phase flow, Numerical simulation

Table des matières

Nomenclature	11
Introduction	15
1 Etat de l'art	17
1.1 Distribution	20
1.1.1 Caractéristiques de l'écoulement diphasique	22
1.1.2 Effet de l'orientation sur la distribution	27
1.1.3 Influence des paramètres géométriques	42
1.1.4 Conclusion sur la distribution d'un fluide diphasique	44
1.2 Modélisation	44
1.2.1 Modélisation des pertes de pression	45
1.2.2 Modélisation de la distribution	45
1.2.3 Codes commerciaux	48
1.2.4 Conclusion sur la modélisation de la distribution	49
1.3 Mesure de la distribution	50
1.3.1 Dispositifs expérimentaux	50
1.3.2 Mesure des transferts de chaleur	55
1.3.3 Conclusion sur les méthodes de mesure de la distribution	59
2 Matériel et Méthodes	61
2.1 Dispositifs expérimentaux	62
2.1.1 Sections d'essai	62
2.1.2 Système de circulation	62
2.1.3 Source de chaleur	64
2.1.4 Mesure de température	65
2.2 Modèles analytiques	67
2.2.1 Tube circulaire	68
2.2.2 Barrette de mini-canaux	70
2.2.3 Echangeur à sept barrettes	76
3 Résultats et analyse	79
3.1 Validation de la méthode	79
3.1.1 Tube circulaire	80
3.1.2 Barrette de mini-canaux	81
3.1.3 Bilan sur les essais préliminaires	82
3.2 Etude de l'échangeur à mini-canaux	82
3.2.1 Fluide monophasique	82
3.2.2 Fluide diphasique	84
3.3 Conclusion sur les résultats expérimentaux	89
4 Modélisation de la distribution	93
4.1 Modèle numérique	93

4.1.1	Modélisation de la séparation des phases et des pertes de pression dans le distributeur et le collecteur	95
4.1.2	Simulation numérique du comportement thermique et dynamique dans les barrettes de mini-canaux	105
4.1.3	Corrélations empiriques	106
4.1.4	Simulation numérique de l'ensemble des barrettes	114
4.1.5	Algorithme de résolution global	115
4.2	Validation du modèle	118
4.2.1	Confrontation des résultats numériques à des résultats expérimentaux dans le cas du mélange eau-air	118
4.2.2	Confrontation des résultats numériques à des résultats expérimentaux dans le cas du R-134a	119
4.3	Conclusion sur la modélisation	126
	Conclusions générales et perspectives	127
	Annexes	131
	Annexe A Bilan des géométries et paramètres étudiés	133
	Annexe B Pertes de pression engendrées par la réunion des courants	139
	Annexe C Modèles de séparation des phases	143
	Annexe D Pertes de pression dans le cas d'un fluide diphasique	145
	Annexe E Coefficient d'échange thermique d'un fluide monophasique	149
	Annexe F Coefficient d'échange thermique d'un fluide diphasique	151
	Annexe G Taux de vide	153
	Annexe H Bilan des corrélations pour un fluide monophasique	157
	Annexe I Bilan des corrélations pour un fluide diphasique	161
	Annexe J Maquettes d'échangeur à trente barrettes	165
	Bibliographie	180

Nomenclature

Alphabet latin

$a = k / (\rho c_p)$	Diffusivité thermique	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
c_p	Capacité thermique massique	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$
D_h	Diamètre hydraulique	$[\text{m}]$
e	Energie spécifique	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}]$
e	Epaisseur	$[\text{m}]$
F	Facteur d'amplification	$[-]$
f	Facteur de frottement	$[-]$
f	Fréquence	$[\text{s}^{-1}]$
G	Densité de flux massique	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$
g	Gravité	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-2}]$
H	Hauteur	$[\text{m}]$
h	Enthalpie massique	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}]$
I	Intensité	$[\text{A}]$
j	Nombre imaginaire tel que $j^2 = -1$	$[-]$
j	Nombre de Colburn	$[-]$
j	Vitesse superficielle	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$
k	Conductivité thermique	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$
L	Longueur	$[\text{m}]$
M	Masse	$[\text{kg}]$
\bar{M}	Masse molaire	$[\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}]$
\dot{m}	Débit massique	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
\dot{M}	Débit massique dans le distributeur	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
N	Nombre de tubes	$[-]$
P	Périmètre	$[\text{m}]$
p	Pression	$[\text{Pa}]$
Δp	Variation de pression	$[\text{Pa}]$
\dot{Q}	Flux de chaleur	$[\text{W}]$
\dot{q}	Flux de chaleur volumique	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-3}]$
\dot{q}''	Flux de chaleur surfacique	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]$
R	Rayon	$[\text{m}]$
r	Coordonnée radiale	$[\text{m}]$
S	Facteur d'atténuation	$[-]$
S	Surface	$[\text{m}^2]$
T	Température	$[\text{°C}]$
t	Temps	$[\text{s}]$
U	Tension	$[\text{V}]$
V	Volume	$[\text{m}^3]$
\dot{V}	Débit volumique	$[\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$
v	Vitesse moyenne débitante	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$

W	Largeur	[m]
x	Titre de l'écoulement	[-]
x^*	Titre thermodynamique	[-]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	[m]

Alphabet Grec

α	Coefficient d'échange thermique	[W.m ⁻² .K ⁻¹]
γ	Glissement	[-]
ϵ	Fraction de vide	[-]
ϵ	Critère de minimisation	[-]
ϵ	Porosité	[-]
ε	Rugosité	[m]
Θ	Angle d'inclinaison des tubes	[rad]
θ	Amplitude de température	[K]
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
ξ	Coefficient de singularité	[-]
ρ	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
σ	Ecart type	[-]
σ	Tension de surface	[N.m ⁻¹]
τ	Contrainte de cisaillement	[Pa]
ϕ	Coefficient multiplicateur	[-]
φ	Déphasage	[rad]
χ	Paramètre de Lockhart-Martinelli	[-]
$\omega = 2 \pi f$	Pulsation angulaire	[rad.s ⁻¹]
ω	Rapport de débits	[-]

Nombres adimensionnels

$Bo = \frac{H}{(\sigma / (g (\rho_l - \rho_v)))^{1/2}}$	Nombre de Bond
$Fr = \frac{G^2}{g D_h \rho^2}$	Nombre de Froude
$NUT = \frac{\alpha S}{\dot{m} c_p}$	Nombre d'unités de transfert
$Nu = \frac{\alpha D_h}{k}$	Nombre de Nusselt
$Pe = \frac{v D_h}{a} = Re Pr$	Nombre de Péclet

$Pr = \frac{\mu c_p}{k}$	Nombre de Prandtl
$Re = \frac{G D_h}{\mu}$	Nombre de Reynolds
$We = \frac{G^2 D_h}{\sigma \rho}$	Nombre de Weber

Indices et exposants

air	Air
ad	Adiabatique
ail	Ailette
alt	Alternatif
ap	Après
av	Avant
b	Bulle
bar	Barrette
C	Modèle de coefficient de contraction
c	Cinétique
ca	Canal
co	Contraction
col	Collecteur
con	Part continue
cv	Convection forcée
cr	Critique
dp	Diphasique
dist	Distributeur
e	Entrée
ex	Expansion
exp	Expérimental
ext	Externe
film	Film
f	Fluide
fp	Fluide-paroi
fr	Facteur de frottement
g	Gaz
i,j	Élément considéré
int	Interne
irrev	Irréversible
k	Coefficient de perte de charge
l	Liquide
ls	Liquide seul
lv	Changement de phase liquide-vapeur
M	Modèle de coefficient de quantité de mouvement
max	Maximum
min	Minimum
moy	Moyen

mp	Monophasique
opt	Optimisé
P	Modèle de coefficient de pertes de pression
p	Potentiel
par	Paroi
red	Réduit
ref	Référence
rev	Réversible
pores	Pores
s	Sortie
sat	A l'état saturé
tot	Total
tube	Tube
v	Vapeur
vase	Vase
vs	Vapeur seule
ω	Fréquence d'excitation angulaire
2ω	Double fréquence d'excitation angulaire

Introduction

L'intérêt croissant pour le développement d'installations à charge réduite en fluide frigorigène a pour origine le protocole de Kyoto (1997). Cet accord international impose la restriction de l'utilisation de certains fluides en raison de leur participation à l'effet de serre. Parmi les fluides incriminés figurent les HFC⁷, largement utilisés dans les installations frigorifiques.

Face à cette situation, de nouveaux fluides frigorigènes, moins nocifs pour l'environnement, doivent être développés, et le recours aux fluides naturels accru. Par ailleurs, toute technologie permettant de réduire la masse de fluide frigorigène contenue dans une installation est à encourager et à développer. Dans une installation frigorifique, les organes sensibles sont ceux qui contiennent le fluide à l'état liquide ou diphasique, à savoir le condenseur, la ligne liquide et l'évaporateur.

Ainsi, les échangeurs de chaleur à capacité réduite sont un moyen efficace pour la réduction de charge dans l'installation. Les échangeurs à mini-canaux répondent à cette contrainte. Ils présentent, par ailleurs, l'avantage de leur compacité et de leur légèreté, et ont été adoptés dans le domaine de la climatisation automobile. Ces échangeurs ont un diamètre hydraulique interne de 0,5 mm à 3 mm, à comparer aux diamètres des échangeurs classiques, entre 10 mm et 14 mm.

Dans le domaine du froid, les mini-canaux offrent un certain nombre d'avantages sur les échangeurs de diamètre classique, parmi lesquels nous citerons :

- de meilleurs coefficients d'échange thermique, dus à la réduction des diamètres hydrauliques et à la géométrie des barrettes, et l'augmentation du flux liée à la densité des ailettes ;
- la diminution de la charge en fluide frigorigène, qui répond aux protocoles relatifs à la protection de l'environnement ;
- la réduction de la masse de l'échangeur, par l'utilisation de l'aluminium comme matériau de conception ;
- une réduction de la quantité de matériau, et donc du coût de l'installation.

L'un des principaux freins au développement de la technologie des mini-canaux est la mauvaise distribution de fluide en entrée. Ce problème n'est pas propre à cette technologie, mais prend une importance particulière dans le cas des échangeurs compacts. En effet, les échangeurs à mini-canaux sont composés d'un grand nombre de barrettes, connectées à un distributeur et à un collecteur cylindriques. Les barrettes sont insérées dans le distributeur et dans le collecteur et constituent un obstacle à l'écoulement. Dans le cas des condenseurs, alimentés en vapeur, la distribution est relativement homogène. C'est au niveau des évaporateurs, alimentés en mélange liquide-vapeur, que le problème de distribution est significatif.

La mauvaise distribution peut en effet entraîner une diminution des performances allant jusqu'à 20 % (Kulkarni *et al.*, 2004). De nombreux auteurs se sont intéressés au problème de la distribution dans les échangeurs de chaleur. Mueller (1987) a classé les causes de maldistribution en trois grandes catégories :

7. HydroFluoroCarbures

- les causes mécaniques, qui regroupent la géométrie de l'échangeur et des connections, l'orientation et l'implantation des tubes, ainsi que la tolérance de fabrication ;
- les phénomènes auto-induits, tels que les variations de viscosité, de densité et de régime d'écoulement ;
- les facteurs opérationnels, incluant le régime d'écoulement, le débit massique et le titre en vapeur en entrée.

Les performances des évaporateurs sont particulièrement sensibles à la distribution. Les coefficients d'échange thermique chutent lorsque le fluide passe de l'état diphasique à l'état vapeur. De plus, la différence de température entre le fluide frigorigène et le fluide secondaire diminue lorsque le fluide frigorigène est à l'état de vapeur surchauffée.

Au-delà de l'impact sur les performances de l'échangeur, la mauvaise distribution affecte son fonctionnement de diverses manières. Dans le cas d'un évaporateur appliqué au domaine de la réfrigération, elle entraîne une hétérogénéité de la température de l'air en sortie. La déshumidification de l'air est également compromise lorsque la température de paroi dépasse la température de rosée de l'air. Hrnjak (2004a) a également mis en évidence qu'une distribution hétérogène du fluide entraîne une apparition hétérogène de givre. Cette résistance supplémentaire contribue à la détérioration des échanges. Enfin, une distribution hétérogène peut entraîner la présence de liquide en sortie de l'évaporateur.

L'objectif de cette thèse est de caractériser expérimentalement et par simulation la distribution d'un fluide diphasique dans un échangeur à mini-canaux.

Dans un premier chapitre, nous présenterons un bilan des études portant sur la distribution d'un fluide diphasique dans un échangeur. Cette première partie s'articulera autour de trois axes. Nous dresserons tout d'abord un bilan de l'influence de l'orientation de l'échangeur sur la distribution à partir des résultats diffusés dans la littérature. Dans une seconde partie, les travaux de modélisation de la distribution d'un fluide diphasique, publiés à ce jour, seront discutés. Enfin, nous nous intéresserons aux méthodes de caractérisation de la distribution dans un échangeur à mini-canaux.

Dans un second chapitre, la méthode de mesure non intrusive de la distribution des coefficients d'échange thermique sera exposée. Elle repose sur la mesure par thermographie infrarouge de la réponse en température de la paroi d'un tube à un apport de chaleur modulé par effet Joule. Les bancs d'essai et les protocoles opératoires seront présentés. Les modèles analytiques développés pour la détermination des coefficients d'échange seront également décrits.

Dans un troisième chapitre, les résultats expérimentaux de la mesure sur un tube, une barrette de mini-canaux et un échangeur à sept barrettes seront présentés. Les mesures effectuées sur le tube et la barrette ont permis de valider la méthode dans le cas d'un fluide monophasique.

La distribution dans un échangeur alimenté par un fluide monophasique et diphasique a été caractérisée. Dans le cas du fluide monophasique, les paramètres étudiés sont le débit et l'orientation. Dans le cas du fluide diphasique, l'influence du débit, du titre massique et de l'orientation de l'échangeur sur la distribution a été analysée. Enfin, des essais exploratoires ont été menés sur l'influence de l'intrusion d'un corps poreux dans le distributeur.

Finalement, le quatrième chapitre décrit le modèle de simulation numérique développé au cours de la thèse. Ce modèle simule le comportement thermique et dynamique d'un fluide diphasique s'écoulant dans un évaporateur. Dans une première partie, le modèle sera décrit en détail. Les résultats fournis par la simulation seront ensuite comparés à nos mesures de coefficients d'échange, ainsi qu'à des mesures de température de paroi et de distribution de liquide et de vapeur issues de la littérature.

Chapitre 1

Etat de l'art

L'objet de notre étude est la caractérisation de la distribution d'un fluide diphasique au sein d'un évaporateur à mini-canaux. Les échangeurs compacts, notamment les échangeurs à mini-canaux, présentent de sérieux avantages sur les échangeurs classiques. Ils permettent de réaliser des installations frigorifiques à charge en frigorigène fortement réduite. L'usage des mini-canaux devient commun en condensation mais reste marginal en évaporation. En effet, contrairement au condenseur, qui est alimenté en fluide frigorigène monophasique à l'état vapeur, l'évaporateur est le plus souvent alimenté en fluide frigorigène diphasique, mélange de liquide et de vapeur. La problématique de la distribution est donc plus aigüe dans le cas des évaporateurs que dans le cas des condenseurs.

Les échangeurs de chaleur à mini-canaux sont composés de barrettes de mini-canaux côté fluide frigorigène et d'ailettes à persiennes côté air. Les barrettes de mini-canaux sont assemblées en parallèle et regroupées au moyen d'un distributeur, comme présenté figure 1.1.

Selon les auteurs, la classification des micro-canaux, mini-canaux et macro-canaux en fonction du diamètre hydraulique diffère. Mehendale *et al.* (2000) classe les échangeurs comme suit :

- Micro-échangeurs : $1 \mu\text{m} \leq D_h \leq 100 \mu\text{m}$
- Méso-échangeurs : $100 \mu\text{m} \leq D_h \leq 1 \text{ mm}$
- Echangeurs compacts : $1 \text{ mm} \leq D_h \leq 6 \text{ mm}$
- Echangeurs conventionnels : $D_h \geq 6 \text{ mm}$

Kandlikar et Grande (2003) proposent la classification suivante :

- Micro-canaux : $10 \mu\text{m} \leq D_h \leq 200 \mu\text{m}$
- Mini-canaux : $200 \mu\text{m} \leq D_h \leq 3 \text{ mm}$
- Macro-canaux : $D_h \geq 3 \text{ mm}$

Enfin, Cavallini *et al.* (2002) indiquent que les micro-canaux correspondent à un diamètre hydraulique compris entre 0,5 mm et 3 mm.

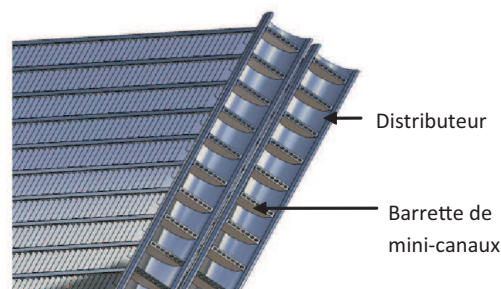


FIGURE 1.1 – Echangeur de chaleur à mini-canaux

Les avantages de cette technologie sont nombreux. En effet, la réduction de la charge en fluide frigorigène permet :

- d'utiliser des fluides à haute densité énergétique tels que l'ammoniac et les hydrocarbures, inflammables et toxiques, qui sont à ce jour restreints en quantités et à certaines applications ;
- une réduction du coût initial de l'installation ;
- une réduction de l'impact environnemental en cas de fuite sur l'installation (Hrnjak, 2002) ou au bilan global de cycle de vie.

De plus, les échangeurs à mini-canaux en aluminium peuvent supporter des pressions allant jusqu'à 200 bar et des températures de 200 °C (Poggi, 2008). Ces propriétés sont indispensables pour des installations à haute pression telles que celles fonctionnant au CO₂.

Du point de vue des échanges thermiques, la réduction du diamètre hydraulique induit une augmentation des transferts de chaleur. En effet, le volume interne diminue avec le carré du diamètre et, par conséquent, les échangeurs de chaleur à mini-canaux bénéficient d'un bien meilleur rapport surface d'échange sur volume que les échangeurs de chaleur à tubes circulaires.

Par contre, la diminution du diamètre implique une augmentation du nombre de tubes, pour éviter une augmentation des pertes de charge.

D'autre part, les échangeurs de chaleur à mini-canaux sont conçus en aluminium, matériau moins coûteux que le cuivre. Ils sont également plus légers en raison de la plus faible densité de l'aluminium par rapport au cuivre, mais également de la plus faible quantité de matériaux nécessaire. Ces échangeurs permettent donc de diminuer la masse et le coût de l'installation.

Côté air, la géométrie des barrettes de mini-canaux génère moins de pertes de charge que des tubes de diamètre classique grâce à la diminution de la surface frontale.

De plus, des tubes plus fins et plus aérodynamiques diminuent le coefficient de traînée de l'air et donc la probabilité de formation de vortex au contact de la paroi.

Toutefois, l'augmentation des transferts de chaleur et du flux liée à l'augmentation de la densité des ailettes et à leur géométrie entraîne des problèmes de drainage des condensats. Leur utilisation en température négative est pénalisée à cause de problèmes de givrage.

Par ailleurs, les distributeurs classiques ne semblent pas adaptés à ce type d'échangeurs en raison de grand nombre de tubes qui les composent. Plus particulièrement, cette technologie est particulièrement affectée par les problèmes de distribution qui sont accrus lorsque le fluide est à l'état diphasique. Ces problèmes sont dès lors apparus comme un frein majeur au développement de cette technologie et de nombreuses recherches ont été menées afin d'y trouver des réponses.

Les champs d'exploration ont porté sur la modification de l'écoulement par l'ajout de systèmes de mélange ou de dispersion en entrée ou directement dans le distributeur. De nombreuses études concernent une modification radicale de la géométrie du distributeur, dont la plus courante est présentée figure 1.2.

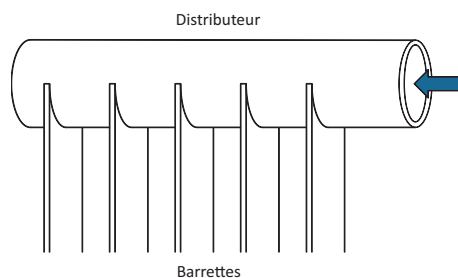


FIGURE 1.2 – Schéma de la géométrie classique d'un distributeur

Parmi les multiples systèmes développés à cet effet, seuls deux d'entre eux seront développés plus avant. Les options envisagées pour améliorer la distribution reposent généralement sur l'un ou l'autre des principes suivants.

Le premier principe repose sur l'observation suivante : la dispersion de la phase liquide sous forme de gouttelettes dans la phase gazeuse permet d'assurer une distribution homogène des deux phases dans le distributeur. Pour cela, la solution généralement privilégiée consiste à amplifier l'effet de jet observé dans le cas d'un tube d'alimentation de petit diamètre. Des systèmes ont été développés afin de créer un brouillard à l'intérieur du distributeur.

Fei et Hrnjak (2004) ont ainsi expérimenté l'implantation en entrée du distributeur d'un atomiseur dont la géométrie est présentée figure 1.3. Ce dispositif provoque la rotation du fluide diphasique et sa dispersion dans le distributeur.

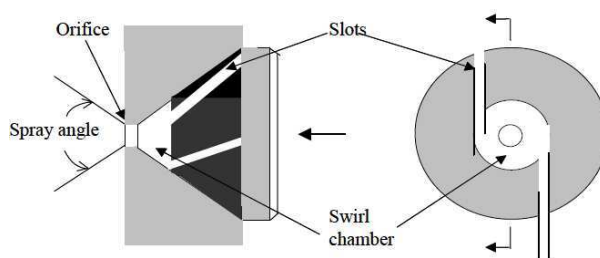


FIGURE 1.3 – Atomiseur tourbillonnaire, Fei et Hrnjak (2004)

L'effet observé est une dispersion de la phase liquide dans la phase gazeuse. Suivant la configuration de l'atomiseur, les dispersions présentées figure 1.4 sont obtenues. Cette dispersion peut conduire à une amélioration de la distribution sous certaines conditions de débit et de titre. Par ailleurs, Fei et Hrnjak (2004) supposent que la distribution pourrait être améliorée par la modification de l'angle de l'atomiseur.



FIGURE 1.4 – Dispersion obtenues avec chacune des buses, Fei et Hrnjak (2004)

Le second principe, sur lequel s'appuient nombre d'études, repose sur la perturbation de l'écoulement. En effet, la distribution d'un fluide diphasique dans un échangeur à mini-canaux est principalement liée à l'inertie mécanique du fluide et à sa configuration en entrée de distributeur. L'orientation de l'échangeur joue également un rôle majeur.

A partir de cette constatation, plusieurs systèmes ont été développés afin de s'affranchir de la dépendance aux conditions de fonctionnement et d'installation. L'objectif de ces systèmes est de casser l'écoulement afin de forcer les deux phases, et en particulier la phase liquide, à alimenter l'ensemble des barrettes. L'intrusion des barrettes, au-delà de l'avantage évident du point de vue de la conception, fournit en soit un ensemble d'obstacles qui perturbent l'écoulement.

A partir de ce principe, Bernoux (2000) et Fei et Hrnjak (2004) ont étudié l'influence de l'ajout de diaphragmes dans le distributeur sur la distribution. Un schéma représentant le distributeur ainsi équipé est présenté figure 1.5. Bernoux (2000) a également étudié l'influence du diamètre interne des anneaux et du tube d'alimentation. La distribution paraît être améliorée dans le cas d'un tube d'alimentation de diamètre inférieur à celui du distributeur, et pour les diaphragmes de plus grand diamètre. En effet, la configuration de l'écoulement en jet fournit les meilleurs résultats. Toutefois, l'installation des plus petits diaphragmes provoque l'arrêt du

jet en milieu de distributeur, supprimant l'effet de dispersion. De plus, un tube d'alimentation de plus grand diamètre supprime l'effet de jet. La phase liquide alimente donc les tubes de la même façon qu'en absence de diaphragmes.

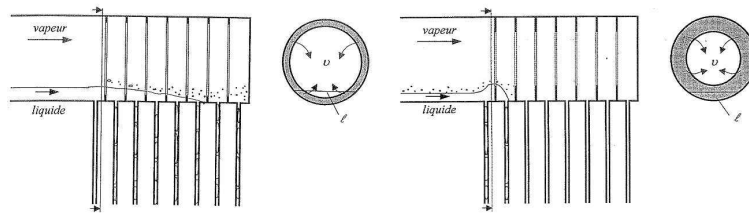


FIGURE 1.5 – Distributeurs équipés de diaphragmes, Bernoux (2000)

Les résultats de Fei et Hrnjak (2004) viennent confirmer ces premières observations. Ils ont ainsi pu noter que, dans le cas d'un régime d'écoulement stratifié, la distribution est détériorée par la présence de diaphragmes. Celle-ci est au contraire améliorée dans le cas d'un écoulement en jet, qui favorise la dispersion. Le fluide atteint le fond du distributeur et une partie de la phase liquide est prélevée, au passage, par les diaphragmes.

Ainsi, les deux systèmes évoqués permettent d'améliorer la distribution pour une configuration donnée. L'utilisation d'un atomiseur améliore la distribution pour des titres élevés. Toutefois, l'angle du jet doit être étudié pour permettre la formation d'un brouillard dans le distributeur. En effet, l'étude de Fei et Hrnjak (2004) montre que, pour un angle trop important, des gouttelettes de liquide percutent la paroi près de l'entrée du distributeur. Le résultat est une accumulation de liquide en entrée.

L'insertion d'obstacles, d'un autre côté, permet de perturber l'écoulement de la phase liquide. Ces systèmes sont particulièrement efficaces dans le cas d'une alimentation sous forme de jet. De plus, les résultats présentés dans la littérature suggèrent que l'effet obtenu dépend de la dimension des obstacles. Le rapport $A_{\text{obstacles}}/A_{\text{dist}}$ doit être suffisamment important pour perturber l'écoulement, sans pour autant briser complètement l'élan de la phase liquide.

Toutefois, aucun système n'a à ce jour permis d'améliorer notablement la distribution indépendamment des paramètres d'entrée et de l'orientation de l'échangeur. Afin de prendre pleinement conscience de l'influence majeure de l'orientation de l'échangeur sur la distribution, un bilan des résultats diffusés dans la littérature sera présenté plus loin. Pour chaque orientation, l'influence du débit, du titre en gaz et de la profondeur d'intrusion des barrettes sera également analysée.

Quelques notions doivent toutefois être connues avant d'aborder les problèmes de distribution d'un fluide diphasique dans un évaporateur à mini-canaux. Ces notions seront donc présentées en préambule.

1.1 Distribution

Mueller et Chiou (1988) et Kitto Jr. et Robertson (1989) ont mis en évidence et classé en quatre catégories les causes de mauvaise distribution en entrée des échangeurs. Une distribution hétérogène peut être due à :

- la conception mécanique, incluant la géométrie du distributeur, du collecteur et des tubes, ainsi que la tolérance de fabrication ;
- une mauvaise répartition auto-induite causée par les transferts de chaleur ;
- l'état diphasique du fluide, à cause de la séparation des phases et de l'instabilité de l'écoulement ;
- l'encrassement et la corrosion.

Dans un évaporateur, une répartition inégale a pour conséquence une faible alimentation en liquide de certains canaux. Le phénomène d'assèchement qui en résulte entraîne une détérioration des performances thermiques. Selon Kulkarni *et al.* (2004), une mauvaise distribution peut entraîner une réduction des performances thermiques allant jusqu'à 20 %.

En ce qui concerne la distribution d'un écoulement monophasique, de nombreux travaux ont fourni des résultats permettant de prévoir raisonnablement le comportement de l'écoulement (Acrivos *et al.*, 1959 ; Bajura et Jones, 1976 ; Bassiouny et Martin, 1984a,b ; Datta et Majumdar, 1980 ; Kim *et al.*, 1995 ; Nakamura *et al.*, 1989 ; Oh *et al.*, 2006 ; Poggi, 2008).

La distribution d'un fluide diphasique est bien plus complexe. Les premières études visaient à comprendre le comportement de l'écoulement diphasique dans une simple jonction T (Azzopardi, 1999 ; Das *et al.*, 2005 ; Hong, 1978 ; Lee et Lee, 2001 ; Levac *et al.*, 2002 ; Reimann et Seeger, 1986 ; Reimann *et al.*, 1988 ; Saba et Lahey Jr., 1983 ; Seeger *et al.*, 1986 ; Stacey *et al.*, 2000 ; Tae et Cho, 2006 ; Wren *et al.*, 2005). Des modèles ont été développés afin de prédire le comportement de l'écoulement, principalement pour un écoulement annulaire et des conduites de grand diamètre (Azzopardi et Whalley, 1982 ; Azzopardi, 1984 ; Buel *et al.*, 1994 ; Hwang *et al.*, 1988 ; Shoham *et al.*, 1987 ; Watanabe *et al.*, 1998).

Dans la présente étude, nous nous sommes principalement intéressés à la distribution d'un écoulement diphasique dans le cas de distributeurs connectés à des canaux multiples de faibles diamètres (≤ 5 mm). Parmi les premiers travaux relevés, nous citerons l'étude de Watanabe *et al.* (1995) sur la distribution de R-11 à l'état diphasique entre plusieurs canaux, et sur l'influence de l'orientation et de l'apport thermique sur celle-ci. Plus tard, Horiki et Osakabe (1999) et Osakabe *et al.* (1999) ont étudié l'influence sur la distribution de la dispersion de bulles d'air dans un écoulement d'eau. L'influence des facteurs géométriques et des conditions opératoires sur la distribution d'un fluide diphasique sera discutée ci-après.

Concernant l'approche numérique, des modèles ont été développés reposant sur des corrélations empiriques (Ablanque *et al.*, 2010 ; Lee, 2009b,a ; Oliet *et al.*, 2007 ; Watanabe *et al.*, 1995). Peu d'auteurs ont proposé un modèle de CFD¹ approprié à la prédiction de la distribution diphasique (Ahmad *et al.*, 2007 ; Choi *et al.*, 2006 ; Fei et Hrnjak, 2004 ; Li *et al.*, 2005), et les systèmes étudiés se caractérisent par un faible nombre de tubes.

Plusieurs auteurs ont déjà proposé un état de l'art de la distribution diphasique dans un échangeur à mini-canaux. Webb et Chung (2005) ont réalisé une étude bibliographique sur l'influence de la géométrie sur la distribution dans le cas d'une série de tubes connectés à un distributeur. Hrnjak (2004a,b) présente un aperçu des options envisagées pour distribuer uniformément un fluide mono et diphasique, et pour évaluer la qualité de la distribution. Dans un article portant sur la distribution d'un fluide diphasique à la jonction entre un distributeur et un tube, Lee (2010) a fait l'état de l'art des études expérimentales et des modèles développés pour de simples jonctions T, des doubles jonctions T et pour une série de connections tube-distributeur.

Des études récentes attestent l'intérêt croissant des chercheurs sur ce domaine. Les études évoquées ci-après ont nécessité le développement de prototypes à la géométrie spécifique. La présentation de chacun d'entre eux se révélerait rapidement fastidieuse. Afin d'éviter d'alourdir notre propos par des descriptions répétitives, nous spécifierons simplement les différences de chaque prototype avec la géométrie de référence, présentée figure 1.1. Celle-ci se compose d'un distributeur et d'un collecteur de section circulaire, dans lesquels des barrettes de mini-canaux sont insérées jusqu'à mi-diamètre. La connexion de l'échangeur au circuit principal est faite à l'extrémité du distributeur et du collecteur.

Un tableau, fourni Annexe A, répertorie l'ensemble des géométries et fluides utilisés pour les études présentées dans cette partie. Les débits et titres utilisés dans chaque cas sont également répertoriés.

1. Computational Fluid Dynamics

Dans un premier temps, nous présenterons un certain nombre de caractéristiques des écoulements diphasiques. Nous nous appuierons ensuite sur un ensemble de résultats expérimentaux issus de la littérature afin de tenter d'expliquer l'influence de l'orientation de l'échangeur sur le comportement du fluide diphasique dans le distributeur. Enfin, nous présenterons les paramètres géométriques dont l'influence sur la distribution a été étudiée.

1.1.1 Caractéristiques de l'écoulement diphasique

Un certain nombre de prérequis sont nécessaires avant d'aborder les problèmes de distribution d'un fluide diphasique pour une géométrie aussi complexe que celle d'un échangeur à minicanaux. Ces notions feront l'objet de cette première partie.

1.1.1.1 Grandeurs caractéristiques

Avant d'aborder les travaux sur la distribution de mélanges liquide-vapeur en mini-canaux, il est nécessaire de préciser un certain nombre de grandeurs. Tout d'abord, le titre massique de l'écoulement est défini par :

$$x = \frac{\dot{M}_v}{\dot{M}_l + \dot{M}_v} \quad (1.1)$$

avec \dot{M}_l et \dot{M}_v les débits massiques des phases liquide et vapeur dans le distributeur, respectivement.

La densité de flux massique, ou vitesse massique, représente le débit massique circulant dans le tube par unité de surface. Nous avons donc :

$$G_l = \frac{\dot{M}_l}{S_l} \text{ et } G_v = \frac{\dot{M}_v}{S_v} \quad (1.2)$$

avec S_l et S_v les surfaces occupées par les phases liquide et vapeur, respectivement.

La vitesse superficielle j est le rapport du débit volumique sur la section droite du canal. Les vitesses superficielles de liquide et de vapeur peuvent donc s'écrire :

$$j_l = \frac{\dot{M}_l}{\rho_l S} \text{ et } j_v = \frac{\dot{M}_v}{\rho_v S} \quad (1.3)$$

avec ρ_l et ρ_v les masses volumiques de liquide et de vapeur, respectivement.

Afin de caractériser la distribution de chaque phase entre les différents tubes, il est nécessaire de définir, dans un premier temps, le débit massique moyen de chacune des phases. Nous avons donc :

$$\bar{m}_l = \frac{\sum_{i=1}^N \dot{m}_{l,i}}{N} \text{ et } \bar{m}_v = \frac{\sum_{i=1}^N \dot{m}_{v,i}}{N} \quad (1.4)$$

avec N le nombre de tubes et $\dot{m}_{l,i}$ et $\dot{m}_{v,i}$ les débits massiques des phases liquide et vapeur dans le canal i , respectivement. Pour chacun des canaux, le rapport adimensionnel du débit massique de la phase considérée circulant dans le canal i sur le débit massique moyen de la phase peut alors être défini par :

$$\dot{m}_{l,i}^* = \frac{\dot{m}_{l,i}}{\bar{m}_l} \text{ et } \dot{m}_{v,i}^* = \frac{\dot{m}_{v,i}}{\bar{m}_v} \quad (1.5)$$

La distribution des phases peut également être analysée en terme d'écart type :

$$\sigma_l = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\dot{m}_{l,i}^* - 1)^2}{N}} \text{ et } \sigma_v = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\dot{m}_{v,i}^* - 1)^2}{N}} \quad (1.6)$$

Quelles que soient la configuration géométrique et les conditions opératoires, σ représente une valeur unique, synthétique, indiquant le degré de mal-distribution de la phase considérée. Lorsque la distribution de la phase considérée est homogène, la valeur de σ est faible et tend à augmenter lorsque la distribution se détériore.

Toutefois, une distribution homogène de la phase liquide ne signifie pas forcément une distribution homogène de la phase vapeur. La qualité de la distribution peut toutefois être qualifiée en terme d'écart type au niveau de la phase liquide uniquement, et ce pour deux raisons.

Tout d'abord, les échanges dans l'évaporateur sont principalement liés à l'évaporation de la phase liquide. Si celle-ci est bien distribuée, les échanges thermiques en paroi seront répartis de façon homogène. Or, l'intérêt d'une bonne distribution des phases dans le distributeur est d'obtenir une bonne distribution des échanges thermiques en paroi.

D'autre part, la phase vapeur est généralement distribuée de façon bien plus homogène que la phase liquide. Il est donc légitime de s'intéresser plus particulièrement à la distribution de la phase liquide.

1.1.1.2 Régimes d'écoulement

Des auteurs, tels Ahmad *et al.* (2009) et Fei et Hrnjak (2004), ont mis en valeur dans leurs travaux l'importance du régime d'écoulement à l'entrée du distributeur. Avant de s'intéresser à la distribution d'un fluide à l'état diphasique, il est donc nécessaire de bien appréhender les différentes configurations pouvant apparaître en amont du distributeur. Pour cela, les principaux régimes d'écoulement intervenant dans le cas de la vaporisation d'un liquide seront explicités. Deux cas sont présentés, un écoulement ascendant dans un tube vertical et un écoulement dans un tube horizontal.

Les régimes d'écoulement intervenant lors de la vaporisation d'un liquide circulant de bas en haut dans un tube vertical sont illustrés figure 1.6. Les différentes configurations observées peuvent être regroupées en cinq types :

- Ecoulement à bulles, ou « bubbly flow ». La phase vapeur est dispersée sous forme de fines bulles dans la phase liquide continue. Les bulles sont de tailles et de formes variables, bien que généralement quasi-sphériques et de diamètre très inférieur à celui du tube.
- Ecoulement à bouchon, ou « plug / slug flow ». Avec l'augmentation du titre en vapeur, l'écart entre les bulles diminue. Les bulles entrent en collision et coalescent, entraînant la formation de bulles de diamètre proche de celui du tube. Ces bulles, communément appelées bulles de Taylor, ont la forme d'une ogive. Elles sont séparées les unes des autres par une épaisseur de liquide, pouvant contenir de fines bulles de vapeur. Les bulles de Taylor sont séparées de la paroi par un fin film de liquide qui peut être entraîné vers le bas par gravité, bien que l'écoulement soit ascendant.
- Ecoulement agité ou « churn flow ». Avec l'augmentation du débit, la structure de l'écoulement devient instable, le liquide montant et descendant de façon oscillante mais dans un mouvement globalement ascendant. Cette instabilité est le résultat de la relative parité de la gravité et des forces de cisaillement agissant dans des directions opposées sur le mince film de liquide entourant les bulles de Taylor. Ce régime d'écoulement est en fait un régime intermédiaire entre l'écoulement à bouchon et l'écoulement annulaire. Pour de faibles diamètres de tube, l'écoulement agité peut ne pas se développer du tout. L'écoulement passe alors de l'écoulement à bouchon à l'écoulement annulaire.
- Ecoulement annulaire ou « annular flow ». Une fois que le cisaillement interfacial entre les phases vapeur et liquide devient plus important que la pesanteur, la phase liquide est expulsée du centre du canal. Elle forme alors un film mince sur la paroi tandis que la phase vapeur continue occupe le centre de la conduite. L'augmentation de la vitesse de la phase vapeur entraîne également la formation de vagues à l'interface entre les deux phases. De

plus, la phase liquide peut être entraînée dans le cœur gazeux central sous forme de fines gouttelettes, à tel point que la fraction de liquide entraînée devient équivalente à celle du film.

- Ecoulement à brouillard ou « mist / fog flow ». Pour un débit de vapeur très important, le film annulaire est aminci par le cisaillement du cœur vapeurux à l'interface. Il devient instable, puis finit par être entraîné sous forme de fines gouttelettes dans la phase vapeur continue, présentant une configuration inverse à celle rencontrée en écoulement à bulles.

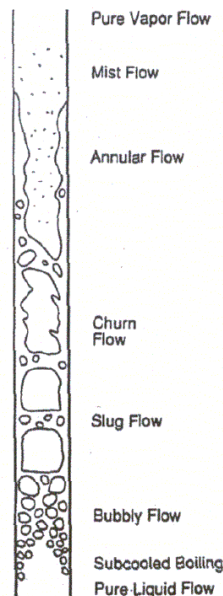


FIGURE 1.6 – Régimes d'écoulement dans un tube lisse d'évaporateur vertical à écoulement ascendant, Collier (1981)

Les régimes d'écoulement observés lors de l'évaporation d'un liquide dans un canal horizontal sont similaires à ceux observés dans un canal vertical, la gravité jouant cependant un rôle plus important. L'écoulement y est stratifié, la phase liquide occupe préférentiellement la partie inférieure du canal et la phase vapeur la partie supérieure. Les différents régimes, présentés figure 1.7, peuvent être divisés en six configurations :

- Ecoulement à bulles ou « bubbly flow ». Les bulles de vapeur sont dispersées dans la phase liquide, majoritairement dans la partie supérieure en raison de la différence de densité. Lorsqu'il y a prédominance des forces de cisaillement, la répartition des bulles tend à s'uniformiser. Dans des canaux horizontaux, ce type d'écoulement n'intervient que pour des débits élevés.
- Ecoulement intermittent ou « intermittent flow ». Ce régime est caractérisé par des vagues de grande amplitude atteignant la paroi supérieure de façon intermittente, séparées les unes des autres par des vagues de petite amplitude. Les vagues de grande amplitude entraînent des bulles de vapeur dispersées dans la phase continue. La partie supérieure du canal est mouillée en permanence par les vagues de grande amplitude, laissant un fin film liquide. Un écoulement intermittent comprend également les écoulements à bouchon et à poche. Ces régimes d'écoulement ont les caractéristiques suivantes :
 - Ecoulement à bouchon ou « plug flow ». Ce régime d'écoulement est caractérisé par des zones liquides séparées par des bulles de vapeur allongées. Ces bulles ont un diamètre inférieur à celui du canal, si bien que la phase liquide est continue sur sa partie inférieure. Il est parfois fait référence à ce régime d'écoulement sous le nom d'écoulement à bulles allongées.
 - Ecoulement à poches ou « slug flow ». Pour une vitesse de vapeur plus importante, le

diamètre des bulles augmente. Les zones liquides séparant les bulles, dans lesquelles de fines bulles sont dispersées, peuvent également être décrites comme des vagues de grande amplitude.

- Écoulement stratifié ou « stratified flow ». Pour de faibles vitesses de liquide et de vapeur, il y a séparation des phases. La phase vapeur occupe la partie supérieure du tube et la phase liquide la partie inférieure, séparées par une interface lisse.
- Écoulement à vagues ou « wavy flow ». L'augmentation de la vitesse de la vapeur en régime stratifié entraîne la formation de vagues à l'interface, qui progressent dans le sens de l'écoulement. L'amplitude de ces vagues dépend de la vitesse relative des deux phases, leurs crêtes ne pouvant cependant atteindre la partie supérieure du canal.
- Écoulement annulaire ou « annular flow ». Pour des vitesses encore plus élevées, la phase liquide forme une fine couche continue le long de la paroi du canal. Ce régime est similaire à celui rencontré dans un tube vertical, à ceci près que l'épaisseur de liquide est plus importante sur la partie inférieure. L'interface entre les deux phases est perturbée par des vagues de faibles amplitudes et une partie du film liquide est entraînée sous forme de gouttelettes dans le cœur vapeur. Pour un fort titre en vapeur, la partie supérieure du tube est asséchée, de telle façon que le film annulaire ne recouvre plus que la partie inférieure du canal, passant ainsi en régime stratifié ou à vagues.
- Écoulement à brouillard ou « mist flow ». Similaire à celui présenté plus tôt pour un canal vertical, pour de grandes vitesses de vapeur, le film liquide peut être arraché à la paroi et entraîné sous forme de gouttelettes dans la phase de vapeur continue.

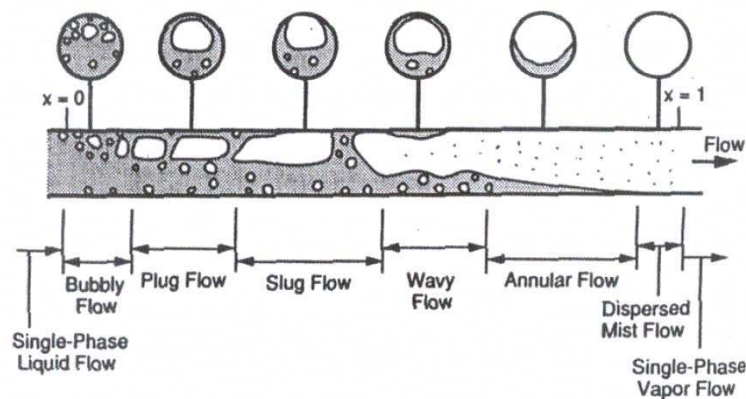
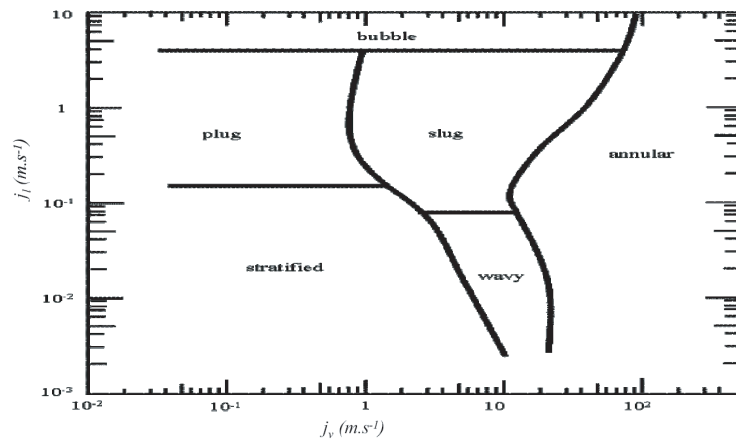


FIGURE 1.7 – Régimes d'écoulement dans un tube lisse d'évaporateur horizontal, Collier et Thome (1996)

1.1.1.3 Cartes d'écoulement

L'objectif des cartes d'écoulement est de prédire, pour une configuration et des conditions de fonctionnement données, le régime d'écoulement local dans un canal. Elles se présentent sous la forme d'un diagramme sur lequel les limites représentées indiquent le passage d'un régime d'écoulement à un autre. La principale limitation de ces cartes est donc leur caractère restrictif. En effet, une carte donnée peut difficilement être appliquée à une géométrie et à des conditions opératoires différentes de celles pour lesquelles elle fut initialement établie. La figure 1.8 illustre bien cet état de fait. Cette carte d'écoulement, réalisée par Mandhane *et al.* (1974) pour un écoulement horizontal, doit être utilisée dans les domaines de validité donnés dans le tableau 1.1.

Taitel et Dukler (1976) ont également développé des cartes théoriques, reposant sur l'utilisation de corrélations basées sur l'étude des mécanismes mis en jeu lors du changement de

FIGURE 1.8 – Carte d'écoulement pour un écoulement horizontal, Mandhane *et al.* (1974)TABLEAU 1.1 – Domaines de validité de la carte d'écoulement de Mandhane *et al.* (1974)

Paramètre	Minimum	Maximum
Diamètre interne de conduite [mm]	12,7	165,1
Masse volumique liquide / gaz [kg.m^{-3}]	705 / 0,8	1009 / 50,5
Viscosité dynamique du liquide / gaz [Pa.s]	3.10^{-4} / 10^{-5}	9.10^{-2} / $2, 2.10^{-5}$
Tension de surface [mN.m^{-1}]	24	103
Vitesse superficielle du liquide / gaz [m.s^{-1}]	9.10^{-4} / 4.10^{-4}	0,731 / 0,171

régime. Ils ont ainsi pu représenter une carte théorique s'appliquant dans le cas d'une conduite horizontale ou légèrement inclinée, présentée figure 1.9, et dans le cas d'une conduite verticale et d'un écoulement ascendant, présentée figure 1.10.

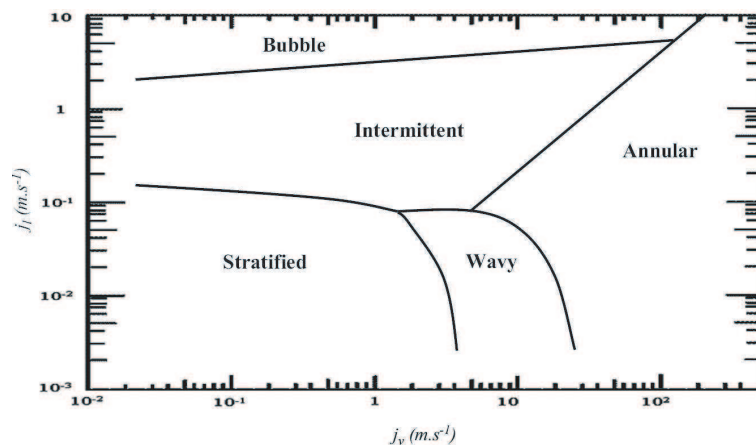


FIGURE 1.9 – Carte d'écoulement pour un écoulement horizontal, Taitel et Dukler (1976)

Enfin, Triplett *et al.* (1999) ont établi des cartes d'écoulement dans le cas de mini-canaux horizontaux. Les cartes d'écoulement obtenues pour deux diamètres hydrauliques, 1,097 mm et 1,450 mm, sont présentées figures 1.11 et 1.12. Ces essais ont été menés avec un mélange eau-air, pour des vitesses superficielles de liquide et de gaz allant respectivement de $0,02 \text{ m.s}^{-1}$ à 8 m.s^{-1} et de $0,02 \text{ m.s}^{-1}$ à 80 m.s^{-1} . Les résultats obtenus par Triplett *et al.* (1999) permettent de conclure que les régimes d'écoulement à vagues et stratifié sont absents dans le cas des mini-canaux.

Ces cartes font généralement référence à des écoulements diphasiques adiabatiques, voire à un mélange eau-air. La validité de ces cartes est donc incertaine dans le cas d'un fluide subissant

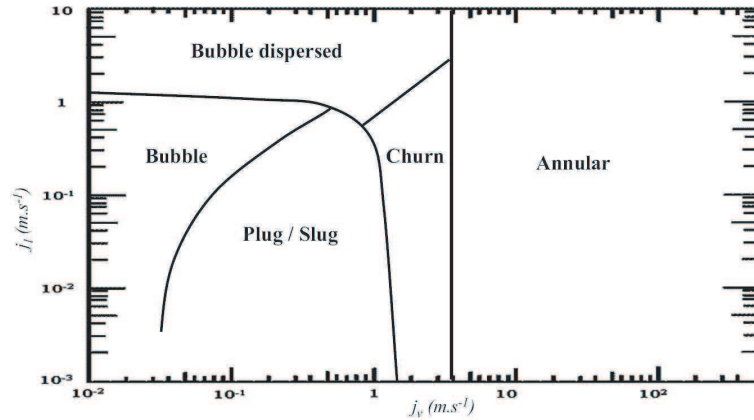


FIGURE 1.10 – Carte d'écoulement pour un écoulement vertical ascendant, Taitel et Dukler (1976)

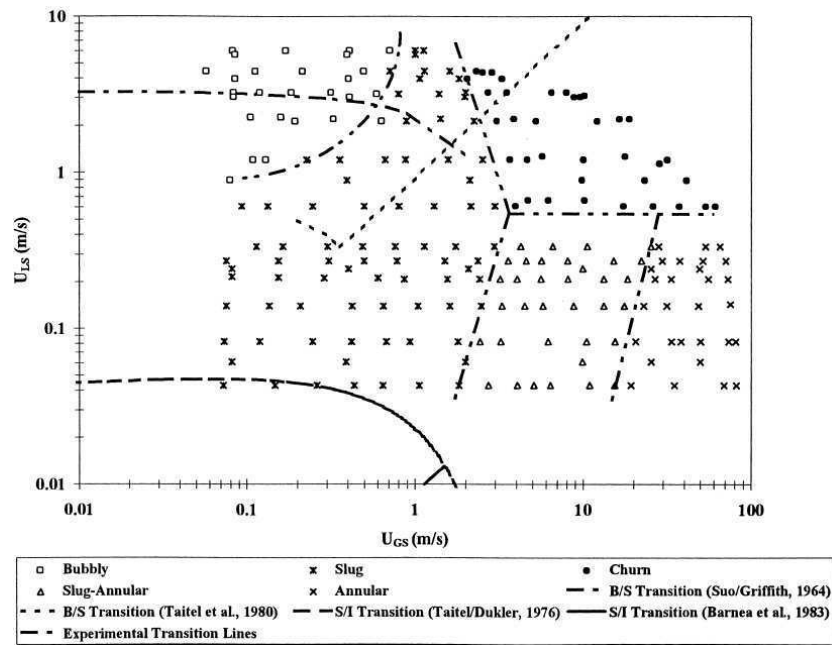


FIGURE 1.11 – Carte d'écoulement pour un écoulement horizontal dans un mini-canal de diamètre hydraulique 1,097 mm, Triplett *et al.* (1999)

un changement de phase.

1.1.2 Effet de l'orientation sur la distribution

La distribution d'un mélange liquide-vapeur, et en particulier celle de la phase liquide, est particulièrement influencée par la gravité. Ainsi, des configurations d'écoulement très différentes peuvent être obtenues pour différentes orientations du distributeur et des tubes. La nature du fluide influence également la distribution. Les propriétés de certains fluides couramment utilisés sont présentées tableau 1.2. Bien qu'utilisé dans de nombreuses études en tant que fluide modèle, le mélange eau-air n'a pas les mêmes propriétés qu'un fluide frigorigène à l'état diphasique. En effet, le rapport de densité gaz-liquide du HFE 7100² à 61 °C est de 0,0070, soit un rapport six fois supérieur à celui d'un mélange eau-air. Cette différence a été soulignée par Kim et Kim

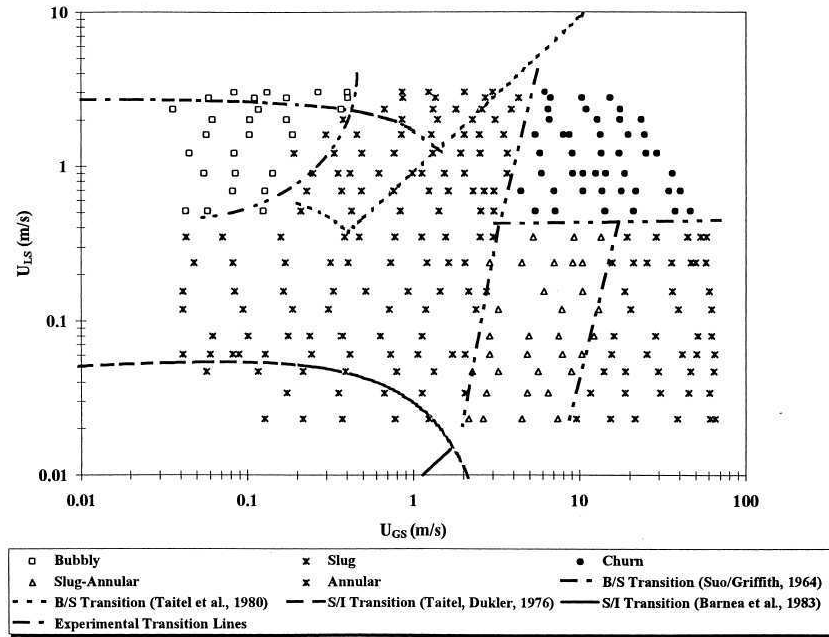


FIGURE 1.12 – Carte d'écoulement pour un écoulement horizontal dans un mini-canal de diamètre hydraulique 1,450 mm, Triplett *et al.* (1999)

(2010), qui ont comparé les distributions de R-134a et d'un mélange eau-air dans le cas d'un distributeur connecté à des barrettes de mini-canaux.

TABLEAU 1.2 – Propriétés thermophysiques d'un mélange eau-air et des fluides frigorigènes R-134a et HFE 7100 à saturation

Fluide	T [°C]	ρ_l [kg.m ⁻³]	ρ_v [kg.m ⁻³]	σ [N.m ⁻¹]	μ_l [Pa.s]
Eau-air (1 bar)	20	998	1,19	0,073	10,02.10 ⁻⁴
HFE 7100 (1 bar)	61	1 372	9,58	0,010	8,26.10 ⁻⁴
R-134a (2,93 bar)	0	1 294	14,42	0,012	2,65.10 ⁻⁴

Le rapport de densité gaz-liquide du R-134a à 0 °C est de 0,011, soit un rapport environ neuf fois supérieur à celui d'un mélange eau-air. De cet écart résulte un régime d'écoulement différent en entrée du distributeur, régime annulaire pour un mélange eau-air et stratifié pour du R-134a. En outre, dans le cas du mélange eau-air, la vitesse du gaz, bien supérieure à celle du liquide, induit des forces de cisaillement plus importantes. La distribution et le comportement des phases sont en conséquence différents de ceux observés dans le cas du R-134a.

Un autre paramètre différenciant un mélange eau-air d'un fluide frigorigène à l'état diphasique est la tension de surface. En effet, la tension de surface d'un mélange eau-air est environ sept fois supérieure à celle du HFE 7100 à l'état diphasique. Comme l'ont souligné Yang et Shieh (2001), la force de tension de surface amène le système à agir de façon à minimiser sa surface inter-faciale, modifiant la configuration de l'écoulement. Ce paramètre doit donc être pris en compte au niveau de la distribution.

Par ailleurs, quel que soit le fluide, les phases ont tendance à se séparer et à occuper des parties distinctes du distributeur. De façon à clarifier notre propos, les différentes zones du distributeur seront nommées d'après le schéma présenté figure 1.13. Cette désignation sera conservée quelle que soit l'orientation du distributeur.

Etant données les diverses géométries présentées dans la littérature, nous ne comparerons ici que les résultats obtenus dans des cas correspondant à la géométrie de référence ou n'impliquant

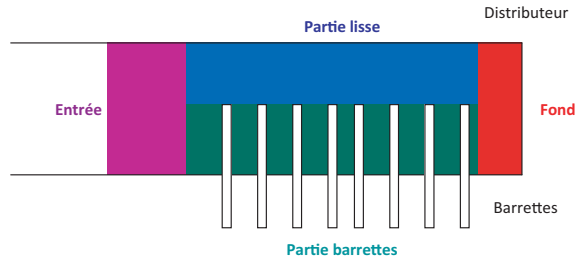


FIGURE 1.13 – Désignation des différentes zones du distributeur

de variations que sur un seul paramètre géométrique.

1.1.2.1 Distributeur horizontal, écoulement descendant dans les barrettes

Dans le cas d'un distributeur horizontal, la distribution est particulièrement influencée par le sens de l'écoulement dans les barrettes. En effet, le rôle majeur de la gravité sur l'ordonnement des phases est de modifier radicalement la répartition des phases liquide et vapeur entre les barrettes.

Seules les études de Kim et Sin (2006), Kim *et al.* (2007), Kim et Han (2008), Kim *et al.* (2008), Kim et Kim (2010) et Poggi (2008) permettent de déduire un comportement général dans le cas de notre géométrie de référence. Ainsi, comme présenté figure 1.14, il apparaît que la phase liquide occupe principalement la partie barrettes du distributeur, que l'écoulement soit annulaire ou stratifié. À l'entrée de distributeur, la phase liquide entre en collision avec la première barrette et est projetée plus avant. Ce phénomène se reproduit au niveau des barrettes suivantes, de plus en plus faiblement le long du distributeur. À chaque impact, une partie du liquide est entraînée par aspiration au niveau de la barrette impactée.

FIGURE 1.14 – Régime d'écoulement typique dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement descendant dans les barrettes, Kim *et al.* (2007)

Selon les études et les fluides utilisés, deux profils de distribution sont observés. Pour un fluide frigorigène à l'état diphasique, Kim *et al.* (2007), Kim et Kim (2010) et Poggi (2008) ont montré que le liquide percutant les barrettes a tendance à retomber rapidement. En conséquence, l'alimentation des barrettes en liquide décroît le long du distributeur, comme présenté figure 1.15.

Dans le cas d'un mélange eau-air, l'air circule à une vitesse plus importante que l'eau. Les essais menés sur ce mélange par Kim et Sin (2006), Kim et Han (2008), Kim *et al.* (2008) et Kim et Kim (2010) ont ainsi fourni des résultats différents de ceux présentés plus haut. En effet, l'eau percutant une barrette est entraînée par l'air sous forme de gouttelettes vers le fond du distributeur. Ce phénomène provoque une alimentation importante des premières barrettes, par aspiration, et des dernières barrettes, par entraînement, comme présenté figure 1.16.

Ainsi, quel que soit le fluide utilisé, les premières barrettes sont suralimentées et celles du milieu sous-alimentées en liquide.

La phase gazeuse, quant à elle, s'accumule dans la partie lisse du distributeur, en raison de la différence de densité. L'écoulement du gaz est donc peu impacté par les pertes de charge générées par l'intrusion des barrettes. La distribution de la phase gazeuse présente une allure opposée à celle de la phase liquide. La distribution de gaz est toutefois relativement homogène.

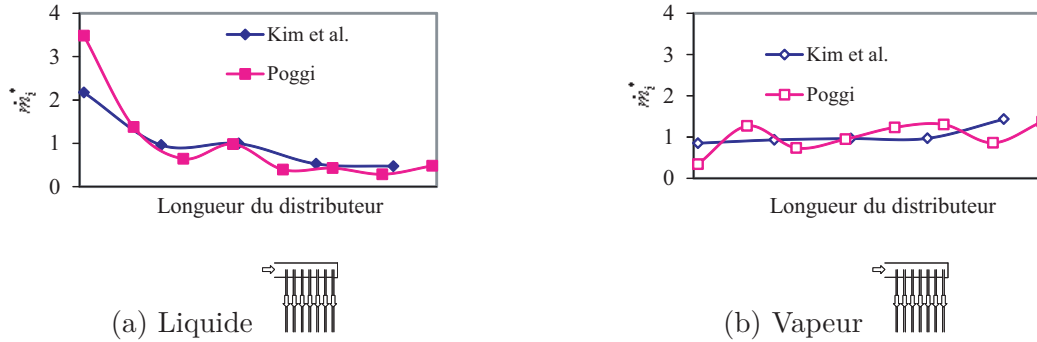


FIGURE 1.15 – Distribution de liquide (a) et de vapeur (b) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement descendant dans les barrettes

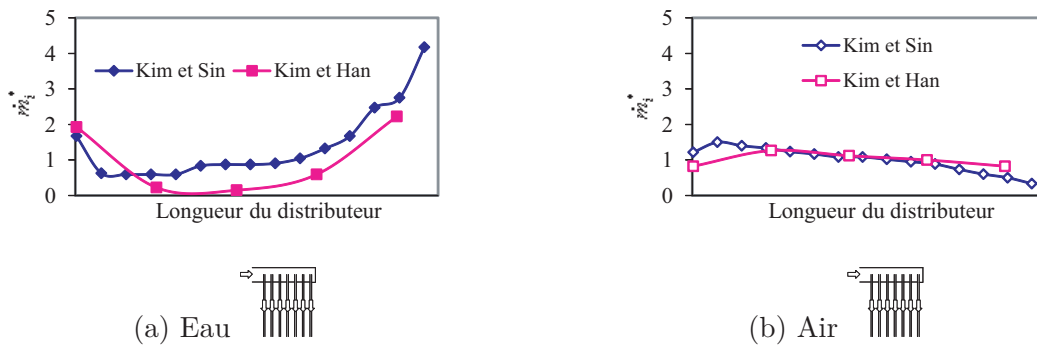


FIGURE 1.16 – Distribution d'eau (a) et d'air (b) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement descendant dans les barrettes

Influence de la densité de flux massique Concernant l'influence de la densité de flux massique sur la distribution, un comportement similaire est observé quelle que soit la nature du fluide. Les essais de Kim et Sin (2006), Kim et Han (2008), Kim *et al.* (2008) et Kim et Kim (2010) menés sur un mélange eau-air et ceux de Kim *et al.* (2007), Kim et Kim (2010) et Poggi (2008) sur un fluide à l'état diphasique aboutissent aux mêmes conclusions. Une densité de flux massique plus importante diminue sensiblement l'alimentation des premières barrettes au profit des dernières, comme présenté figure 1.17. Ce phénomène est dû à l'augmentation de l'énergie cinétique de la phase liquide. Celle-ci est projetée d'autant plus loin que sa vitesse initiale est importante. Il apparaît toutefois que la densité de flux massique a une plus faible influence sur la distribution d'un fluide à l'état diphasique dans le domaine considéré.

Par ailleurs, Kim et Sin (2006), Kim et Han (2008) ont pu observer que la modification de la distribution était accrue dans le cas d'un distributeur plus long et donc connecté à un grand nombre de barrettes. En effet, pour de faibles densités de flux massique, le liquide projeté n'atteint pas le fond du distributeur. Les barrettes suralimentées sont alors celles situées en son milieu.

Pour ce qui est de la distribution de gaz, aucune conclusion claire ne peut être tirée. Toutefois, l'influence de la densité de flux massique est faible, quels que soient les changements observés.

Influence du titre De nouveau, l'étude de l'influence du titre sur la distribution impose de différencier la distribution d'un fluide à l'état diphasique de celle d'un mélange eau-air. Les résultats dans ces deux cas sont présentés figure 1.18.

Dans le cas d'un fluide à l'état diphasique, les études menées par Kim et Kim (2010), Kim

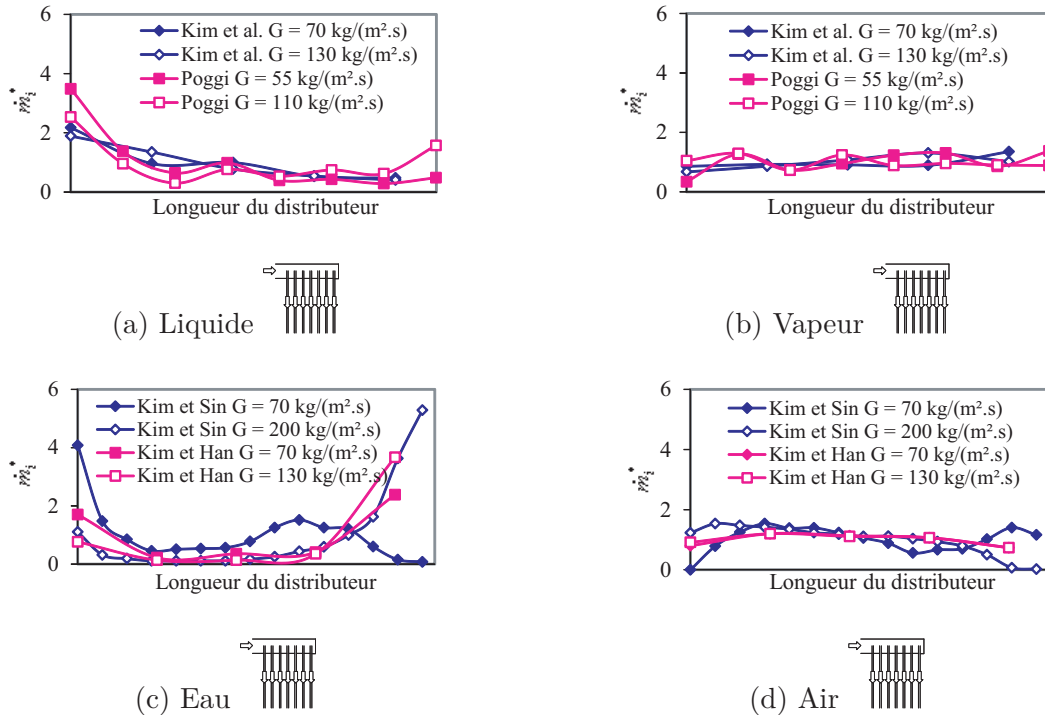


FIGURE 1.17 – Influence de la densité de flux massique sur la distribution de liquide (a), de vapeur (b), d'eau (c) et d'air (d) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement descendant dans les barrettes

et al. (2007) et Poggi (2008) ont montré que la variation du titre n'a que peu d'effet. Toutefois, pour un titre élevé, supérieur à 0,65, le liquide impactant les premières barrettes est projeté sous forme de gouttelettes au fond du distributeur. Les barrettes situées en entrée et au fond du distributeur sont alors suralimentées, celles du milieu sous alimentées. La phase vapeur est, quant à elle, peu influencée.

Dans le cas d'un mélange eau-air, pour la géométrie de référence, seules les études de Kim et Sin (2006) et Kim et Han (2008) ont proposé des résultats. Il apparaît que l'entraînement du liquide augmente avec le titre. L'augmentation du titre accroît ainsi la suralimentation des dernières barrettes et diminue celle des premières, restant sans effet sur la sous-alimentation des barrettes du milieu. De nouveau, l'alimentation en gaz n'est pas affectée.

Influence de l'intrusion des barrettes Kim *et al.* (2007) et Kim et Kim (2010) ont étudié l'influence de l'intrusion dans le cas du R-134a à l'état diphasique. Il apparaît que, pour un écoulement descendant dans les barrettes, la profondeur d'intrusion des barrettes modifie le comportement de la phase liquide, comme présenté figure 1.19.

En effet, l'absence d'obstacle ne fait qu'amplifier le phénomène déjà observé pour la géométrie de référence, à savoir une décroissance de l'alimentation en liquide le long du distributeur. Des études ayant été menées par d'autres auteurs dans le cas de barrettes ou de tubes affleurants ont permis de confirmer ces observations. En effet, les résultats obtenus par Vist et Pettersen (2004) pour du R-134a, par Ahmad *et al.* (2009) pour du HFE 7100 et par Bernoux (2000) pour du R-113, présentés figure 1.20, confirment une alimentation décroissante le long du distributeur.

L'influence de l'intrusion des barrettes dans le cas d'un mélange eau-air a donné lieu aux études de Kim et Sin (2006), Kim et Han (2008) et Kim *et al.* (2008). L'effet observé est identique, mais le changement de comportement est accru. Cette modification favorise en effet l'alimentation des premières barrettes, comme présenté figure 1.20. Le liquide, particulièrement présent

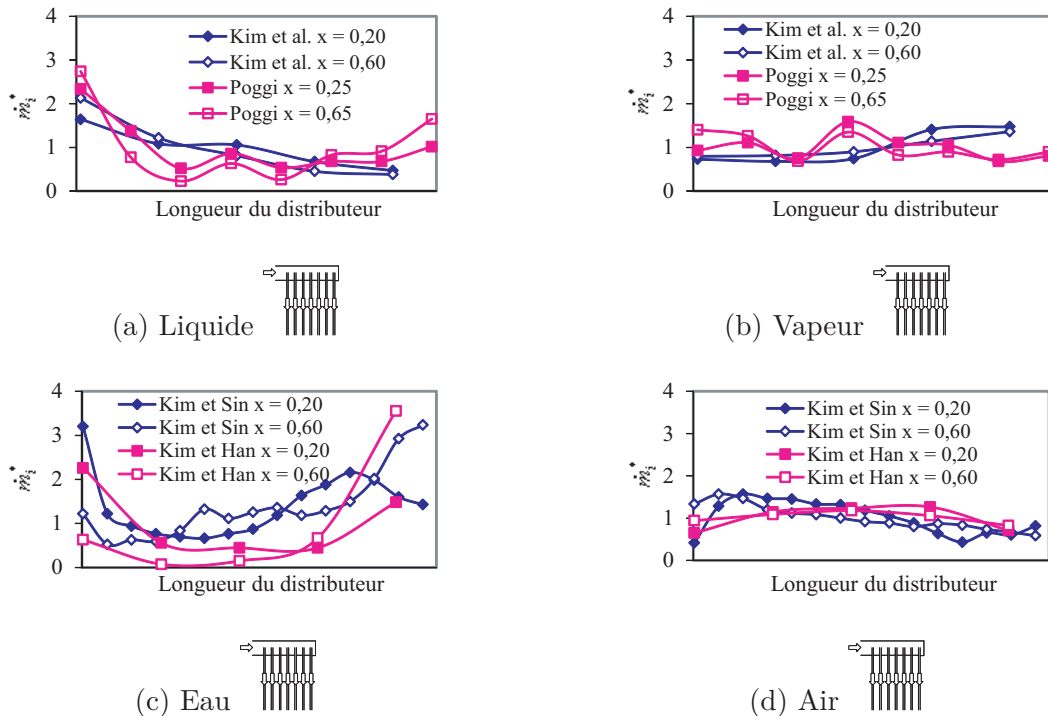


FIGURE 1.18 – Influence du titre sur la distribution de liquide (a), de vapeur (b), d'eau (c) et d'air (d) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement descendant dans les barrettes

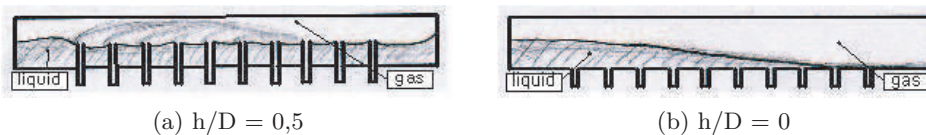


FIGURE 1.19 – Influence de l'intrusion des barrettes dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement descendant dans les barrettes, Kim *et al.* (2007)

sur la partie barrettes du distributeur, s'écoule directement dans les barrettes par aspiration et par gravité. Cette observation a également pu être confirmée par Li *et al.* (2010) pour une géométrie similaire.

Dans tous les cas, la distribution de gaz, bien que plus homogène, suit clairement la tendance inverse à celle du liquide. Ainsi, le gaz alimente les dernières barrettes aux dépens des premières.

1.1.2.2 Distributeur horizontal, écoulement ascendant dans les barrettes

La distribution dans cette configuration est à ce jour la plus documentée dans la littérature. Dans le cas d'un écoulement ascendant dans les barrettes, le liquide a tendance à occuper la partie lisse du distributeur, comme présenté figure 1.21. La vitesse initiale des deux phases provoque une élévation du niveau de liquide au fond du distributeur et donc suralimentation des dernières barrettes par aspiration.

A l'inverse, la phase gazeuse a tendance à s'accumuler dans la partie barrettes du distributeur. Du fait des pertes de charge entraînées par la présence des barrettes, la phase gazeuse alimente principalement les premières barrettes.

Une différence peut toutefois être observée entre la distribution d'un fluide à l'état diphasique et d'un mélange eau-air, comme présenté figure 1.22 et 1.23. En effet, comme l'ont observé

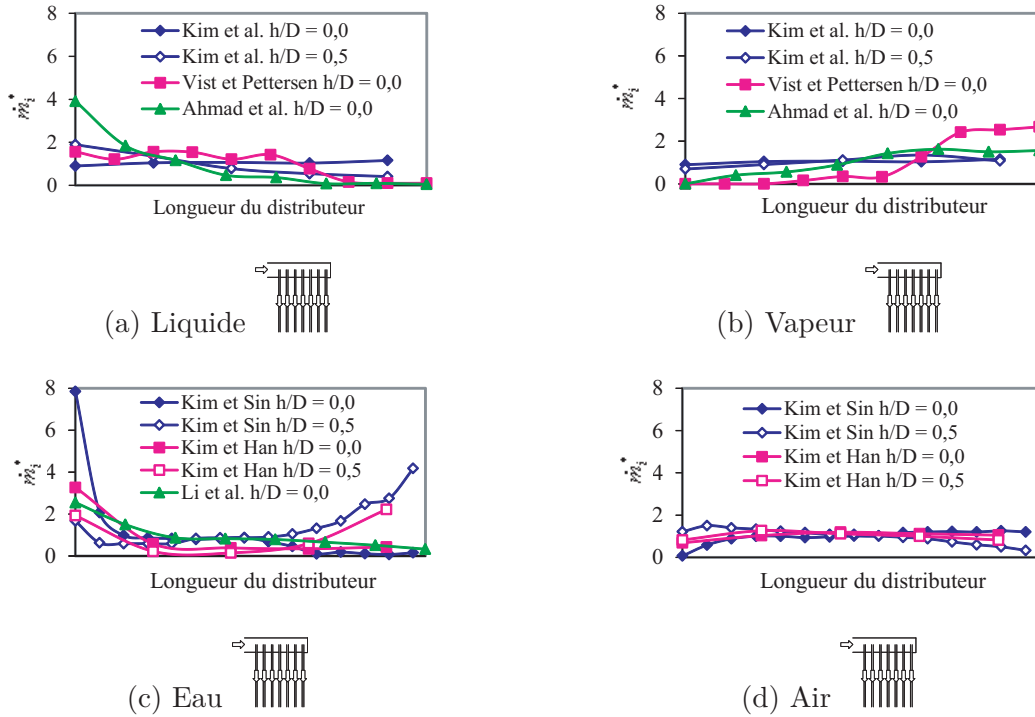


FIGURE 1.20 – Influence de l'intrusion des barrettes sur la distribution de liquide (a), de vapeur (b), d'eau (c) et d'air (d) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement descendant dans les barrettes



FIGURE 1.21 – Régime d'écoulement typique dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement ascendant dans les barrettes, Kim *et al.* (2007)

Koyama *et al.* (2006) et Hwang *et al.* (2007) pour du R-134a, deux paliers sont observés. Le premier, visible au niveau des premières barrettes, correspond à une forte alimentation en vapeur et à une faible alimentation en liquide. Le second, au niveau des dernières barrettes, présente une distribution opposée, à savoir une forte alimentation en liquide et une faible alimentation en vapeur. Entre ces deux paliers, la distribution de chaque phase varie brutalement.

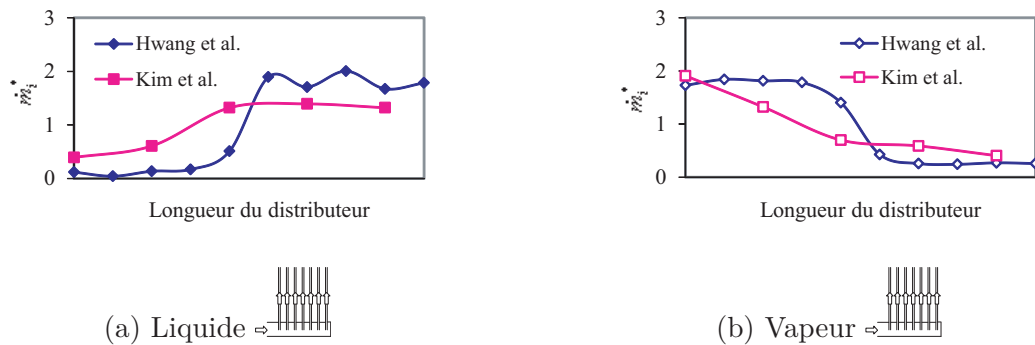


FIGURE 1.22 – Distribution de liquide (a) et de vapeur (b) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement ascendant dans les barrettes

Les résultats de Kim *et al.* (2007) et Kim et Kim (2010) pour du R-134a présentent des similitudes avec ceux décrits plus haut. En effet, un palier est observé au niveau des dernières barrettes, fortement alimentées en liquide et faiblement en vapeur. D'un autre côté, l'augmentation de la distribution de liquide et la diminution de celle de vapeur notifiée plus haut au niveau des barrettes du milieu intervient ici au niveau des premières barrettes. Kim *et al.* (2007) et Kim et Kim (2010) n'ont donc pas observé de palier en entrée de distributeur, contrairement à Koyama *et al.* (2006) et Hwang *et al.* (2007). Toutefois, Kim *et al.* (2007) et Kim et Kim (2010) n'ont mesuré les débits que toutes les deux barrettes. Le débit au niveau de la seconde barrette n'est donc pas connu, masquant, peut-être, un premier palier.

Pour la distribution d'un mélange eau-air, Kim et Sin (2006), Kim et Han (2008), Kim *et al.* (2008) et Kim et Kim (2010) ont obtenu des résultats quelque peu différents de ceux obtenus dans le cas d'un fluide à l'état diphasique. Un effet d'entrée est observé au niveau de la première barrette, plus alimentée en liquide que les suivantes. En effet, le régime d'écoulement dans le cas d'un mélange eau-air est généralement annulaire en raison du rapport des vitesses entre les deux phases. Ainsi, la phase liquide circule en partie du côté barrettes du distributeur jusqu'à la première barrette. Le contact du liquide avec celle-ci casse la structure de l'écoulement. La phase liquide ne circule plus alors que sur la partie lisse du distributeur.

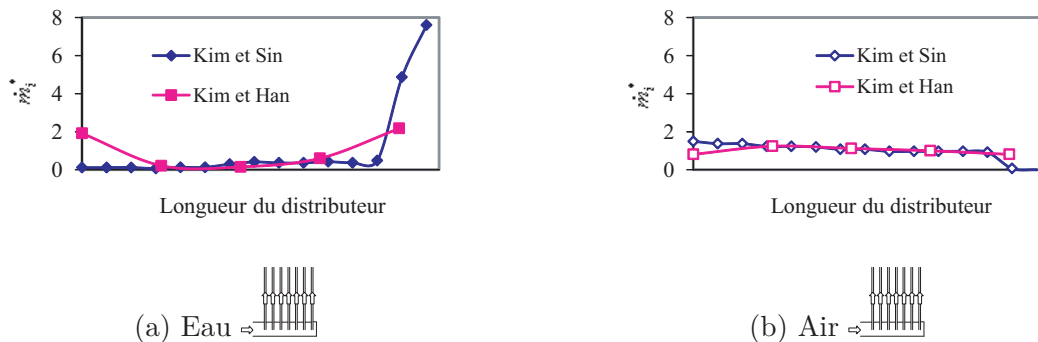


FIGURE 1.23 – Distribution d'eau (a) et d'air (b) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement ascendant dans les barrettes

D'autre part, la phase liquide est plus fortement entraînée par la phase gazeuse que dans le cas d'un fluide à l'état diphasique. Les auteurs ont ainsi observé une alimentation en liquide faible, voir nulle, dans une grande partie du distributeur. Seules les barrettes du fond sont alimentées, et ce de façon importante. La distribution de gaz, dont la tendance est inverse à celle du liquide, est toutefois bien moins hétérogène.

Ainsi, la tendance générale, quel que soit le fluide, est une alimentation en liquide concentrée sur la seconde moitié du distributeur. La distribution de gaz, quant à elle, suit la tendance inverse.

Influence de la densité de flux massique Quel que soit le fluide étudié, une augmentation de la densité de flux massique accroît les écarts observés entre les barrettes, comme présenté figure 1.24. Ainsi, Kim et Sin (2006), Kim *et al.* (2007), Kim et Han (2008), Kim *et al.* (2008), Kim et Kim (2010) et Hwang *et al.* (2007) ont pu constater deux comportements différents consécutifs à l'augmentation de la densité de flux massique. Suivant le cas, soit le nombre de barrettes suralimentées augmente, soit l'alimentation de ces dernières est accrue.

Dans le cas d'un mélange eau-air, le comportement dépend de la longueur du distributeur. Pour un distributeur court, l'alimentation en liquide des premières barrettes augmente, jusqu'à dans certains cas devenir plus importante qu'au niveau des dernières.

Dans le cas d'un distributeur long, une faible alimentation tend à créer une zone de stagnation au fond du distributeur, au niveau de laquelle plus rien ne circule. Pour une densité de flux massique plus élevée, cet effet est supprimé et la phase liquide alimente principalement les dernières barrettes.

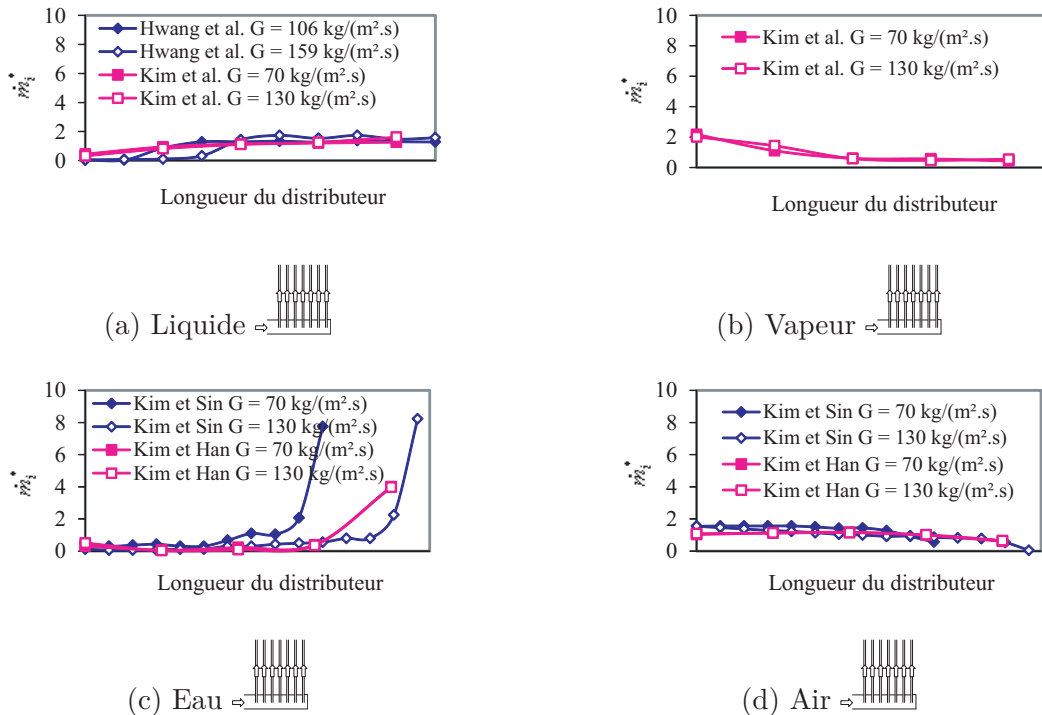


FIGURE 1.24 – Influence de la densité de flux massique sur la distribution de liquide (a), de vapeur (b), d'eau (c) et d'air (d) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement ascendant dans les barrettes

La distribution de la phase gazeuse est également affectée. Les premières et dernières barrettes sont moins alimentées et celles du milieu plus alimentées. Toutefois, ces changements se font dans une moindre mesure que dans le cas de la phase liquide.

Influence du titre Selon Kim et Sin (2006), Kim *et al.* (2007), Kim et Han (2008), Kim *et al.* (2008), Kim et Kim (2010) et Koyama *et al.* (2006), l'augmentation du titre a un effet similaire à l'augmentation de la densité de flux massique. En effet, comme présenté figure 1.25, il apparaît que le nombre de barrettes suralimentées augmente avec le titre. De nouveau, dans le cas d'un mélange eau-air, deux comportements différents sont observés suivant la longueur du distributeur.

Pour un distributeur court, l'alimentation au niveau des premières barrettes augmente, entraînant dans certains cas une alimentation plus importante au niveau des premières barrettes qu'au niveau des dernières.

Dans le cas d'un distributeur long, un faible titre tend à créer une zone de stagnation au fond du distributeur, au niveau de laquelle plus rien ne circule. L'augmentation du titre supprime cet effet et la phase liquide alimente alors principalement les dernières barrettes.

De nouveau, le comportement inverse est observé pour la phase gazeuse.

Influence de l'intrusion des barrettes Kim et Sin (2006), Kim *et al.* (2007), Kim et Han (2008), Kim *et al.* (2008) et Kim et Kim (2010) ont précisément étudié l'influence de l'intrusion

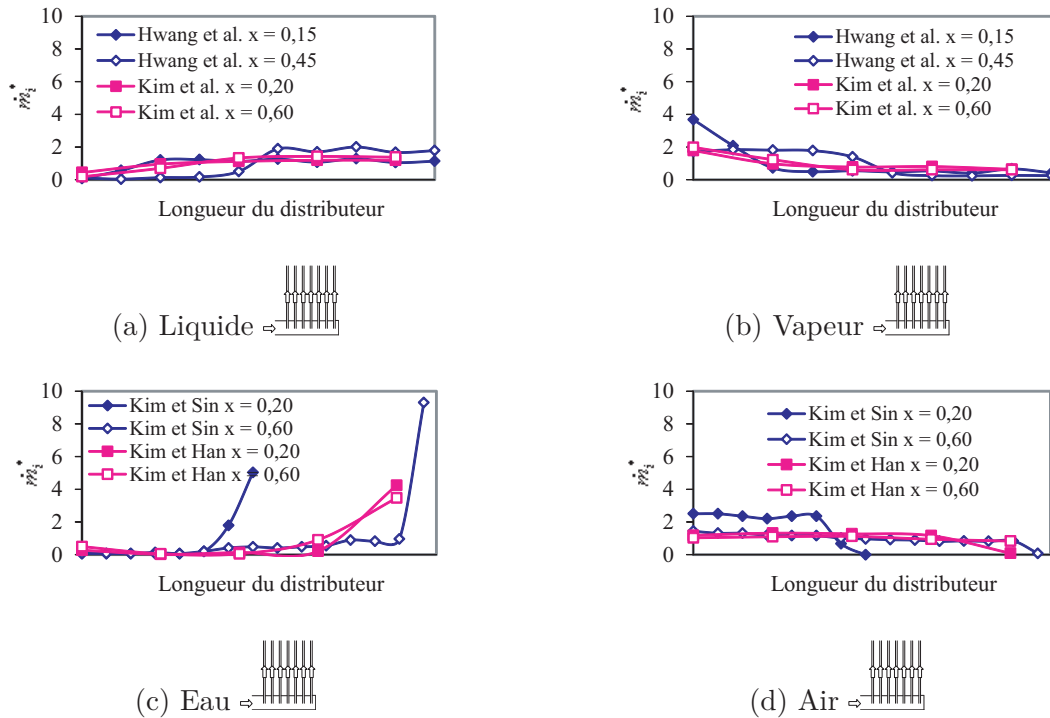


FIGURE 1.25 – Influence du titre sur la distribution de liquide (a), de vapeur (b), d'eau (c) et d'air (d) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement ascendant dans les barrettes

des barrettes sur la distribution. Les distributions obtenues dans le cas de barrettes affleurantes et insérées sont présentées figure 1.26. Il apparaît que, pour un fluide à l'état diphasique, la diminution de l'intrusion des barrettes accroît sensiblement l'alimentation en liquide des dernières barrettes aux dépens des premières. La distribution de vapeur subit l'effet inverse.

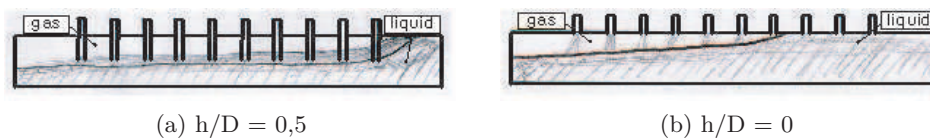


FIGURE 1.26 – Influence de l'intrusion des barrettes dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement ascendant dans les barrettes, Kim *et al.* (2007)

Les résultats obtenus par Kim et Sin (2006), Kim *et al.* (2007), Kim et Han (2008), Marchitto *et al.* (2008) et Vist et Pettersen (2004) sont présentés figure 1.27. Dans le cas d'un mélange eau-air, la suralimentation des premières barrettes est accrue, aux dépens des dernières. Ce comportement peut induire une alimentation en liquide plus importante dans les premières barrettes que dans les dernières.

L'effet de l'intrusion des barrettes sur la distribution de la phase gazeuse est de nouveau inverse à celui observé sur la distribution de la phase liquide.

L'effet observé est lié au régime d'écoulement en entrée. Dans le cas d'un mélange eau-air, le régime d'écoulement est annulaire. L'absence d'obstacle annule l'effet de décrochement provoqué par l'intrusion des barrettes. Le liquide circulant sur la partie barrettes pénètre donc dans les premières barrettes. Dans le cas d'un fluide à l'état diphasique, le régime d'écoulement est stratifié. La présence d'obstacles sur la partie barrettes du distributeur a donc peu d'effet, sinon celui de plonger un plus grand nombre de barrettes dans la phase liquide.

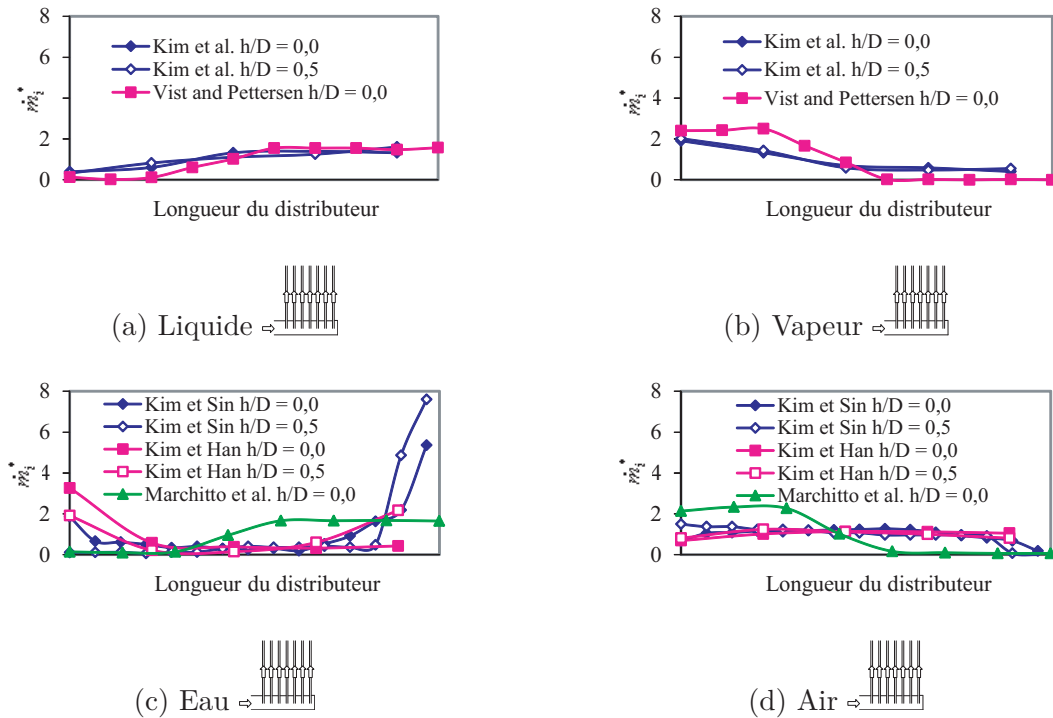


FIGURE 1.27 – Influence de l'intrusion des barrettes sur la distribution de liquide (a), de vapeur (b), d'eau (c) et d'air (d) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement ascendant dans les barrettes

Par ailleurs, les résultats obtenus par Marchitto *et al.* (2008) et Vist et Pettersen (2004) dans le cas de barrettes affleurantes confirment les observations précédentes.

1.1.2.3 Distributeur vertical, écoulement descendant dans le distributeur

Seule l'étude de Poggi (2008) fournit des résultats dans le cas d'un distributeur vertical à écoulement descendant. Ses résultats, obtenus dans le cadre de l'étude de la distribution de HFE 7100 à l'état diphasique, sont présentés figure 1.28. Dans cette configuration, la phase liquide est entraînée par sa vitesse et par gravité au fond du distributeur. L'impact du liquide contre la première barrette provoque un effet de rebond. Le liquide est projeté sous forme de gouttelettes sur la partie lisse puis au fond du distributeur, comme présenté figure 1.29. Une partie du liquide projeté est toutefois aspirée au passage au niveau de la première barrette. Ce phénomène se reproduit le long du distributeur avec une intensité décroissante. Les dernières barrettes, immergées dans la phase liquide, sont largement suralimentées.

Concernant la phase vapeur, celle-ci est entraînée par sa vitesse jusqu'au fond du distributeur. Toutefois, la distribution est, cette fois-ci, homogène, en raison de l'aspiration au passage de chacune des barrettes.

Influence de la densité de flux massique Les résultats de Poggi (2008) ont montré qu'avec l'augmentation de la densité de flux massique, l'accumulation du liquide en fond de distributeur augmente. De cette façon, l'alimentation de la dernière barrette diminue au profit des barrettes précédentes, comme présenté figure 1.30.

Concernant la phase vapeur, celle-ci est peu influencée par la densité de flux massique. Toutefois, pour les plus faibles densités de flux massique, la distribution devient plus hétérogène, sans présenter de comportement clair.

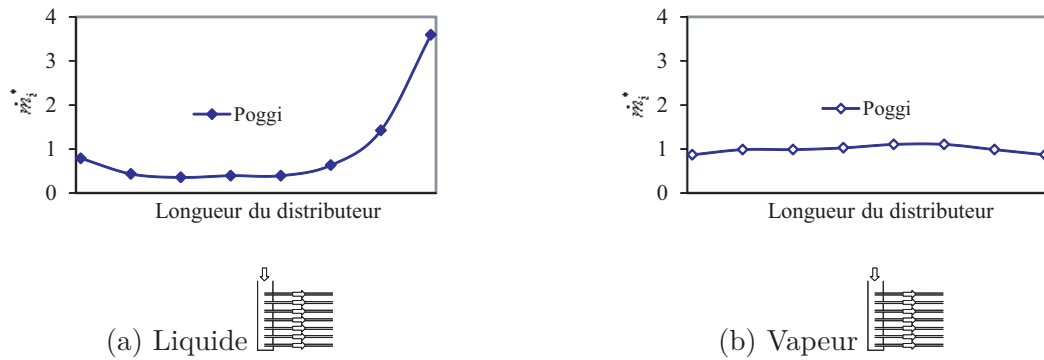


FIGURE 1.28 – Distribution de liquide (a) et de vapeur (b) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur vertical descendant et de barrettes horizontales

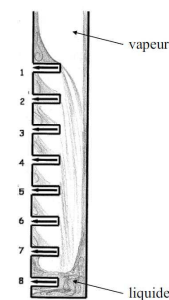


FIGURE 1.29 – Régime d'écoulement typique dans le cas d'un distributeur vertical descendant, Poggi (2008)

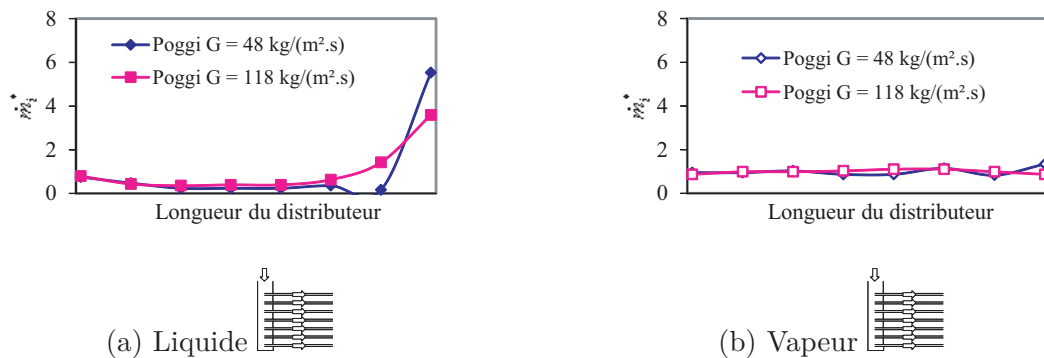


FIGURE 1.30 – Influence de la densité de flux massique sur la distribution de liquide (a) et de vapeur (b) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur vertical descendant et de barrettes horizontales

Influence du titre L'augmentation du titre semble avoir le même effet que la diminution de la densité de flux massique. La phase liquide s'accumule principalement au fond du distributeur. Ainsi, pour un titre important, la dernière barrette est suralimentée en liquide, comme présenté figure 1.31. La diminution du titre améliore la distribution par l'augmentation du niveau de liquide au fond du distributeur.

A l'inverse, la distribution de la phase vapeur est améliorée avec l'augmentation du titre. Celle-ci reste toutefois bien plus homogène que celle de la phase liquide.

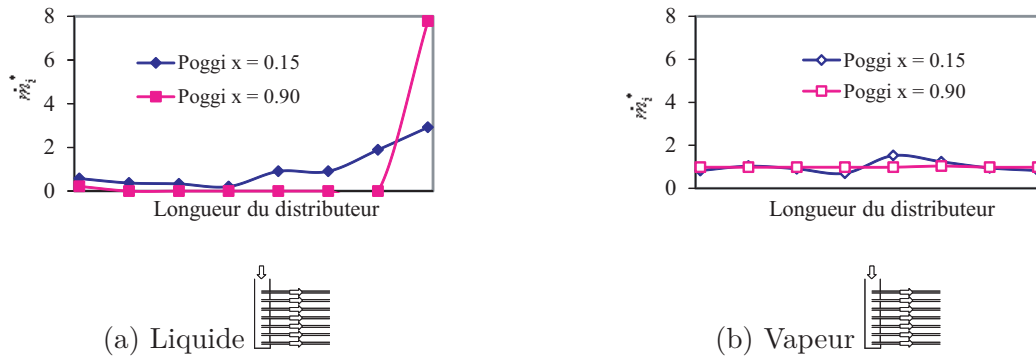


FIGURE 1.31 – Influence du titre sur la distribution de liquide (a) et de vapeur (b) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur vertical descendant et de barrettes horizontales

1.1.2.4 Distributeur vertical, écoulement ascendant dans le distributeur

Lee et Lee (2004) et Lee (2009a,b, 2010) ont fourni les seuls résultats disponibles dans le cas d'un distributeur vertical ascendant. Leurs essais ont été menés dans le cas d'un distributeur de section carrée et pour un mélange eau-air. La comparaison des études de Lee et Lee (2004) et Lee (2010) est présentée figure 1.32.

Comme dans le cas du distributeur vertical descendant, la phase liquide alimente principalement les dernières barrettes. En effet, le liquide circulant dans la partie barrettes du distributeur percute la première barrette, comme présenté figure 1.33. Bien qu'en partie aspiré, le liquide est entraîné vers le fond du distributeur par sa propre inertie. Les dernières barrettes sont suralimentées en liquide, aux dépens des premières.

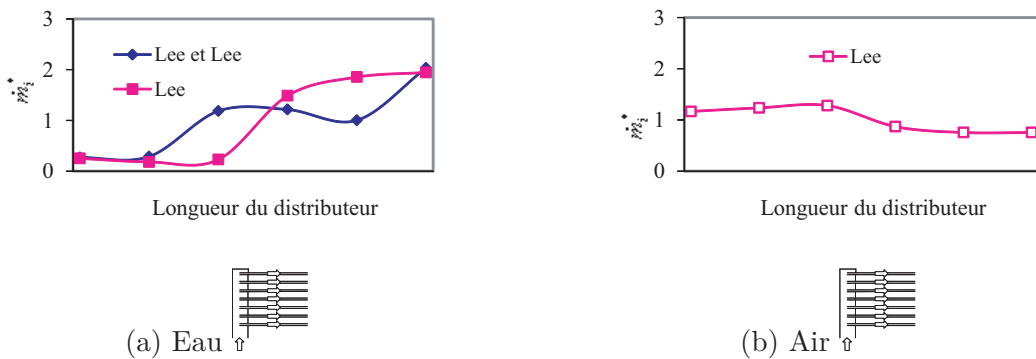


FIGURE 1.32 – Distribution d'eau (a) et d'air (b) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur vertical ascendant et de barrettes horizontales

Les résultats obtenus quant à la distribution de la phase gazeuse montrent un comportement inverse à celui de la phase liquide. Il apparaît toutefois que la distribution de gaz est plus homogène que la distribution de liquide.

Influence de la densité de flux massique Les résultats présentés figure 1.34 montrent l'influence de la densité de flux massique de liquide sur sa distribution. Le liquide est propulsé avec plus d'énergie au fond du distributeur, ce qui augmente l'alimentation des dernières barrettes. Inversement, l'impact avec les premières barrettes est plus violent, diminuant leur alimentation.

Aucune donnée n'est fournie concernant la distribution de gaz.

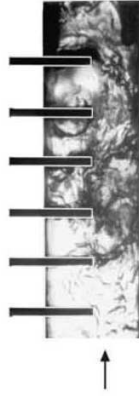


FIGURE 1.33 – Régime d'écoulement typique dans le cas d'un distributeur vertical ascendant, Lee et Lee (2004)

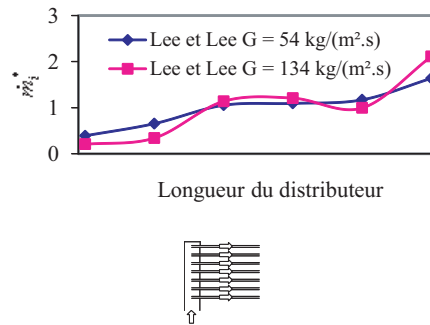


FIGURE 1.34 – Influence de la densité de flux massique de l'eau sur la distribution d'eau le long du distributeur dans le cas d'un distributeur vertical ascendant et de barrettes horizontales

Influence du titre L'effet de l'augmentation du titre en gaz, présenté figure 1.35, est identique à l'effet de l'augmentation de la densité de flux massique. Le liquide, moins présent, est plus facilement entraîné par la phase gazeuse jusqu'au fond du distributeur. En contrepartie, l'alimentation des premières barrettes en est diminuée.

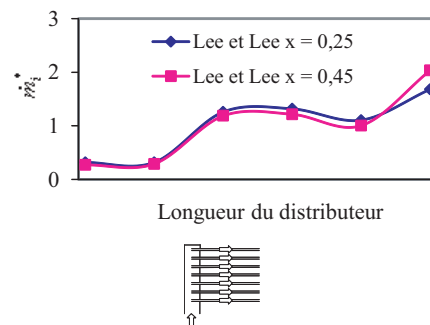


FIGURE 1.35 – Influence du titre sur la distribution de l'eau le long du distributeur dans le cas d'un distributeur vertical ascendant et de barrettes horizontales

De nouveau, aucune donnée n'est fournie concernant la distribution de gaz.

Influence de l'intrusion des barrettes L'intrusion des barrettes modifie de façon radicale la distribution de liquide et de gaz. En effet, comme présenté figure 1.36, la distribution des deux phases est inversée de façon presque symétrique avec pour axe le centre du distributeur. Le régime

en entrée est annulaire. Or, l'absence d'obstacle ne permet pas de casser l'écoulement, comme présenté figure 1.37. Le fluide se déverse donc en priorité au niveau des premières barrettes.

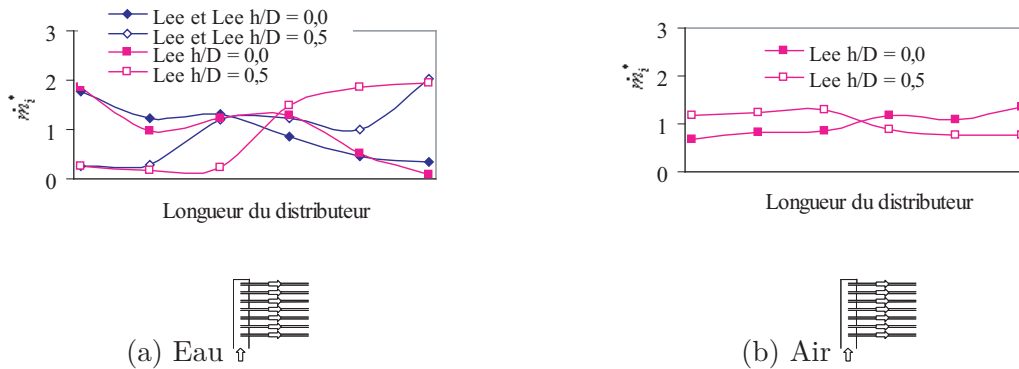


FIGURE 1.36 – Influence de l'intrusion des barrettes sur la distribution d'eau (a) et d'air (b) le long du distributeur dans le cas d'un distributeur vertical ascendant et de barrettes horizontales

Inversement, le gaz, plus léger, occupe le fond du distributeur. Les dernières barrettes sont donc, en absence d'obstacle, suralimentées en gaz.

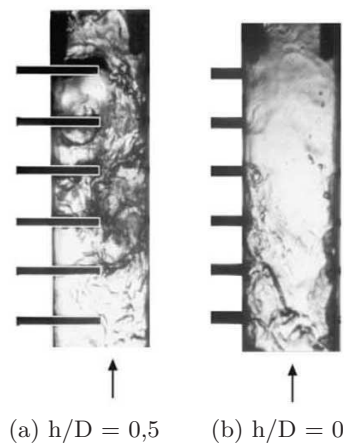


FIGURE 1.37 – Influence de l'intrusion des barrettes dans le cas d'un distributeur vertical ascendant et de barrettes horizontales, Lee et Lee (2004)

La comparaison avec les résultats obtenus par Lee (2009a,b) dans le cas de barrettes affleurantes permet de confirmer les résultats évoqués plus haut, à savoir une suralimentation en liquide des premières barrettes aux dépens des dernières.

1.1.2.5 Bilan des essais antérieurs menés sur l'influence de l'orientation

Une distribution radicalement différente peut être obtenue suivant l'orientation de l'échangeur. Une meilleure distribution peut être obtenue au prix d'une régulation de la densité de flux massique et du titre en vapeur, pour une profondeur d'intrusion et une orientation données.

Il apparaît également que la géométrie du distributeur joue un rôle non négligeable. Des études ont donc été menées afin de connaître précisément l'effet des paramètres géométriques sur la distribution. Les paramètres étudiés et les conclusions quant à leurs effets seront présentés ci-après.

1.1.3 Influence des paramètres géométriques

Un grand nombre de paramètres géométriques ont été étudiés dans la littérature. Ceci a parfois mené à la réalisation de distributeurs de forme très éloignée de notre géométrie de référence. Afin de pouvoir tirer des conclusions des résultats de ces études, nous nous sommes basés sur des travaux ayant porté sur un distributeur proche de celui de référence. Le tube d'alimentation et le distributeur sont les deux parties de l'échangeur ayant été le plus souvent étudiées.

1.1.3.1 Tube d'alimentation

L'objectif étant de répartir convenablement les phases le long du distributeur, l'élément le plus étudié est le tube d'alimentation. Sa géométrie et de son positionnement ont été particulièrement étudiés.

Influence de la localisation et de l'orientation du tube d'alimentation De nombreux auteurs ont étudié l'influence de l'orientation du tube d'alimentation. Un récapitulatif des idées exploitées est présenté figure 1.38.

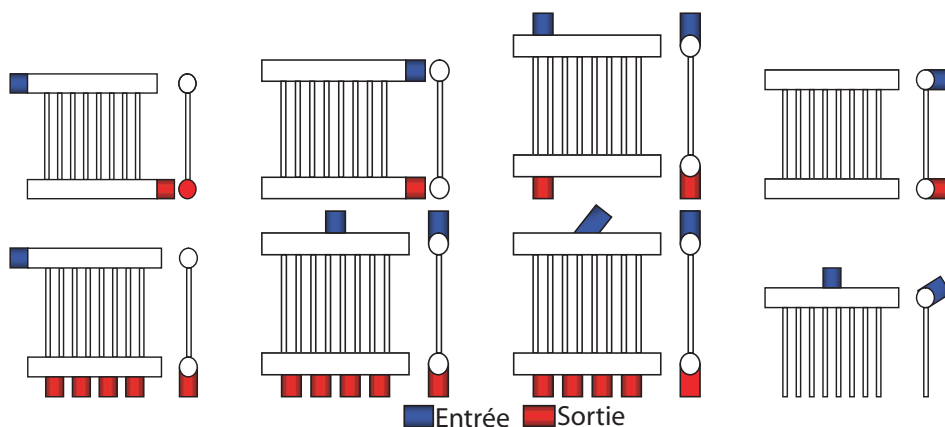


FIGURE 1.38 – Orientations et localisations du tube d'alimentation répertoriées dans la littérature

Concernant le sens de l'écoulement tout d'abord, Kim et Sin (2006) ont observé peu de différence entre une configuration en U et une configuration en Z.

Les études de Cho et Cho (2004, 2006), Hwang *et al.* (2007) et Li *et al.* (2010) permettent de conclure qu'une alimentation placée au centre du distributeur entraîne une amélioration de la distribution. Quelle que soit l'orientation de l'échangeur, les barrettes du milieu sont suralimentées en liquide. L'impact du jet avec la partie barrette du distributeur brise son élan. La distribution dans le reste de l'échangeur dépend alors de son orientation et de la profondeur d'intrusion des barrettes. Ce type de solution permet d'améliorer la distribution, en particulier dans le cas d'un distributeur horizontal. Dans ce cas, la distribution obtenue présente une symétrie par rapport au tube d'alimentation. Dans le cas d'un échangeur vertical, la phase liquide alimente les barrettes situées en face du tube d'alimentation puis s'accumule au fond du distributeur. Les barrettes positionnées au dessus du tube d'alimentation sont peu, sinon pas du tout, alimentées.

Les autres études portant sur l'orientation de l'alimentation, notamment celle menée par Kim et Kim (2010), ne fournissent pas de résultats réellement déterminants. En effet, suivant l'orientation du tube d'alimentation, la phase liquide aura tendance à privilégier certaines barrettes

plutôt que d'autres. Toutefois, les premières et dernières barrettes seront toujours privilégiées, celles du milieu étant dans le meilleur des cas peu alimentées.

Influence du diamètre du tube d'alimentation L'influence du diamètre du tube d'alimentation a été exclusivement étudiée dans le cas de barrettes affleurantes. En effet, l'objectif est ici de générer un jet en entrée du distributeur. Ainsi, Bernoux *et al.* (2001) et Ahmad *et al.* (2007) ont pu constater une amélioration de la distribution.

En effet, comme souligné dans la partie précédente, la distribution de liquide dans le cas de barrettes affleurantes est, suivant l'orientation, croissante ou décroissante le long du distributeur. Le fait de provoquer la formation d'un jet entraîne une dispersion de la phase liquide sous forme de gouttelettes. Le jet impacte le fond du distributeur et est projeté sous forme de brouillard. Or, comme l'ont relevé Fei et Hrnjak (2004), l'écoulement à brouillard permet d'optimiser la distribution des deux phases.

La distribution n'est toutefois pas homogène. Les résultats obtenus par Fei et Hrnjak (2004) montrent une suralimentation d'une partie du distributeur. En effet, si le jet est suffisamment puissant pour impacter le fond du distributeur, les dernières barrettes sont suralimentées. En revanche, s'il n'atteint que le milieu, ce sont les barrettes du milieu qui sont suralimentées. Enfin, s'il n'est pas assez puissant, une part importante du débit ruisselle en entrée et suralimente les premières barrettes.

La formation d'un jet n'a d'intérêt que dans le cas d'un distributeur court, car un distributeur long entraînerait de fortes hétérogénéités, non plus dues à l'orientation de l'échangeur mais au jet lui-même. La distribution serait cette fois-ci fonction de la distance séparant l'entrée du point d'impact du jet.

1.1.3.2 Distributeur

L'influence de la géométrie du distributeur n'a pas été clairement identifiée à ce jour. Aucune étude n'offre de comparaison des distributions obtenues pour un distributeur de section carrée et circulaire, à surface de passage équivalente. Le croisement de données reste alors la seule option d'analyse. Toutefois, étant donné la diversité des fluides, des géométries de tubes et des sections de passage utilisées, aucune conclusion ne peut être tirée.

Les études portant sur l'influence du diamètre du distributeur, notamment celle menée par Vist et Pettersen (2004), ont démontré que ce paramètre avait peu d'effet sur la distribution.

D'autres paramètres ont par ailleurs donné lieu à des études, notamment l'influence du pincement entre les tubes et du nombre de barrettes. L'influence de l'intrusion, ayant été traitée plus haut, ne sera pas abordée dans cette partie.

Influence de la longueur du distributeur Bernoux *et al.* (2001), Hwang *et al.* (2007) et Kim et Han (2008) ont étudié l'influence du nombre de barrettes et donc de la longueur du distributeur sur la distribution. Suivant le fluide utilisé, les débits et les titres en vapeur explorés et la géométrie du distributeur, les conclusions diffèrent quelque peu. En effet, Hwang *et al.* (2007) ne constatent pas d'effet conséquent à la réduction du nombre de tubes.

Par contre, Bernoux *et al.* (2001) et Kim et Han (2008) ont remarqué une amélioration de la distribution avec la diminution du nombre de tubes. Ils ont constaté un amortissement des hétérogénéités en réponse à la réduction du nombre de tubes. Bien que la configuration de la distribution soit conservée, les valeurs maximales et minimales de débit dans les tubes sont amorties.

Influence du pincement entre les tubes Le pincement entre les tubes représente l'écart entre les axes de deux tubes successifs. Hwang *et al.* (2007) ont étudié l'influence de ce paramètre dans le cas simple de deux tubes affleurants successifs. Il apparaît que le passage de liquide au niveau du premier tube provoque une diminution de la couche liquide dans la partie barrettes du distributeur. Une distance minimale entre les tubes est donc nécessaire pour permettre la stabilisation de la couche fluide.

Lee (2009a,b, 2010) a ensuite mené des essais dans le cas d'une série de tubes affleurants et introduits jusqu'à mi-diamètre. Dans un cas comme dans l'autre, l'effet généré par la diminution de l'écart entre les tubes est jugé faible.

1.1.3.3 Bilan de l'influence des paramètres géométriques sur la distribution

Parmi les divers paramètres géométriques évoqués plus haut, peu apparaissent améliorer la distribution. Une alimentation perpendiculaire au distributeur et placée en son centre permettrait, toutefois, d'améliorer la distribution.

Une séparation du distributeur en sections plus courtes semblerait être également une option intéressante. En effet, un plus petit nombre de barrettes semble offrir une distribution plus homogène. De plus, un distributeur court offre ses propres avantages, notamment la possibilité d'améliorer la distribution par la diminution du diamètre du tube d'alimentation.

1.1.4 Conclusion sur la distribution d'un fluide diphasique

La distribution d'un fluide diphasique est un sujet d'intérêt pour de nombreux chercheurs et a donné lieu à un grand nombre d'études. Les travaux expérimentaux menés à ce jour ont mis en lumière la complexité des phénomènes et les difficultés inhérentes à la distribution d'un fluide diphasique. Des études numériques existent dans le cas d'un fluide monophasique, mais restent anecdotiques pour la distribution d'un fluide diphasique.

Dans cette partie, nous avons présenté un bilan des études expérimentales sur la distribution d'un fluide diphasique à la jonction d'un distributeur et d'un ensemble de tubes. Compte tenu de la grande influence de la géométrie sur la distribution de liquide et de gaz, les paramètres étudiés dans la littérature ainsi que ses effets ont été exposés dans un premier temps.

Les données obtenues par plusieurs auteurs pour différentes orientations du distributeur et des barrettes ont ensuite été confrontées. L'influence du titre, de la densité de flux massique et de l'intrusions des barrettes la distribution de liquide et de gaz a été discutée. Il apparaît clairement que ces paramètres sont liés et qu'une amélioration de la distribution résultera d'un compromis entre les trois.

Enfin, les approches d'optimisation de la distribution ont été abordées. Les solutions généralement proposées consistent à générer un brouillard à l'intérieur du distributeur ou à insérer des obstacles destinés à briser l'élan de la phase liquide.

Les études menées à ce jour sont, pour leur grande majorité, purement empiriques. La modélisation de la distribution permettrait d'apporter des réponses à certaines questions sans nécessiter la réalisation d'un banc d'essai complet. C'est à cette fin que nous nous sommes intéressés aux recherches menées sur le développement d'un modèle prévisionnel de la distribution dans un évaporateur.

1.2 Modélisation

Plusieurs études se sont intéressées à la réalisation de modèles permettant de prévoir la distribution, voire simplement d'estimer les pertes de charge dans le distributeur. Dans un

premier temps seront évoquées les études centrées sur l'estimation des pertes de charge. Puis nous développerons les études ayant porté sur la mise au point d'un modèle analytique d'estimation de la distribution. Enfin, les études centrées sur la modélisation de la distribution à l'aide de codes commerciaux seront présentées.

1.2.1 Modélisation des pertes de pression

Taitel *et al.* (2003) ont réalisé un banc d'essai composé d'un distributeur de section circulaire associé à quatre tubes de section circulaire, dans lesquels circulait un mélange eau-air. La section d'essais offrait la possibilité de faire varier son inclinaison de 15° . L'objectif de leur travail était, entre autre, la mise au point d'un modèle destiné à estimer les pertes de charge. Le modèle fournit des résultats satisfaisants et, bien qu'il existe des modèles plus précis pour estimer les pertes de charge, les auteurs ont mis en avant sa simplicité.

Les travaux de Cho et Cho (2004, 2006) ont également porté sur la mesure des pertes de charge dans le distributeur et la réalisation d'un modèle prévisionnel. Les résultats obtenus expérimentalement ont donc été comparés à un modèle théorique. Bien que les deux séries de résultats présentent la même allure, les valeurs théoriques sous-estiment les valeurs expérimentales.

Enfin, Poggi (2008) a comparé les pertes de charge mesurées expérimentalement à des modèles théoriques en écoulement diphasique. Des résultats satisfaisants ont été obtenus dans les mini-canaux.

1.2.2 Modélisation de la distribution

Watanabe *et al.* (1995) ont réalisé deux bancs d'essai afin d'étudier la distribution de R-11 à l'état diphasique dans un évaporateur à mini-canaux. Le premier banc d'essai, représentatif d'un évaporateur à mini-canaux pour l'automobile, était constitué d'un distributeur horizontal et de quatre tubes verticaux. L'autre, représentatif d'un évaporateur pour air conditionné domestique, possédait un distributeur vertical et cinq tubes horizontaux. Un modèle a ensuite été réalisé afin de prévoir le débit et le titre dans chaque tube suivant les paramètres de fonctionnement. Le modèle théorique leur a fourni des résultats proches des résultats expérimentaux. La comparaison des débits et des titres entre les différents tubes est satisfaisante.

Les résultats expérimentaux de Horiki et Osakabe (1999) et Osakabe *et al.* (1999) ont également été comparés à un modèle théorique, initialement prévu pour des écoulements monophasiques. Ils ont ainsi pu étudier l'influence de deux critères, la longueur et le diamètre des canaux, sur la distribution d'eau. Les résultats obtenus à l'aide du modèle ont ensuite été comparés à leurs résultats expérimentaux, présentant des valeurs proches pour une faible quantité d'air introduite dans l'écoulement monophasique.

Taitel *et al.* (2003) et Pustylnik *et al.* (2006) avaient pour objectif la réalisation d'un modèle numérique destiné à déterminer dans quels tubes la circulation était interrompue et remplacée par une colonne de liquide stagnant. Les résultats fournis par le modèle étaient satisfaisants.

Enfin, Lee (2009a,b) a mis au point un modèle à partir des travaux de Hwang *et al.* (1988) permettant de déterminer la séparation de liquide à une jonction T. Les résultats obtenus étaient satisfaisants pour un à quatre canaux.

Les études les plus complètes ont été réalisées par Bielskus (2011) et Ablanque *et al.* (2010). Tous deux ont étudié la distribution d'un mélange diphasique dans un échangeur. Les deux modèles prennent en compte l'évaporation du fluide.

Le modèle développé par Bielskus (2011) repose sur le calcul des pertes de charge le long des différents trajets, comme présenté figure 1.39. Les pertes de charge sont calculées en fonction de

la configuration de l'échangeur. Pour une configuration en Z, l'équation à vérifier pour chacun des trajets est la suivante :

$$\Delta p_{\text{tot},i} = \sum_{j=1}^i \Delta p_{\text{dist},j} + \Delta p_{\text{bar},i} + \sum_{j=i}^N \Delta p_{\text{col},j} \quad (1.7)$$

Pour une configuration en U, l'équation est la suivante :

$$\Delta p_{\text{tot},i} = \sum_{j=1}^i \Delta p_{\text{dist},j} + \Delta p_{\text{bar},i} + \sum_{j=1}^i \Delta p_{\text{col},j} \quad (1.8)$$

avec N le nombre de barrettes, $\Delta p_{\text{tot},i}$ les pertes de pression totales le long du $i^{\text{ème}}$ trajet, $\Delta p_{\text{dist},j}$ les pertes de pression dans le distributeur au niveau de la $j^{\text{ème}}$ jonction T, $\Delta p_{\text{col},j}$ les pertes de pression dans le collecteur au niveau de la $j^{\text{ème}}$ jonction T et $\Delta p_{\text{bar},i}$ les pertes de pression le long de la $i^{\text{ème}}$ barrette.

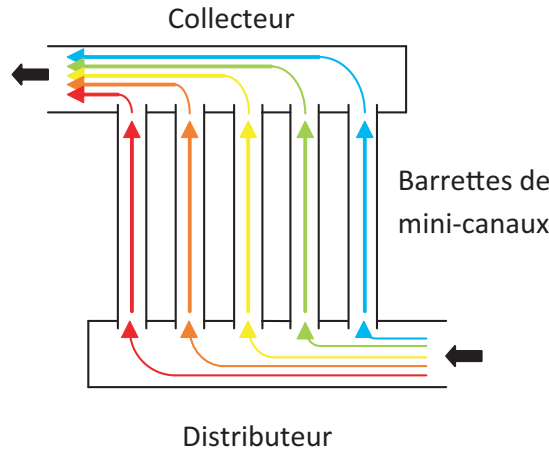


FIGURE 1.39 – Trajets suivis par le fluide pour la configuration en Z

Le schéma répertoriant les pertes de charge prises en compte est présenté figure 1.40. Elles sont évaluées à partir de corrélations empiriques. Dans le distributeur et le collecteur, elles prennent en compte les singularités dues à l'intrusion des barrettes et aux frottements. Dans les tubes, elles correspondent aux frottements, à l'accélération due au changement de phase intervenant dans le tube et à l'influence de la gravité. L'évolution du titre en gaz le long de l'échangeur est obtenue par bilan enthalpique. Pour cela, le débit d'air soufflé ainsi que sa température doivent être pris en compte.

D'autre part, Ablanque *et al.* (2010) ont développé un système reposant sur le respect des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le système à résoudre est divisé en sous-systèmes, comme présenté figure 1.41. Les équations suivantes doivent donc être vérifiées dans chacun des tubes :

$$\dot{m}_i = \dot{m}_{i-1} \quad (1.9)$$

$$\dot{m}_i v_i - \dot{m}_{i-1} v_{i-1} = (p_{i-1} - p_i) S - \bar{\tau}_i P \Delta z_i - \bar{\rho}_{\text{dp},i} g \sin(\Theta) S \Delta z_i \quad (1.10)$$

$$\dot{m}_i (h_i + e_{c,i} + e_{p,i}) - \dot{m}_{i-1} (h_{i-1} + e_{c,i-1} + e_{p,i-1}) = \bar{q}_i'' P \Delta z_i \quad (1.11)$$

Pour prédire les pertes de charge du fluide diphasique au niveau d'une jonction T du distributeur, telle que représentée figure 1.42a, Ablanque *et al.* (2010) ont utilisé le modèle développé

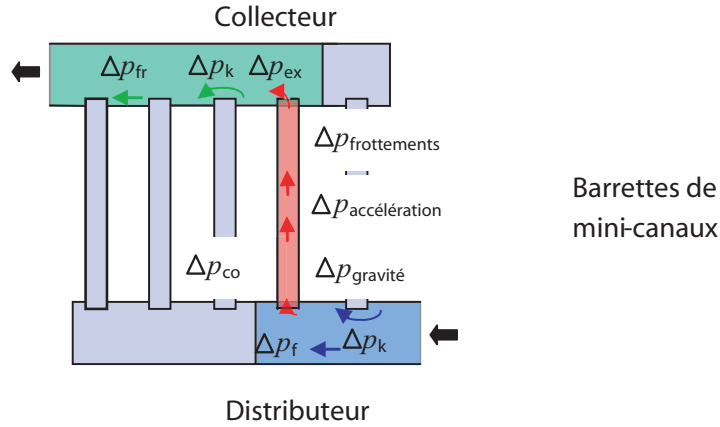


FIGURE 1.40 – Pertes de charge prises en compte

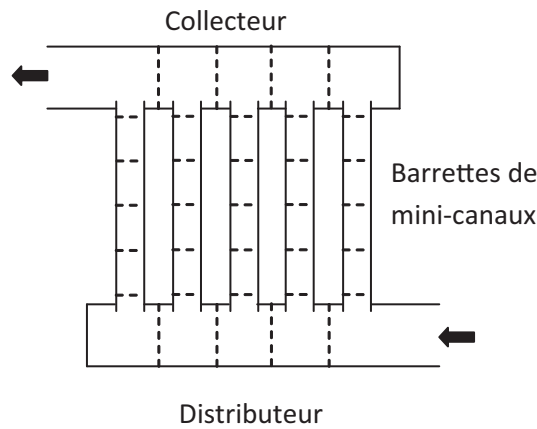


FIGURE 1.41 – Division de l'échangeur en un ensemble de sous-systèmes

par Tae et Cho (2006). Ce modèle considère à la fois la variation de pression réversible, due à la diminution du débit, et la variation de pression irréversible, due au changement de direction d'écoulement et aux pertes au niveau de l'orifice. Les pertes de charge irréversibles n'interviennent qu'au niveau du tube. Nous avons donc :

$$\Delta p_{1-2} = \Delta p_{1-2,rev} \quad (1.12)$$

$$\Delta p_{1-3} = \Delta p_{1-3,rev} + \Delta p_{1-3,irrev} \quad (1.13)$$

Le terme réversible est calculé sur la base de l'équation de Bernoulli en diphasique, le terme irréversible à partir d'un coefficient de perte de charge en monophasique et d'un multiplicateur diphasique.

Dans le cas de la combinaison de deux écoulements diphasiques au niveau d'une jonction T du collecteur, telle que représentée figure 1.42b, Schmidt et Loth (1994) ont présenté trois modèles différents de prise en compte des pertes de charge. Le modèle utilisé par Ablanque *et al.* (2010) est appelé « modèle de coefficient de contraction ». La réduction des surfaces de passage effectives des écoulements au point de connexion entre le tube principal et le tube secondaire, observée expérimentalement, a servi de base au modèle. Il repose sur l'idée de diviser chaque écoulement en deux zones, avant et après leur contraction :

$$\Delta p_{1-3} = \Delta p_{1-3,av} + \Delta p_{1-3,ap} \quad (1.14)$$

$$\Delta p_{2-3} = \Delta p_{2-3,av} + \Delta p_{2-3,ap} \quad (1.15)$$

Le premier terme est supposé non-dissipatif et le second dissipatif. Ils sont calculés à partir de l'équation de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, respectivement. Les surfaces de passage au niveau de la zone de contraction maximale sont estimées à partir de coefficients de contraction empiriques.

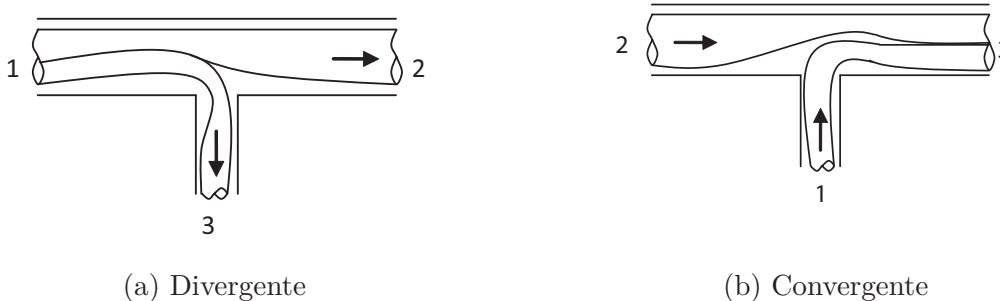


FIGURE 1.42 – Schéma des jonctions T divergente (a) et convergente (b)

Comme dans le cas précédent, les débits sont obtenus à partir de l'égalisation des pertes de charge dans l'échangeur.

Ces deux modèles analytiques ont fourni des résultats satisfaisants. Parallèlement à ces modèles, d'autres études ont porté sur l'estimation de la distribution d'un fluide diphasique à l'aide de logiciels commerciaux.

1.2.3 Codes commerciaux

Peu d'études publiées à ce jour ont porté sur l'utilisation d'un code commercial afin de simuler l'ensemble du distributeur. Nous citerons trois études dans ce cas.

Tout d'abord, Fei et Hrnjak (2004) ont mis au point un banc d'essai constitué d'un système d'expansion précédant le tube d'alimentation, d'un distributeur de section carrée et de cinq canaux cylindriques. L'objectif était d'obtenir des informations suffisantes sur les régimes d'écoulement dans le tube d'alimentation et dans le distributeur. Les résultats ainsi collectés ont ensuite été comparés à ceux obtenus à partir d'un modèle Eulérien, de l'approche Eulérienne-Eulérienne, réalisé avec le logiciel FLUENT 6. La figure 1.43 présente un résultat typique de distribution de la fraction de liquide le long du distributeur, une valeur de 1 correspondant à la phase liquide pure et de 0 à la phase vapeur pure. Les auteurs ont donc pu déterminer la fraction de vide et les champs de vitesse et de pression dans le distributeur. Le modèle fournit une bonne approche qualitative. Cependant, ils ont mis en avant les possibles améliorations de ses performances, passant selon eux par une connaissance plus précise de la distribution des vitesses et des tailles des gouttelettes et par une meilleure simulation des flux de mouvement verticaux.

L'étude de Choi *et al.* (2006) portait sur l'influence de divers paramètres sur la distribution de R-134a dans un ensemble constitué de quatre distributeurs et de trois passes de quatre mini-canaux. Deux modèles en régime dynamique ont été développés, le modèle homogène et le modèle VOF³, à l'aide du logiciel FLUENT 6.1. La répartition des phases en fonction du temps obtenue avec le modèle VOF est présentée figure 1.44. Les auteurs ont conclu que, de manière générale, la distribution dans la première passe affectait la distribution dans l'ensemble de l'échangeur et que la distribution s'améliorait d'une passe à l'autre. Ils ont également admis que leur étude reposait sur plusieurs hypothèses. Pour se rapprocher des conditions réelles, ces hypothèses doivent être levées à partir de résultats expérimentaux.

3. Volume Of Fluid

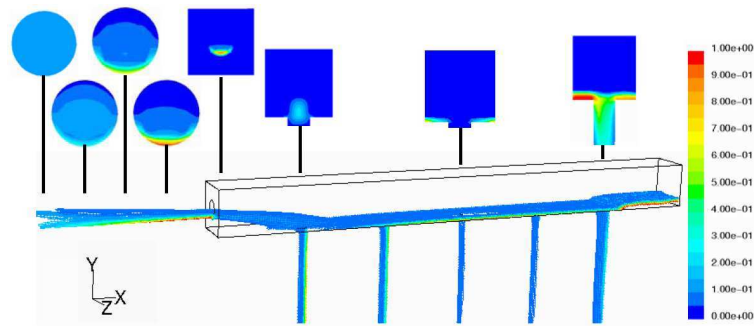
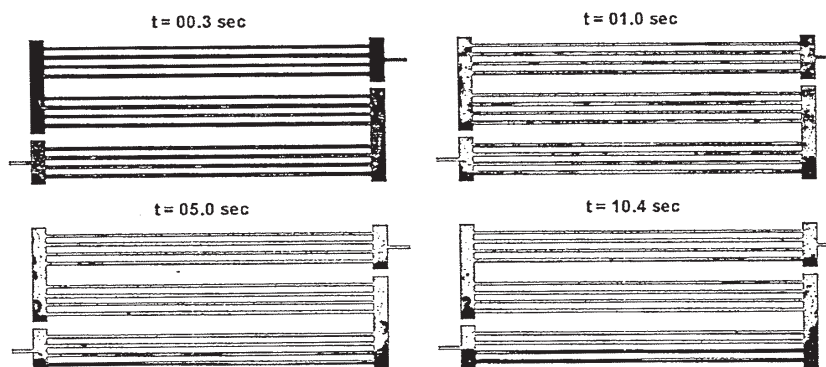


FIGURE 1.43 – Répartition de la fraction de liquide le long du distributeur, Fei et Hrnjak (2004)

FIGURE 1.44 – Répartition des phases liquide, en noir, et vapeur, en blanc, dans l'évaporateur au cours du temps, Choi *et al.* (2006)

Enfin, Ahmad *et al.* (2007) ont comparé leurs résultats expérimentaux à deux modèles théoriques, l'un réalisé à l'aide du logiciel FLUENT, l'autre à l'aide de NEPTUNE 3D, un code de calcul développé par le CEA⁴ et EDF⁵. Pour FLUENT, une approche monophasique combinée à un modèle VOF a été utilisé. Le code NEPTUNE 3D utilisait une approche diphasique avec l'adaptation d'un modèle de forces de cisaillement en flux dispersé pour un flux de phases séparées. Les résultats obtenus présentaient une distribution des phases satisfaisante. Cependant, pour un débit de liquide important, le problème semble mieux appréhendé par FLUENT. Selon les auteurs, cette différence serait due à une résolution du maillage insuffisante et à une surestimation des forces de cisaillement par le modèle de flux dispersé.

1.2.4 Conclusion sur la modélisation de la distribution

La forte dépendance de la distribution à la géométrie, à l'orientation et aux paramètres d'entrée du fluide diphasique, met en avant la nécessité de mettre au point un modèle numérique d'estimation de la distribution efficace. De cette façon, l'étude paramétrique pourrait être grandement accélérée. Cependant, comme le montre le nombre limité d'études approfondies sur le sujet, la complexité des phénomènes mis en jeu et la géométrie rendent la modélisation en diphasique ardue et, à ce jour, peu exploitée.

De plus, un modèle numérique de la distribution ne peut se suffire à lui-même. Il est nécessaire de disposer de données expérimentales pour le valider. La question s'est alors posée quant à la méthode permettant de qualifier la distribution. Ce problème de quantification, débattu dans la partie suivante, est loin d'être trivial. En effet, les méthodes de mesure présentées ci-après

4. Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Energies Alternatives

5. Electricité De France

comportent toutes leurs avantages et leurs inconvénients, et le choix de la méthode de mesure a de fortes implications sur l'exploitation des résultats.

1.3 Mesure de la distribution

Le premier verrou rencontré au cours de cette étude était la mesure de la distribution. La méthode de mesure devait permettre d'estimer l'efficacité de l'échangeur pour une large gamme de paramètres. Dans un premier temps, nous nous sommes donc intéressés aux méthodes classiques d'estimation de la distribution de liquide et de gaz dans un échangeur à mini-canaux.

1.3.1 Dispositifs expérimentaux

La mesure de la distribution d'un fluide diphasique implique la détermination à la fois du débit et du titre en vapeur. Une première approche consiste à faire circuler un fluide, amené au titre souhaité au moyen d'un échangeur. Le fluide en sortie de la section d'essai circule alors dans un condenseur qui permet, à partir d'un bilan d'énergie, de déterminer le titre. Une fois le fluide condensé, le débit est mesuré à l'aide d'un débitmètre.

Une seconde approche consiste à simuler un fluide à l'état diphasique par un mélange d'eau et d'air. Les deux fluides n'ont plus alors qu'à être séparés en sortie. Le débit est mesuré séparément pour chacune des phases.

Les bancs d'essai typiquement mis en œuvre pour chaque approche sont présentés ci-après, suivis d'une présentation des diverses méthodes de mesure correspondantes.

1.3.1.1 Mélange eau-air

Un banc d'essai typique utilisant un mélange eau-air comme fluide de travail est présenté figure 1.45. Il se compose d'une alimentation en eau et d'une alimentation en air, chacune équipée d'une vanne et d'un débitmètre permettant de régler le débit. Les deux fluides circulent ensuite à travers un mélangeur afin d'uniformiser le mélange.

La mesure de la distribution se fait par prélèvement du fluide diphasique au travers d'un piquage réalisé sur chacune des barrettes. Le mélange circulant dans chaque barrette est prélevé successivement au moyen d'un système de vannes, comme présenté figure 1.46. Une mesure de pertes de charge et une vanne installées au niveau de chaque barrette permettent de s'assurer que le débit, et donc les pertes de charge en aval, ne sont pas affectés par le changement de circuit du mélange au cours de la mesure. Le mélange prélevé au niveau de la barrette circule ensuite dans un séparateur. Les débits de liquide et de vapeur sont donc mesurés séparément.

1.3.1.2 Frigorigène à l'état diphasique

Afin de se rapprocher des conditions réelles, des systèmes ont été développés pour contrôler le débit et le titre en entrée du distributeur. Comme présenté figure 1.47, les principaux composants du circuit sont la section d'essai, simulant un évaporateur, une pompe et deux échangeurs, un condenseur et un préchauffeur. Le débit est contrôlé en by-passant une partie du débit ou en régulant directement le débit au niveau de la pompe. Le titre est contrôlé en régulant la puissance apportée au niveau du préchauffeur.

Deux méthodes de mesure ont été développées de façon à qualifier la distribution.

La première méthode, présentée figure 1.48, repose sur la mesure du titre en vapeur dans chacune des barrettes par bilan énergétique sur un condenseur. Le débit est mesuré à l'aide de débitmètres installés en sortie de chacun des condenseurs.

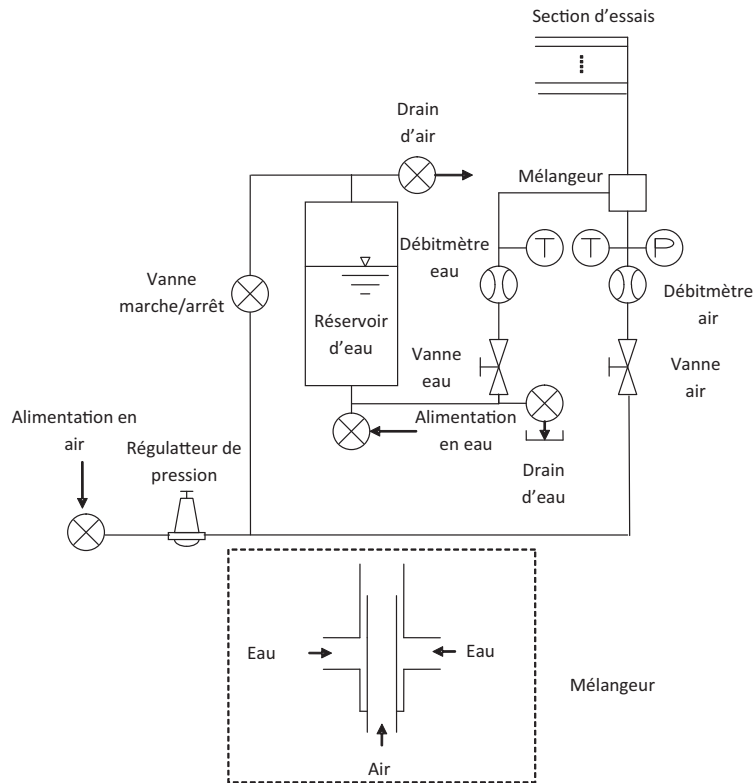


FIGURE 1.45 – Banc d'essai pour l'étude d'un mélange eau-air, Lee (2009a,b)

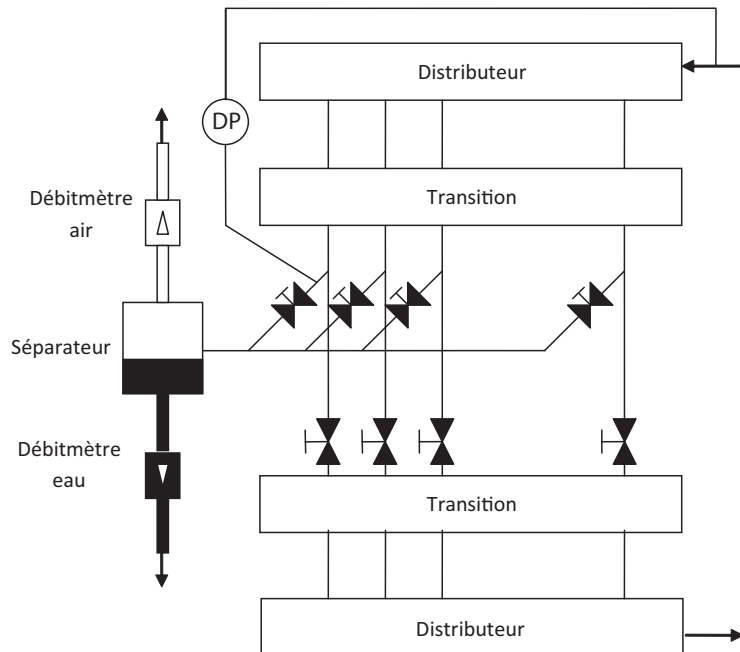


FIGURE 1.46 – Section d'essai, Kim et Kim (2010)

Les condenseurs étant considérés parfaitement adiabatiques, la connaissance des débits et températures d'entrée et de sortie des deux fluides permet d'estimer le titre en vapeur en sortie de chacune des barrettes par bilan enthalpique.

Un second système, permettant de mesurer l'ensemble des débits et titres en vapeur simultanément, est présenté figure 1.49. Le fluide circulant dans chacun des tubes pénètre dans un séparateur. De cette façon, les phases liquide et vapeur sont collectées séparément avant de tra-

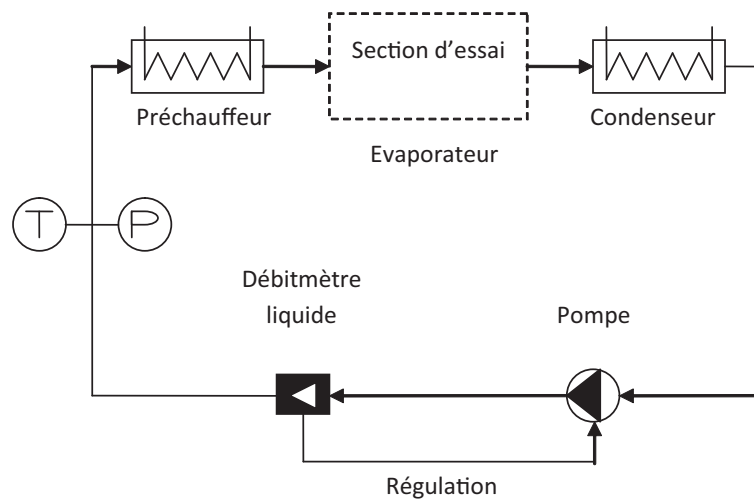


FIGURE 1.47 – Schéma du circuit pour l'étude de la distribution d'un fluide frigorigène à l'état diphasique

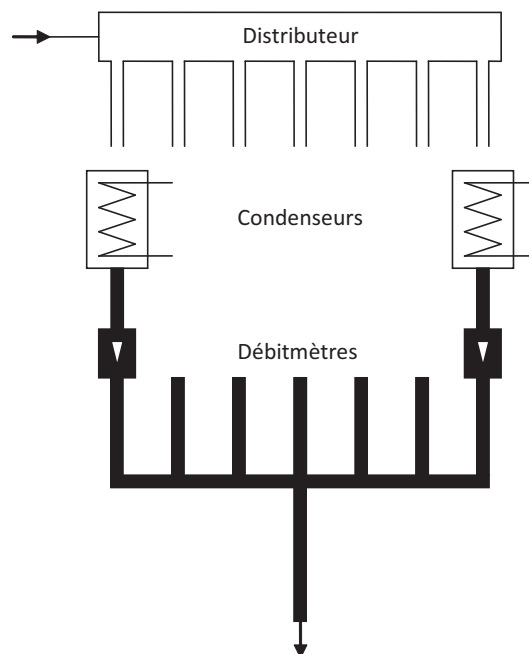


FIGURE 1.48 – Schéma du système de mesure en simultanée, Poggi (2008)

verser des débitmètres. Ce type d'installation nécessite de disposer d'un débitmètre par phase et par barrette.

Ce système offre l'avantage de pouvoir mesurer les débits et titres de l'ensemble des barrettes de l'échangeur en une seule fois. Toutefois, l'absence de collecteur implique une distribution des pressions différente de celle rencontrée dans le cas d'un échangeur réel.

Le second système, présenté figure 1.50, ne fait appel qu'à un ensemble débitmètre et condenseur. Un système de vannes permet de collecter le fluide circulant dans une barrette sans affecter les autres. Le fluide détourné circule ensuite à travers un condenseur et un débitmètre afin d'estimer titre et débit.

Cependant, le fait de modifier le chemin parcouru par le fluide prélevé modifie sa pression de sortie et donc son débit. Il est donc nécessaire de s'assurer que le système de mesure n'affecte pas la mesure. La différence de pression entre l'entrée du distributeur et le tube étudié est donc

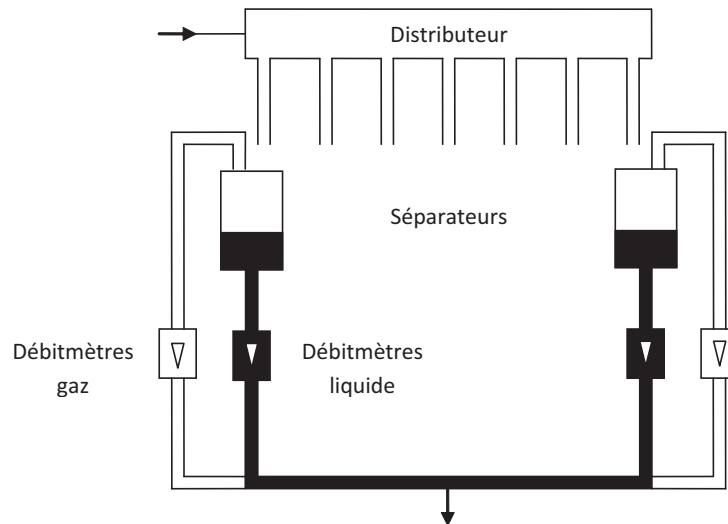


FIGURE 1.49 – Schéma de la section d'essai pour des mesures en simultanée, Cho et Cho (2004, 2006)

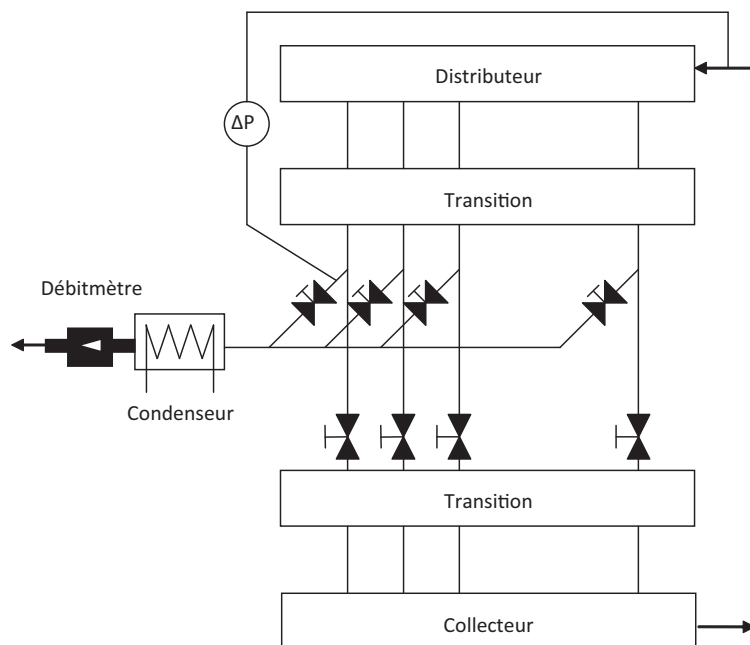


FIGURE 1.50 – Schéma de la section d'essai reposant sur des mesures successives, Kim et Sin (2006)

mesurée avant et pendant la mesure. Au cours de la mesure, la vanne précédant le condenseur est ajustée de façon à reproduire la valeur de perte de pression obtenue avant la mesure. Cette méthode permet de s'assurer de mesurer le débit réel.

Ce système offre plusieurs avantages sur le précédent. Premièrement, la présence d'un collecteur présente non seulement l'avantage d'être plus proche d'une configuration réelle, mais offre également la possibilité d'étudier l'influence de sa géométrie sur la distribution. Deuxièmement, le fait de n'utiliser qu'un seul ensemble débitmètre plus condenseur facilite la réalisation et permet d'étudier des échangeurs composés d'un grand nombre de barrettes.

Toutefois, l'assemblage est complexe dans le cas de barrettes de mini-canaux. En effet, les dérivations requises pour les prélèvements ne peuvent être installés aisément. Il est donc nécessaire d'avoir recours à un système de transition afin de passer des barrettes à des tubes ronds.

1.3.1.3 Bilan de la recherche menée sur les méthodes de mesures classiques

Ces systèmes, bien que fiables, ne peuvent être adaptés à un échangeur de géométrie proche d'un échangeur réel. En effet, dans le cas de la première méthode, l'influence du collecteur ne peut être prise en compte. De plus, cette méthode est adaptée à un échangeur comprenant un faible nombre de tubes, étant donnée la nécessité de disposer d'un ou deux débitmètres par tube.

La seconde méthode prend en compte l'effet généré par la présence du collecteur. Toutefois, ce système requiert une mesure de pertes de pression au niveau de chaque tube, de façon à s'assurer que le prélèvement n'influence pas la distribution.

D'autres méthodes, utilisées de façon plus anecdotiques, ont été développées et appliquées pour estimer la qualité de la distribution. Des méthodes non intrusives ont notamment été présentées, au cours d'un état de l'art, par Hrnjak (2004a,b). D'autres pistes ont fait l'objet de publications.

Pour la distribution de liquide seul, O'Halloran *et al.* (2004) ont eu recours à la PIV⁶ pour étudier la distribution. Pour cela, un échangeur composé d'un distributeur, d'un collecteur et de tubes transparents a été réalisé. Cette méthode fournit de bons résultats mais n'est pas adaptée à la mesure de la distribution d'un fluide diphasique.

La qualité de la distribution a également été estimée à partir de la mesure de la température de la surface frontale d'un échangeur. Shi *et al.* (2011) ont ainsi étudié l'influence de la géométrie sur la distribution. La température frontale de l'échangeur est mesurée au moyen de thermocouples et les auteurs se sont servis de ces données pour appuyer leurs observations.

La thermographie infrarouge a été utilisée par Sa *et al.* (2003) pour obtenir des informations sur la distribution d'un fluide diphasique. Des mesures en régime transitoire ont été effectuées pour plusieurs configurations de l'échangeur. Ils ont ainsi pu déterminer de façon qualitative la configuration offrant la meilleure distribution.

Plus tard, Bowers *et al.* (2010) et Bowers *et al.* (2012) ont mis au point une méthodologie permettant d'estimer la distribution de frigorigène et l'efficacité d'utilisation de la surface d'échange. Cette méthode est également basée sur une mesure de la température de surface de l'échangeur par thermographie infrarouge. Le principe repose sur l'exploitation de l'image matricielle des températures.

Dans un premier temps, la température moyenne de l'image T_{moy} est évaluée de la façon suivante :

$$T_{\text{moy}} = \frac{T_{\text{min}} + T_{\text{max}}}{2} \quad (1.16)$$

avec T_{min} et T_{max} correspondant, dans le cas d'un évaporateur, à la température d'évaporation et à la température de l'air, respectivement. Au niveau de chaque barrette, les pixels de l'image mesurée correspondant à une température inférieure à la température moyenne sont sommés. A partir de ces sommes, notées Π_i , une moyenne Π_{moy} est calculée. Un paramètre adimensionnel, noté ϕ , permet alors de quantifier la qualité de la distribution dans l'échangeur :

$$\phi = 1 - \frac{\sum_{i=1}^N |\Pi_i - \Pi_{\text{moy}}|}{2 N \Pi_{\text{moy}}} \quad (1.17)$$

avec N le nombre de barrettes. De cette façon, un coefficient compris entre 0 et 1 permet d'évaluer l'efficacité d'un échangeur.

Enfin, une méthode par RMN⁷, explorée par Lebon et Leblond (1998), permet d'obtenir de nombreuses informations. Il est possible d'obtenir le profil de vitesse ainsi que ses fluctuations dans le cas d'un fluide diphasique. De plus, cette méthode de mesure est applicable à des milieux

6. Particle Image Velocimetry

7. Résonance Magnétique Nucléaire

non transparents et à des échelles de longueur faibles. Cette méthode réclame toutefois un investissement très important, et son utilisation dans ce domaine reste anecdotique.

Notre travail ayant pour objet l'étude d'un évaporateur à mini-canaux de géométrie proche de celle d'un échangeur réel, aucun de ces dispositifs ne nous a semblé satisfaisant. Une autre solution a alors été envisagée. L'objectif est d'estimer l'efficacité de l'échangeur. Une mesure de la distribution des échanges thermiques permettrait donc de répondre à nos besoins. Une étude bibliographique a été menée afin de sélectionner la méthode la mieux adaptée à notre problématique.

1.3.2 Mesure des transferts de chaleur

L'efficacité de la distribution des transferts de chaleur est une conséquence directe de la distribution de fluide frigorigène au niveau du distributeur. En effet, dans la plupart des configurations, la distribution de la phase vapeur est relativement homogène. La distribution des échanges thermiques est donc principalement liée à la distribution de la phase liquide. La mesure des coefficients d'échange thermique nous permettra d'estimer la qualité de cette distribution. Pour effectuer ces mesures, il est nécessaire d'utiliser une méthode fiable et non-intrusive. La thermographie infrarouge répond à ces critères.

1.3.2.1 Le coefficient d'échange thermique

Une introduction à l'histoire du coefficient d'échange thermique de sa mise en évidence par Sir Isaac Newton à nos jours est fournie par Moffat (1998). Nous nous attarderons ici plus particulièrement sur la description physique de ce coefficient d'échange.

Le coefficient d'échange thermique permet de quantifier l'énergie thermique échangée par unité de surface et de temps entre une surface solide et un fluide pour une différence de température de 1 °C. Selon Moffat (1998), l'utilisation d'un tel concept a toujours été motivée par la nécessité de fournir une solution précise à un problème donné, avec moins d'efforts que les autres. Pour ce faire, il doit avoir certaines qualités :

- La transportabilité. Le coefficient d'échange thermique devrait être mesurable en laboratoire et applicable sur le terrain à toute situation présentant une géométrie similaire et un même nombre de Reynolds.
- La linéarité. Si le taux de transfert de chaleur par convection, \dot{q}'' , évoluait, l'élévation de température, $T_{\text{par}} - T_{\text{ref}}$, devrait évoluer proportionnellement.
- La simplicité. Il devrait être une fonction simple de quelques variables.
- Un comportement défini. Sa valeur doit être définie positive et bornée.
- Une facilité de mesure. Il doit être mesurable avec des expériences simples.
- Une facilité d'application. Il devrait être facile à utiliser dans des situations concrètes.
- Un sens physique. La définition devrait être correcte physiquement.

La découverte d'un coefficient de proportionnalité reliant la vitesse de refroidissement d'un objet chaud à la différence de température entre cet objet et son environnement est attribuée à Sir Isaac Newton. Le flux de chaleur échangé par convection peut donc s'exprimer simplement comme suit :

$$\dot{q}'' = \alpha (T_{\text{par}} - T_{\text{f}}) \quad (1.18)$$

Toute la difficulté réside alors dans la détermination correcte de ce coefficient d'échange thermique α .

Dans la plupart des cas, un fluide s'écoulant au contact d'une paroi s'immobilise complètement au niveau de la surface. En effet, la couche fluide en contact direct avec la surface adhère

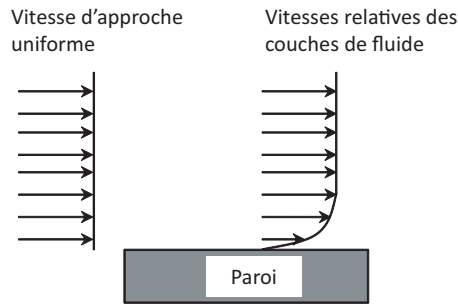


FIGURE 1.51 – Profil des vitesses au niveau de la couche limite visqueuse

à la paroi. Les frottements entre les couches fluides entraînent alors la formation d'un profil de vitesse tel que présenté figure 1.51. Ce phénomène est appelé condition d'adhérence.

Le même phénomène est observé pour la température. Lorsque deux corps à différentes températures sont mis en contact, il se produit des transferts d'énergie à l'échelle microscopique, jusqu'à ce que les deux corps prennent la même température à l'interface. Ce phénomène, appelé continuité de la température, se produit également dans le cas d'un fluide mis en contact avec une paroi solide.

La conséquence directe des conditions d'adhérence et de continuité de la température est que le transfert thermique entre une paroi et un fluide relève de la conduction pure au niveau de la paroi. Le flux de chaleur conductif s'exprime, d'après la loi de Fourier, par :

$$\dot{q}'' = -k_f \left. \frac{\partial T_f}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (1.19)$$

L'évaluation du coefficient d'échange thermique peut ensuite être déduite de la combinaison de cette égalité et de la loi de Newton :

$$\alpha = - \frac{k_f \left. \frac{\partial T_f}{\partial z} \right|_{z=0}}{T_{\text{par}} - T_f} \quad (1.20)$$

Cette expression du coefficient d'échange thermique suppose donc la connaissance de la distribution de température dans le fluide. Celle-ci n'étant généralement pas connue, le coefficient d'échange thermique α est donc généralement exprimé comme suit :

$$\alpha = \frac{\dot{q}''}{T_{\text{par}} - T_{\text{ref}}} \quad (1.21)$$

Le défi réside alors dans la détermination de la température de référence. En effet, dans le cas simple d'un fluide circulant dans un tube chauffé, peuvent être considérées comme température de référence la température du fluide en entrée $T_{f,e}$, la température moyenne du fluide au point considéré $T_{f,\text{moy}}$ et la température au point considéré dans le cas où le tube n'est soumis à aucune source de chaleur $T_{\text{par,ad}}$. Les conséquences liées au choix de cette température de référence sont par ailleurs longuement discutées par Moffat (1998).

La mesure de ce coefficient d'échange est donc particulièrement dépendante de la différence de température entre la paroi chauffée et non chauffée. Etant données les difficultés liées à la mesure de cette différence de température, nous nous sommes intéressés aux différentes méthodes de mesure du coefficient d'échange thermique α .

1.3.2.2 Méthodes de mesure du coefficient d'échange thermique

L'estimation du coefficient d'échange thermique dépend de la condition aux limites considérée. La condition aux limites peut être, suivant le cas, une température uniforme ou un flux de chaleur uniforme. Dans notre cas, nous nous sommes intéressés aux méthodes de mesure basées sur un apport de chaleur et pour lesquelles la condition de flux de chaleur uniforme est la condition aux limites qui se rapproche le plus des conditions réelles.

Ces méthodes de mesure impliquent généralement l'utilisation d'un système de chauffage en régime permanent et la mesure des températures externes. La puissance apportée et les températures mesurées sont ensuite utilisées afin de résoudre un problème de conduction de la chaleur inverse. Les méthodes transitoires, par impulsion et périodique, sont également des méthodes de mesure de flux de chaleur convectif efficaces.

Les trois méthodes les plus répandues sont la méthode en régime permanent, la méthode en régime transitoire et la méthode en régime modulé. Quelle que soit l'approche retenue, les outils de mesure et de chauffage varient d'une expérimentation à une autre.

La méthode de mesure la plus répandue est la mesure en régime permanent. Elle repose sur l'application d'une source de chaleur et sur la mesure de la puissance apportée et des températures de la paroi et du fluide. Un bilan de puissance permet alors de remonter au coefficient d'échange thermique. Le principe sera décrit plus en détail dans la partie concernée. Adams *et al.* (1998) ont eu recours à cette méthode afin de caractériser les coefficients d'échange thermique de l'eau circulant en simple phase liquide dans une barrette de mini-canaux. Les températures de l'eau et de la paroi étaient mesurées à l'aide de thermocouples. La chaleur est apportée par le biais de résistances chauffantes. De même, Pettersen (2002) a utilisé la méthode en régime permanent pour caractériser les coefficients d'échange thermique lors de la vaporisation de CO₂ dans des mini-canaux. Dans son cas, un circuit d'eau était utilisé comme source de chaleur.

Les coefficients d'échange thermique peuvent également être mesurés à l'aide d'une méthode en régime transitoire. L'état initial est alors similaire au régime permanent sans apport de chaleur. Puis, l'apport de chaleur transitoire est généré par une ou plusieurs sources. Le coefficient d'échange thermique est déduit de l'évolution de la température de la paroi au cours du temps. Wang *et al.* (1998) fournit une description détaillée de la méthode de calcul. Parmi les sources de chaleurs possibles, nous citerons l'air chaud utilisé par Wang *et al.* (1998) et une source lumineuse utilisée par Critoph *et al.* (1999) et Rebay *et al.* (2010). Dans le cas de Rebay *et al.* (2010), la répartition des températures était mesurée par thermographie infrarouge.

Enfin, la méthode en régime modulé, décrite de façon plus approfondie par la suite, repose sur un apport de chaleur oscillant et sur la mesure de la réponse thermique de la paroi. D'après Roetzel *et al.* (1994), deux informations permettent alors d'estimer le coefficient d'échange thermique, l'amplitude des oscillations de la température et le déphasage entre les oscillations de la source de chaleur et les oscillations de la température.

Les deux méthodes ayant été expérimentées, à savoir les méthodes en régime modulé et en régime permanent, seront présentées plus en détail par la suite.

1.3.2.3 Mesure en régime permanent

La méthode de mesure en régime permanent a d'ores et déjà donné lieu à de nombreuses publications. Un système de chauffage par effet Joule est généralement utilisé pour la mesure des coefficients d'échange thermique d'un fluide monophasique circulant dans des mini-canaux (Agostini et Bontemps, 2005 ; Peng et Wang, 1993 ; Peng *et al.*, 1995 ; Peng et Peterson, 1995, 1996a,b ; Wang et Peng, 1994).

Une méthode originale en régime permanent a été développée et utilisée par Booten et Eaton (2007). Cette méthode a été appliquée à l'estimation de coefficients d'échange thermique

à l'intérieur d'un cylindre en PVC⁸ dans lequel circulait de l'air. Le flux de chaleur transmis à la surface est tout d'abord mesuré au moyen d'expérimentations instationnaires de courte durée. La distribution des températures externes de la pièce chauffée par un laser est ensuite mesurée à l'aide d'une caméra infrarouge. Les distributions de flux de chaleur et de températures sont ensuite utilisées comme conditions aux limites thermiques dans un modèle de conduction de la chaleur inverse. Ce dernier fournit alors la valeur des coefficients d'échange thermique au niveau de la paroi interne.

Cette méthode comporte plusieurs avantages par rapport à des méthodes de mesure plus classiques. Tout d'abord, il n'est pas nécessaire d'instrumenter ni de disposer d'un accès visuel à la paroi interne. La préparation de la pièce se limite à l'application d'une peinture à haute émissivité, sur la pièce étudiée comme sur la pièce de calibration. Cette méthode permet également une reproductibilité, plusieurs surfaces identiques pouvant être étudiées, sans nécessiter de modification du modèle.

En contrepartie, cette méthode nécessite une connaissance précise de la conductivité du matériau et du flux de chaleur apporté par le laser. Une épaisseur de paroi inférieure à 2 mm est également préférable. Des parois plus épaisses favorisent la diffusion latérale de la chaleur. Une paroi de forme complexe pourrait réduire la précision de façon significative, ou nécessiter des algorithmes plus sophistiqués ou plus coûteux en temps de calcul pour résoudre le problème de conduction de la chaleur inverse. Une autre difficulté est liée à la calibration, coûteuse en temps et requérant une réplique de la pièce étudiée dans le cas d'une surface non plane. Enfin, les conditions aux limites thermiques présentent également des difficultés, parmi lesquelles la mesure de la répartition du flux de chaleur, et nécessitent une connaissance et une maîtrise précise des conditions extérieures.

Ce système de mesure a également été utilisé pour des mesures en diphasique (Agostini et Bontemps, 2005 ; Aritomi *et al.*, 1993 ; Boye *et al.*, 2007 ; Tran *et al.*, 1996, 1993 ; Wambsganns *et al.*, 1993, 1997). Toutefois, notre problématique est différente. En effet, ces études traitent de l'ébullition d'un fluide et de l'évolution des coefficients d'échange thermique en fonction du titre en vapeur. La puissance appliquée doit donc être suffisamment importante pour évaporer le fluide dans son intégralité.

1.3.2.4 Mesure en régime modulé

La mesure de la réponse à une excitation périodique, expérimentée initialement par Hausen (1976), est basée sur la mesure du déphasage entre la température de paroi et la source et de l'amplitude de la température en paroi. Cette mesure a été appliquée pour évaluer les transferts de chaleur au niveau d'un régénérateur.

Plus tard, Roetzel *et al.* (1994) a appliqué une méthode similaire, développée par Roetzel *et al.* (1993), pour caractériser les coefficients d'échange thermique et la dispersion au niveau d'un échangeur de chaleur à plaques. De l'eau est utilisée comme fluide de travail. Une méthode en régime permanent, ayant déjà fait ses preuves, est également appliquée dans le seul but de servir de point de comparaison pour la mesure des coefficients d'échange thermique. Les oscillations de température sont mesurées en entrée et en sortie de l'échangeur. Le déphasage entre ces deux températures et le rapport des amplitudes sont utilisés pour la résolution. Un modèle mathématique relie l'amplitude et la phase à la distribution de temps de résidence dans l'échangeur et aux transferts de chaleur tels que :

$$\theta_{\text{th}}(\text{Pe}, NUT) - \theta_{\text{exp}} = 0 \quad (1.22)$$

$$\varphi_{\text{th}}(\text{Pe}, NUT) - \varphi_{\text{exp}} = 0 \quad (1.23)$$

8. Polychlorure de vinyle

Les résultats montrent un bon accord entre les deux méthodes utilisées pour de faibles nombres de Reynolds. Toutefois, pour des nombres de Reynolds élevés, les valeurs obtenues avec la méthode transitoire sont plus élevées que celles obtenues avec la méthode en régime permanent. Deux explications ont été proposées pour expliquer cette différence. Premièrement, pour un nombre de Reynolds élevé, la période utilisée pour la méthode transitoire était comparable au retard de la vanne pneumatique et aux fluctuations de l'écoulement. Deuxièmement, la méthode en régime permanent ne prend pas la dispersion en compte.

Récemment, Freund et Kabelac (2005) ont développé un modèle 3D qui permet une estimation rapide de la distribution des coefficients d'échange thermique. Les coefficients d'échange thermique sont déduits du déphasage entre la source de chaleur, généralement un laser, et la réponse en température de la paroi. Freund *et al.* (2007) et Freund et Kabelac (2010) ont ensuite appliqué cette méthode pour la mesure de la distribution des coefficients d'échange thermique sur une plaque plane refroidie par un jet d'air et sur la surface d'un échangeur à plaque. Ils ont obtenu des résultats encourageants, mais précisent que leur modèle ne peut être appliqué à des formes plus complexes qu'un cylindre ou une plaque plane.

Une méthode similaire a également été utilisée par Röger (2007) pour la mesure de la répartition des coefficients d'échange thermique sur une paroi convexe refroidie par impact de jets d'air. Des spots lumineux étaient utilisés comme source de chaleur et la répartition des températures était mesurée par caméra infrarouge. Comme précédemment, le déphasage entre les oscillations de la source de chaleur et des températures de la paroi ont permis de déterminer la répartition des coefficients d'échange thermique.

Freund (2008) a par ailleurs mis en valeur le fait que l'estimation des transferts de chaleur requiert une mesure précise du déphasage entre la source de chaleur et la réponse en température. Ceci implique d'avoir recours à un système permettant de mesurer précisément l'écart entre la mise en route de la source de chaleur et de la mesure de température. Sans un tel matériel, et pour éviter une erreur due à la synchronisation des mises en route, la mesure des oscillations de température est suffisante pour déterminer les coefficients d'échange thermique.

1.3.3 Conclusion sur les méthodes de mesure de la distribution

Deux approches ont été explorées. La première consiste à caractériser la distribution de liquide et de gaz dans l'échangeur. De tels systèmes offrent l'avantage de connaître parfaitement la configuration de l'écoulement.

En contrepartie, ces méthodes de mesure impliquent le développement d'une maquette d'échangeur adaptée, pouvant présenter des différences importantes avec son équivalent industriel. Les systèmes de mesure impliquent, suivant le cas, un ensemble d'appareils de mesure coûteux ou un système de vannes complexe, tant à mettre en place qu'à utiliser.

La seconde approche consiste à étudier non plus la distribution des débits, mais la distribution des échanges thermiques. Une telle information est particulièrement intéressante dans le cadre d'une étude portant sur l'efficacité d'un échangeur thermique. En effet, l'objectif, à terme, de cette étude, est d'obtenir une surface d'échange utilisée au mieux, et donc des échanges thermiques aussi bien distribués que possible.

Les deux méthodes présentées reposent sur un apport de chaleur et sur la mesure de la réponse en température de la paroi extérieure. La difficulté dans le cas de l'étude d'un fluide diphasique est la nécessité de ne pas modifier l'écoulement au cours de la mesure. La puissance apportée ne doit donc pas modifier de façon trop importante les propriétés du fluide.

Le banc d'essai réalisé pour l'étude de la distribution dans un échangeur à mini-canaux fera l'objet du chapitre suivant. Les modèles analytiques permettant de déduire la distribution des valeurs mesurées seront également présentés.

Chapitre 2

Matériel et Méthodes

Ce travail porte sur le développement d'une méthode permettant d'améliorer la distribution dans un évaporateur à mini-canaux. L'objet de cette étude est un échangeur de géométrie classique, comportant un nombre important de barrettes de mini-canaux, un distributeur et un collecteur.

Il a donc été nécessaire de définir, dans un premier temps, une méthode permettant de qualifier l'efficacité de la distribution. Les méthodes classiques d'estimation de la distribution, présentées dans le chapitre précédent, ne permettent pas de répondre à nos besoins. Ces méthodes sont adaptées à des échangeurs disposant d'un faible nombre de barrettes et, dans certains cas, ne comprenant pas de collecteur.

Notre objectif est, à terme, d'étudier l'efficacité d'un dispositif d'amélioration appliqué à un échangeur réel. Nous nous sommes donc tournés vers les méthodes de mesure des coefficients d'échange thermique. Ces méthodes ont l'avantage d'être non intrusives. Elles reposent sur la mesure de la réponse en température de la paroi à un apport de chaleur.

Or, une contrainte supplémentaire liée à notre domaine d'étude est l'utilisation d'un fluide à l'état diphasique. Quel que soit le fluide utilisé, un apport de chaleur trop important risquerait de modifier les propriétés du fluide. L'approche adoptée est donc la mesure de la température de la paroi soumise à une excitation modulée. Le coefficient d'échange thermique est déduit, non plus de la différence de température entre le fluide et la paroi, mais de l'amplitude des oscillations de la température en paroi.

Etant données les faibles puissances apportées, les amplitudes des oscillations de température sont faibles. L'outil de mesure de température retenu est une caméra infrarouge, qui a été choisie de préférence à un ensemble de thermocouples. La caméra infrarouge utilisée dispose d'une précision de mesure des écarts de température suffisante. De plus, cet outil permet d'éviter la multiplicité des erreurs induite par la multiplicité des outils de mesure dans le cas de l'application à un échangeur.

Dans un premier temps, la méthode de mesure a été appliquée dans le cas simple d'un tube de section circulaire dans lequel circule de l'eau. Ces essais préliminaires ont permis de valider la méthode. Une seconde série d'essais préliminaires a porté sur la mesure des coefficients d'échange thermique dans le cas d'une barrette de mini-canaux, de géométrie plus complexe. Le fluide utilisé est, cette fois encore, l'eau.

Ces deux étapes ont permis de s'assurer de la pertinence des résultats obtenus avec la méthode. Les essais ont finalement été menés sur une maquette d'échangeur comprenant sept barrettes de mini-canaux, un distributeur et un collecteur. Deux types de fluides ont été testés, de l'eau et un mélange eau-air. Ce dernier avait pour vocation de simuler le comportement d'un fluide à l'état diphasique. Le protocole, ainsi que le matériel utilisé dans chaque cas, feront l'objet de ce chapitre.

2.1 Dispositifs expérimentaux

Dans cette partie seront décrits les différents bancs d'essai ainsi que les outils de mesure utilisés dans le cas d'un tube seul, qu'il soit de section circulaire ou composé de mini-canaux, et dans le cas de l'échangeur.

2.1.1 Sections d'essai

Trois dispositifs ont été mis en place afin, dans un premier temps, de valider la méthode de mesure, puis, dans un second temps, d'étudier la distribution au sein d'un échangeur à mini-canaux.

2.1.1.1 Tube de section circulaire

Le premier dispositif étudié est un tube de section circulaire. La littérature fournit en effet quantité de corrélations destinées à estimer le coefficient d'échange thermique dans cette configuration. Ces premiers essais ont permis de valider la méthode de mesure dans un cas simple. Le tube en cuivre a un diamètre interne de 6 mm et externe de 8 mm. Sa longueur est de 2 m, de façon à s'assurer que l'écoulement est pleinement établi au niveau de la zone étudiée.

2.1.1.2 Barrette de mini-canaux

Les dimensions de la barrette de mini-canaux en aluminium sont présentées figure 2.1. Elle est composée de huit mini-canaux. Sa longueur totale est de 45 cm.

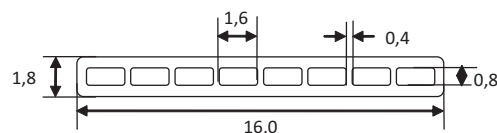


FIGURE 2.1 – Vue de coupe d'une barrette de mini-canaux (unité : mm)

2.1.1.3 Echangeur à mini-canaux

L'échangeur développé pour les besoins de l'étude est composé d'un distributeur, d'un collecteur et de sept barrettes de mini-canaux. Le distributeur et le collecteur, identiques, sont des tubes de section circulaire de 2,1 cm de diamètre. Ils ont été réalisés en PVC de façon à permettre la visualisation de l'écoulement. Les barrettes sont identiques à celle présentée plus haut. Elles sont insérées dans le distributeur et le collecteur avec un écartement de 1 cm et une profondeur d'intrusion de 1 cm.

2.1.2 Système de circulation

Deux systèmes de circulation ont été développés. Le premier repose sur une alimentation en eau seule, le second sur une alimentation en mélange eau-air.

2.1.2.1 Alimentation en eau

Le système étudié, qu'il s'agisse du tube de section circulaire, de la barrette de mini-canaux ou de l'échangeur, est connecté au circuit hydraulique présenté figure 2.2. Il se compose d'une pompe de circulation et d'un réservoir d'eau de 100 l. Le tube et la barrette sont installés horizontalement, tandis que plusieurs orientations ont été expérimentées dans le cas de l'échangeur.

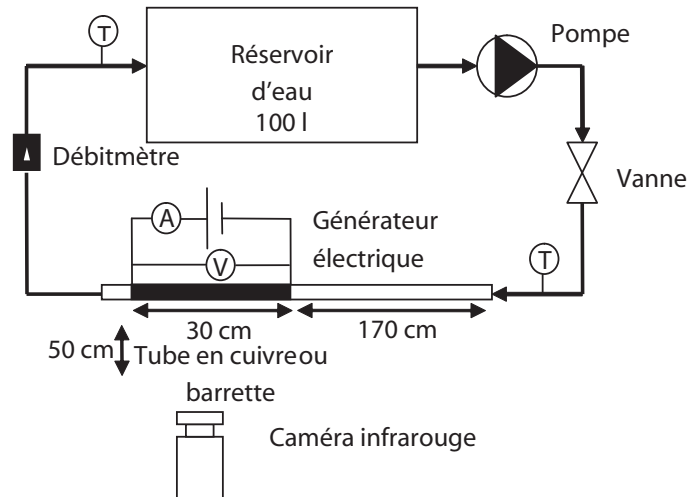


FIGURE 2.2 – Circuit hydraulique dans le cas de l'alimentation en eau

Le débit d'eau fourni par la pompe est contrôlé à l'aide d'une vanne. Les nombres de Reynolds de l'écoulement vont de 2 000 à 14 000 pour le tube et de 800 à 10 000 pour la barrette de mini-canaux. La densité de flux massique dans le cas de l'échangeur va de $29 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ à $116 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Un thermocouple, placé à la sortie du dispositif, mesure la température de l'eau au cours des essais de façon à contrôler sa stabilité. La température de l'eau du réservoir est également contrôlée à l'aide d'un thermocouple connecté à une centrale d'acquisition.

La zone du tube étudiée, présentée figure 2.3, se situe à 1,7 m de l'entrée (cf. figure 2.2). De cette façon, la condition $L/D > 40$ requise pour éviter les effets d'entrée est bien respectée ($L/D = 200$).

Pour la barrette de mini-canaux, sa longueur ne permet pas de respecter la condition $L/D > 40$. En effet, la longueur totale de la barrette, incluant la transition d'un tube rond à un tube plat, est de 65 cm. L'écoulement n'est donc pas établi à l'endroit de la mesure. Des corrélations développées en régime non établi ont donc été considérées pour valider nos résultats dans le cas de la barrette de mini-canaux.

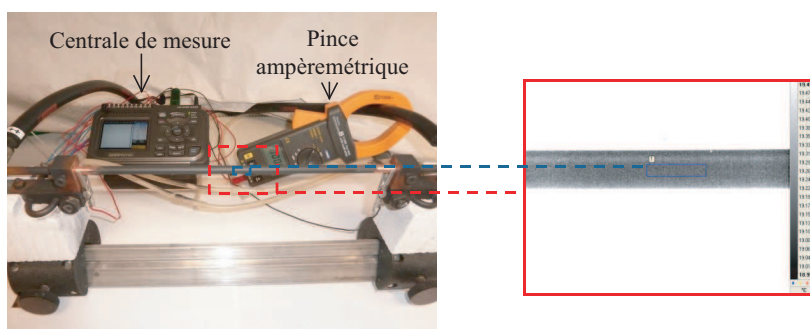


FIGURE 2.3 – Section d'essais et zone considérée

Dans le cas de l'échangeur, les zones considérées sont également situées au milieu de chacune

des barrettes. La longueur ne permet donc pas d'obtenir un écoulement établi au niveau de la zone de mesure.

2.1.2.2 Alimentation en mélange eau-air

Le circuit hydraulique, dans le cas d'un mélange eau-air, est présenté figure 2.4. De façon à homogénéiser le mélange, l'eau et l'air traversent deux mélangeurs, présentés figure 2.5. Les débits d'eau et d'air sont contrôlés par des vannes et mesurés à l'aide du débitmètre correspondant. La densité de flux massique et le titre du mélange eau-air en entrée de l'échangeur vont de $29 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à $116 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et de 0,10 à 0,90, respectivement.

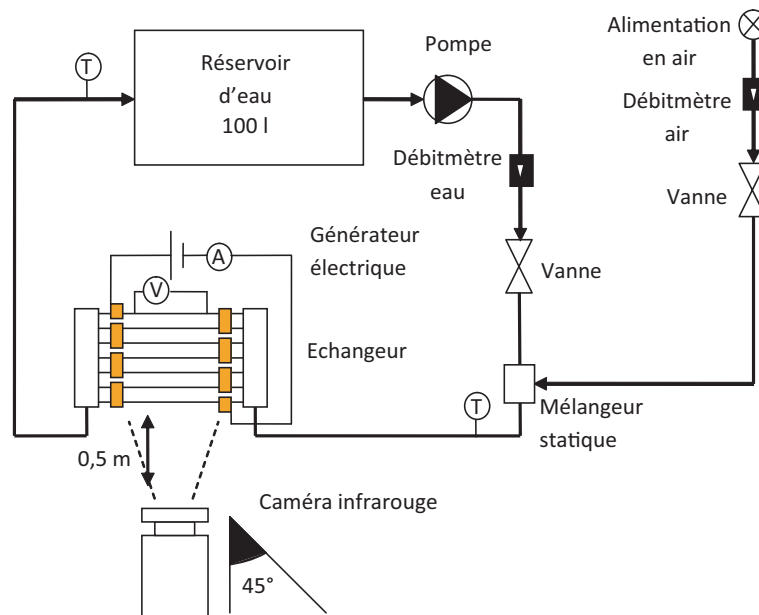
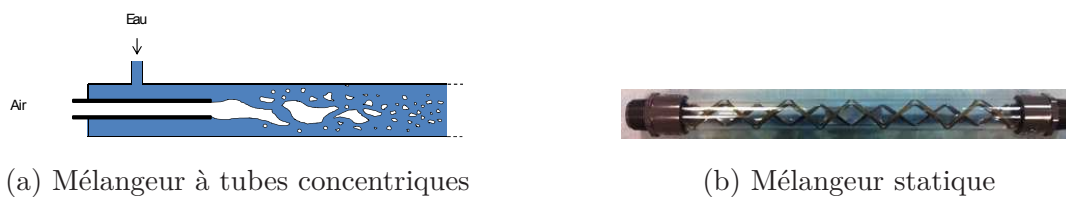


FIGURE 2.4 – Circuit hydraulique dans le cas de l'alimentation eau-air



(a) Mélangeur à tubes concentriques

(b) Mélangeur statique

FIGURE 2.5 – Mélangeurs placés en amont de l'échangeur

2.1.3 Source de chaleur

Afin de mesurer les coefficients d'échange thermique, une source de chaleur doit être associée au système à étudier. Une longueur de 30 cm est donc chauffée par effet Joule à une fréquence de 0,05 Hz. La source de chaleur se situe entre deux électrodes reliées à l'alimentation électrique au moyen de câbles en cuivre. Une pince ampèremétrique et un voltmètre sont connectés à une centrale de mesure pour mesurer le courant et la tension au cours du temps. Le tube et la barrette se comportent comme une résistance pure. Le courant évolue donc à la même fréquence et en phase avec la tension :

$$U = U_{\text{moy}} + U_{\text{alt}} \cos(\omega t) = 0,057 + 0,015 \cos(\omega t) \quad (2.1)$$

$$I = I_{\text{moy}} + I_{\text{alt}} \cos(\omega t) = 193 + 49 \cos(\omega t) \quad (2.2)$$

Les valeurs numériques correspondent au cas du tube de section circulaire.

L'amplitude des oscillations de la température varie de quelques dixièmes de degrés celsius à plus d'un degré celsius, en fonction des conditions expérimentales.

Par exemple, dans le cas du tube, avec un apport de chaleur oscillant entre 5 W et 30 W et un nombre de Reynolds de 12 700, une amplitude des oscillations de température de 0,63 °C est observée. Une amplitude de 1,45 °C est obtenue pour un nombre de Reynolds de 4 800.

La puissance dissipée par effet Joule dans le tube comporte trois composantes : une part continue, une part à la fréquence ω et une part à la fréquence double 2ω . En effet, le produit UI fournit :

$$\dot{Q} = \dot{Q}_{\text{con}} + \dot{Q}_{\omega} \cos(\omega t) + \dot{Q}_{2\omega} \cos(2\omega t) \quad (2.3)$$

avec :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{\text{con}} &= U_{\text{moy}} I_{\text{moy}} + \frac{U_{\text{alt}} I_{\text{alt}}}{2} \\ \dot{Q}_{\omega} &= U_{\text{moy}} I_{\text{alt}} + U_{\text{alt}} I_{\text{moy}} \\ \dot{Q}_{2\omega} &= \frac{U_{\text{alt}} I_{\text{alt}}}{2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Pour alimenter l'ensemble de l'échangeur, les barrettes sont connectées en série au moyen de plots en cuivre, comme présenté figure 2.6. Une pince ampèremétrique et sept voltmètres sont connectés à une centrale de mesure pour mesurer le courant et la tension dans chaque barrette au cours du temps.

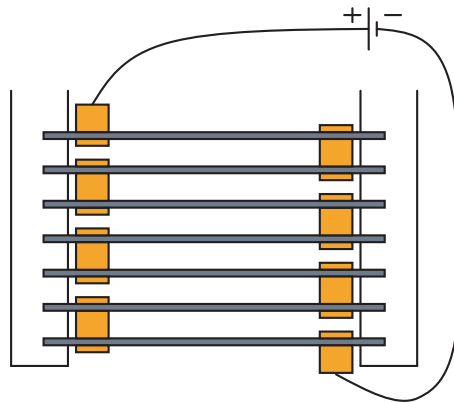


FIGURE 2.6 – Montage électrique dans le cas de l'échangeur

2.1.4 Mesure de température

La température de surface du tube et de la barrette est mesurée par thermographie infrarouge. La mesure par thermographie revient à convertir l'énergie qu'émet un corps par rayonnement en un signal électrique. Afin d'en déduire sa température, plusieurs paramètres doivent être déterminés :

- l'émissivité du matériau, qui est le rapport entre l'énergie émise par le matériau et l'énergie qui serait émise par un corps noir à la même température ;
- le rayonnement dû à l'environnement ;
- la bande spectrale de mesure.

Ces paramètres peuvent se révéler difficiles à déterminer. En effet, l'émissivité du corps dépend elle-même de la température, de l'état de surface, de la longueur d'onde et de l'angle entre la surface visée et l'appareil de mesure. L'émissivité est particulièrement difficile à déterminer dans le cas des métaux. Pour pallier ce problème, le corps est généralement recouvert d'une peinture mate dont l'émissivité est connue. Lors des mesures, l'angle d'incidence ne doit pas excéder 45° .

La mesure peut être « ponctuelle », dans le cas d'un pyromètre, ou matricielle, dans le cas d'une caméra infrarouge. Les caractéristiques les plus importantes d'une caméra infrarouge pour notre étude sont la résolution thermique et la résolution spatiale.

La résolution thermique, ou NETD¹, traduit la faculté de la caméra à mesurer de faibles écarts de température. Cet écart correspond à la différence de température équivalente à la valeur efficace du bruit électronique. Ce bruit est généré par l'ensemble détecteur et traitement du signal, et est mesuré en sortie pour un point de mesure fixé. Dans le cadre de notre étude, la résolution thermique de la caméra utilisée est de 0,02 K.

La résolution spatiale correspond à la faculté de la caméra à mesurer des valeurs de température spatialement voisines. Cette caractéristique est liée à la taille des détecteurs constituant la matrice, à la diffraction et au grandissement. Les détecteurs mesurent le flux émis par une surface d'autant plus petite que la résolution spatiale est importante. L'augmentation de la résolution s'accompagne toutefois d'une diminution de l'énergie reçue, impactant sur la résolution thermique. La résolution spatiale de la caméra utilisée est de 640x512 pixels.

2.1.4.1 Tube circulaire et barrette de mini-canaux

La caméra thermographique (Titanium Cedip) mesure la température de la paroi externe du tube de section circulaire et de la barrette. Dans le cas de la barrette, celle-ci est positionnée de façon à disposer les mini-canaux verticalement. La caméra est alors installée horizontalement, de façon à mesurer la température sur la paroi externe de l'ensemble des mini-canaux. La surface externe des deux tubes a été peinte en noir de façon à augmenter et à homogénéiser leur émissivité. La peinture utilisée a une émissivité de 0,96. La zone observée par la caméra, située au milieu de la zone chauffée par effet Joule, mesure environ 4,8 cm de long. De cette façon, chaque pixel mesure environ 0,75 mm de large. La zone considérée pour les calculs, présentée figure 2.3, est une surface d'environ 1,2 cm de large sur 0,24 cm de haut pour le tube et d'environ 2 cm de large sur 1 cm de haut pour la barrette.

2.1.4.2 Echangeur à sept barrettes

La mesure appliquée à l'ensemble de l'échangeur a nécessité d'écarter la caméra, et donc de perdre en précision. La caméra a également été inclinée d'un angle n'excédant pas 45° , de façon à garantir une émissivité quasi-constante. Les parois extérieures des barrettes ont été peintes en noir de façon à augmenter et à homogénéiser leur émissivité. L'émissivité de la peinture utilisée est de 0,96. La zone observée par la caméra mesure environ 20 cm de long et est située au milieu de la zone chauffée par effet Joule. Les zones considérées pour les calculs sont présentées figure 2.7. Elles représentent une surface d'environ 2 cm de large sur 1 cm de haut.

Un exemple de résultats obtenus est présenté figure 2.8. Il apparaît clairement que les amplitudes de variation de la température sont faibles. La méthode permet donc de limiter la variation des propriétés du fluide provoquées par l'apport de chaleur.

Des modèles analytiques, développés pour chaque géométrie et présentés ci-après, permettent de relier le flux de chaleur apporté et l'amplitude de température au coefficient d'échange thermique.

1. Noise Equivalent Temperature Difference

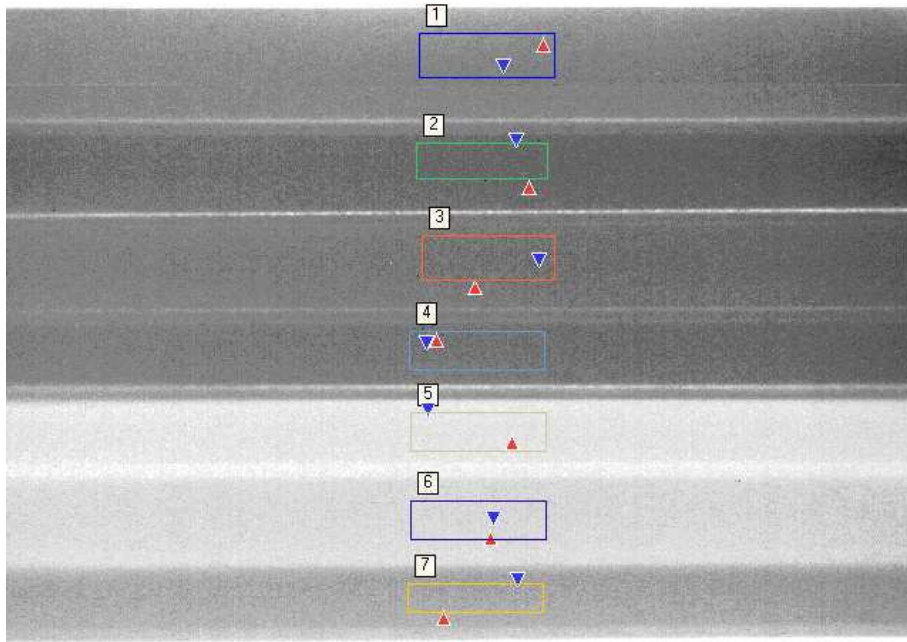


FIGURE 2.7 – Zones des barrettes considérées

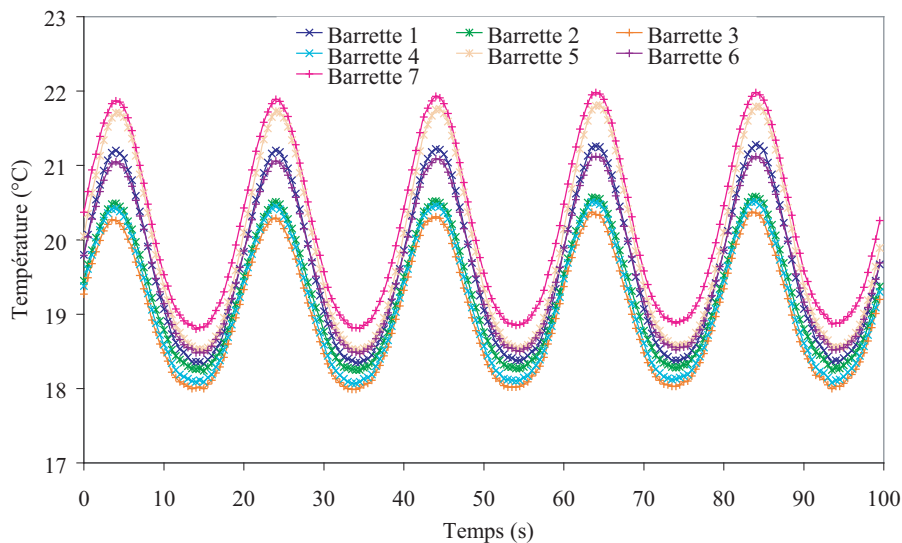


FIGURE 2.8 – Evolution des températures de surface des barrettes au cours du temps

2.2 Modèles analytiques

Le point clé et le savoir faire de la méthode de mesure développée réside dans les modèles thermiques utilisés pour obtenir de manière indirecte le coefficient d'échange thermique. Ces modèles varient selon la géométrie. Dans un premier temps, les essais ont été menés sur un tube de section circulaire, dont l'évolution des coefficients d'échange thermique en fonction du nombre de Reynolds a été largement étudiée dans la littérature. Les essais ont ensuite été menés sur une barrette de mini-canaux, puis sur un échangeur composé de sept barrettes de mini-canaux. Dans chaque cas, un modèle analytique a été développé afin de corréliser le coefficient d'échange thermique, la puissance apportée et l'amplitude des oscillations de température.

2.2.1 Tube circulaire

Le système d'équations reliant l'apport de chaleur périodique et l'amplitude de température pour un tube rond, représenté figure 2.10, est composé de l'équation de conservation de l'énergie au sein de la paroi et des conditions limites interne et externe. Ces conditions sont un flux de chaleur convectif imposé au niveau de la paroi interne et une condition d'adiabaticité au niveau de la paroi externe. En effet, les coefficients d'échange thermique liés au rayonnement et à la convection externe (α_{rad} et α_{ext}) représentent moins de 1 % du coefficient d'échange thermique interne dans le cas le plus défavorable. Les pertes de chaleur par convection externe et rayonnement seront donc négligées. Etant donnée la faible puissance apportée par la source de chaleur, oscillant entre 5 W et 30 W, une seconde hypothèse concerne la température du fluide, supposée constante. La troisième hypothèse concerne l'indépendance à la température des propriétés thermodynamiques du matériau et du coefficient d'échange thermique. Enfin, la quatrième et dernière hypothèse est une évolution unidimensionnelle de la température. Les variations de température angulaires et longitudinales sont donc négligées.

En effet, pour appuyer cette dernière hypothèse, la distance L affectée par la conduction dans le cuivre doit être déterminée. Pour cela, nous nous placerons au niveau de la jonction entre la zone chauffée et la zone non chauffée, tel que présenté figure 2.9. La propagation en régime permanent de la température dans la partie non chauffée répond à l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 T_{\text{par}(x)}}{\partial x^2} = \frac{\alpha P}{k S} (T_{\text{par}(x)} - T_f) \quad (2.5)$$

avec $T_{\text{par}(x)}$ la température de la paroi en x , T_f la température du fluide, α le coefficient d'échange thermique interne et k la conductivité thermique du matériau. Le périmètre P et la surface S sont donnés par :

$$P = 2 \pi R_{\text{int}} \text{ et } S = \pi (R_{\text{ext}}^2 - R_{\text{int}}^2) \quad (2.6)$$

En posant :

$$\frac{\alpha P}{k S} = m^2 \text{ et } (T_{\text{par}(x)} - T_f) = \theta_{\text{par}(x)} \quad (2.7)$$

l'équation (2.5) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \theta_{\text{par}(x)}}{\partial x^2} + m^2 \theta_{\text{par}(x)} = 0 \quad (2.8)$$

équation différentielle du second ordre dont la solution est de la forme :

$$\theta_{\text{par}(x)} = \theta_{(0)} e^{-m x} = (T_{\text{par}(0)} - T_f) e^{-m x} \quad (2.9)$$

Le coefficient m dépend du coefficient d'échange thermique et traduit l'évolution de la température le long du tube. Pour un coefficient d'échange de $2\,000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, m a pour valeur $65,5 \text{ m}^{-1}$. Il vaut $146,5 \text{ m}^{-1}$ pour un coefficient d'échange de $10\,000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

La longueur à partir de laquelle la température du tube n'est plus affectée est telle que $m L = 5$. Cette longueur est donc de 7,5 cm pour $\alpha = 2\,000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et de 3,4 cm pour $\alpha = 10\,000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Nos mesures sont toujours effectuées à des distances suffisamment importantes des électrodes pour que les effets de bords puissent être négligés. La température peut donc être considérée uniforme le long de l'axe x .

La température du tube, comme le flux de chaleur, est constituée de trois composantes, une part continue, une part à la fréquence ω et une part à la fréquence double 2ω . Le système

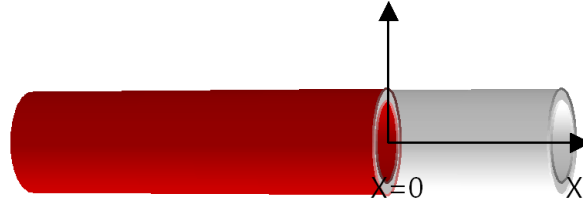


FIGURE 2.9 – Schéma du tube : partie rouge chauffée par effet Joule, partie grise non chauffée

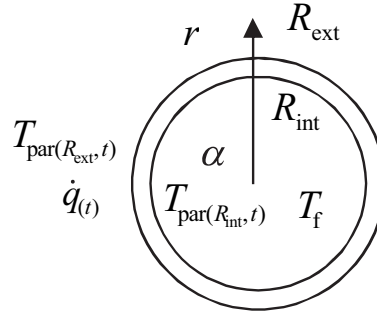


FIGURE 2.10 – Représentation du tube et des grandeurs associées

d'équations (2.10) doit donc être résolu deux fois, à la fréquence ω et à la fréquence 2ω . Le système d'équations continu ne sera pas résolu, n'apportant pas d'information supplémentaire. Le système complet inclut l'équation de conservation de l'énergie au sein de la paroi et les conditions aux limites interne et externe :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 T_{\text{par}}(r,t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{\text{par}}(r,t)}{\partial r} - \frac{1}{a} \frac{\partial T_{\text{par}}(r,t)}{\partial t} = -\frac{\dot{q}(t)}{k} \\ r = R_{\text{int}} \quad -k \left. \frac{\partial T_{\text{par}}(r,t)}{\partial r} \right|_{r=R_{\text{int}}} = \alpha (T_{\text{f,e}} - T_{\text{par}}(R_{\text{int}},t)) \\ r = R_{\text{ext}} \quad -k \left. \frac{\partial T_{\text{par}}(r,t)}{\partial r} \right|_{r=R_{\text{ext}}} = 0 \end{array} \right. \quad (2.10)$$

avec $T_{\text{par}}(r,t)$ la température de la paroi en r à l'instant t , $T_{\text{f,e}}$ la température du fluide en entrée, $\dot{q}(t)$ la source de chaleur volumique à l'instant t , k la conductivité thermique du matériau et α le coefficient d'échange thermique interne. En posant :

$$\theta_{\text{par}}(r,t) = (T_{\text{par}}(r,t) - T_{\text{f,e}}) \quad (2.11)$$

et en considérant un régime périodique établi, nous avons :

$$\theta_{\text{par}}(r,t) = \theta_{\text{par,con}}(r) + \theta_{\text{par},\omega}(r) e^{j(\omega t + \varphi_\omega)} + \theta_{\text{par},2\omega}(r) e^{j(2\omega t + \varphi_{2\omega})} \quad (2.12)$$

et :

$$\dot{q}(t) = \dot{q}_{\text{con}}(r) + \dot{q}_\omega(r) e^{j\omega t} + \dot{q}_{2\omega}(r) e^{j2\omega t} \quad (2.13)$$

avec φ le déphasage entre la source de chaleur et la réponse en température et ω la fréquence angulaire de la source de chaleur. La résolution du système fournit l'expression de $\theta_{\text{par},\omega}(r) e^{j\varphi_\omega}$:

$$\begin{aligned} \theta_{\text{par},\omega}(r) e^{j\varphi_\omega} = & \frac{\dot{q}_\omega}{m_\omega^2 k} + \frac{\alpha \dot{q}_\omega}{m_\omega^3 k^2} (K_1(m_\omega R_{\text{ext}}) I_0(m_\omega r) + I_1(m_\omega R_{\text{ext}}) K_0(m_\omega r)) \\ & / \left(I_1(m_\omega R_{\text{ext}}) \left(-K_1(m_\omega R_{\text{int}}) - \frac{\alpha}{m_\omega k} K_0(m_\omega R_{\text{int}}) \right) \right. \\ & \left. + K_1(m_\omega R_{\text{ext}}) \left(-I_1(m_\omega R_{\text{int}}) - \frac{\alpha}{m_\omega k} I_0(m_\omega R_{\text{int}}) \right) \right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

avec :

$$m_\omega = \sqrt{\frac{j\omega}{a}} \quad (2.15)$$

Dans cette équation, I_0 , I_1 et K_0 , K_1 sont des fonctions de Bessel modifiées de première et deuxième espèce, d'ordre 0 et d'ordre 1, respectivement. La même résolution est appliquée au système à la double fréquence d'excitation pour obtenir l'expression $\theta_{\text{par},2\omega(r)} e^{j\varphi_{2\omega}}$. Sachant que :

$$\theta_{\text{par}(r)} = \left| \theta_{\text{par},\omega(r)} e^{j\varphi_\omega} + \theta_{\text{par},2\omega(r)} e^{j\varphi_{2\omega}} \right| \quad (2.16)$$

l'estimation du coefficient d'échange thermique α est finalement obtenue par minimisation du coefficient ϵ tel que :

$$\epsilon = \left| \theta_{\text{par}(R_{\text{ext}})\text{exp}} - \theta_{\text{par}(R_{\text{ext}})} \right| \quad (2.17)$$

avec $\theta_{\text{par}(R_{\text{ext}})\text{exp}}$ l'amplitude expérimentale de l'oscillation de la température. Ainsi, la connaissance des propriétés du matériau c_p , k , ρ , de la fréquence d'excitation f , des densités de puissance \dot{q}_ω et $\dot{q}_{2\omega}$ et de l'amplitude de température mesurée à la paroi $\theta_{\text{par}(R_{\text{ext}})\text{exp}}$ permet de déterminer le coefficient d'échange thermique α .

Propagation des incertitudes A partir du modèle du cylindre, une étude de la propagation des incertitudes a été menée de façon à estimer l'influence des paramètres nécessaires à l'évaluation du coefficient d'échange thermique. Le bilan de l'influence des divers paramètres sur la valeur du coefficient d'échange thermique obtenue est présenté tableau 2.1. Il apparaît que la mesure de température et de flux de chaleur génère une grande part de l'incertitude sur l'estimation du coefficient d'échange thermique.

TABLEAU 2.1 – Propagation des incertitudes

Variable \pm Incertitude	Dérivée partielle	% de l'incertitude
$k = 400 \pm 10$ [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	$\partial\alpha/\partial k = -0,23$	0,00 %
$c_p = 385 \pm 10$ [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	$\partial\alpha/\partial c_p = -0,64$	0,00 %
$\rho = 8\,700 \pm 100$ [kg.m ⁻³]	$\partial\alpha/\partial \rho = -0,03$	0,00 %
$L = 0,2920 \pm 0,0005$ [m]	$\partial\alpha/\partial L = -29\,710$	0,03 %
$R_{\text{int}} = 0,0030 \pm 0,0002$ [m]	$\partial\alpha/\partial R_{\text{int}} = -2\,678\,000$	33,22 %
$R_{\text{ext}} = 0,0040 \pm 0,0002$ [m]	$\partial\alpha/\partial R_{\text{ext}} = -201\,500$	0,19 %
$U_{\text{min}} = 0,037 \pm 0,005$ [V]	$\partial\alpha/\partial U_{\text{min}} = -59\,234$	10,16 %
$U_{\text{max}} = 0,090 \pm 0,005$ [V]	$\partial\alpha/\partial U_{\text{max}} = 121\,399$	42,67 %
$I_{\text{min}} = 139 \pm 5$ [A]	$\partial\alpha/\partial I_{\text{min}} = -16$	0,73 %
$I_{\text{max}} = 335 \pm 5$ [A]	$\partial\alpha/\partial I_{\text{max}} = 33$	3,06 %
$f = 0,050 \pm 0,001$ [Hz]	$\partial\alpha/\partial f = -5\,050$	0,00 %
$\theta = 0,59 \pm 0,02$ [K]	$\partial\alpha/\partial \theta = -14\,650$	9,94 %
$\alpha = 8\,344,7 \pm 929,2$ [W.m ⁻² .K ⁻¹]		100,00 %

2.2.2 Barrette de mini-canaux

Deux modèles ont été développés pour la barrette de mini-canaux. Un modèle analytique 1D a d'abord été développé pour permettre une analyse de sensibilité. Un second modèle a ensuite été réalisé afin de prendre en compte la présence des ailettes formées par les séparations entre les canaux. Ces modèles ont été ensuite comparés à une résolution 2D réalisée avec le logiciel COMSOL. L'objectif de la modélisation COMSOL était ici de voir s'il était envisageable dans le futur d'utiliser cette approche de mesure pour un tube de forme encore plus complexe que le cas de la barrette.

2.2.2.1 Modèle 1 : Assimilation de la barrette à une plaque

Le premier modèle développé assimile la barrette à une plaque, comme présenté figure 2.11. En raison de la condition de symétrie induite par la géométrie, seule une moitié de la paroi a été considérée. Le modèle reliant l'apport de chaleur périodique et l'amplitude d'oscillation de la température de la paroi extérieure se compose de l'équation de conservation de l'énergie dans la paroi et des conditions aux limites. Ces conditions sont un flux de chaleur convectif imposé au niveau de la paroi interne et une condition d'adiabaticité au niveau de la paroi externe. En effet, les pertes de chaleur par convection externe et rayonnement sont faibles comparées au flux de chaleur transféré au fluide. Elles seront donc négligées. Pour prendre en compte l'influence des ailettes formées par la présence des séparations entre les tubes, deux surfaces différentes ont été considérées dans le modèle. Les surfaces S_1 et S_2 sont ainsi considérées respectivement pour la conduction et la convection.

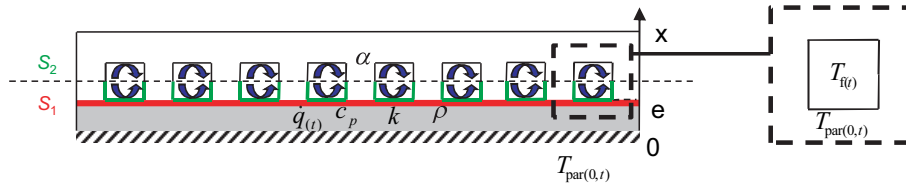


FIGURE 2.11 – Représentation de la barrette de mini-canaux et des grandeurs associées dans le cas du modèle plaque

Le flux de chaleur est dans le cas de la barrette de mini-canaux plus important que dans le cas du tube rond. Il oscille entre 30 W à 80 W. Le débit d'eau est plus faible en raison des plus grandes pertes de charge engendrées par la diminution du diamètre des tubes. La température de l'eau ne peut donc être considérée constante. En effet, l'amplitude de la variation de température de l'eau est comparable à l'amplitude de variation de température de la paroi externe. La fréquence d'excitation est de 0,05 Hz. L'hypothèse est donc faite que la température de l'eau et la température de la paroi sont en phase. La troisième hypothèse concerne l'indépendance à la température des propriétés thermodynamiques du matériau et du coefficient d'échange thermique. Enfin, la quatrième et dernière hypothèse est une évolution unidimensionnelle de la température. Les variations de température dans toute direction autre que l'axe x sont donc négligées.

Le système à résoudre, composé de l'équation de conservation de l'énergie et des conditions aux limites interne et externe, s'écrit comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 T_{\text{par}(x,t)}}{\partial x^2} - \frac{1}{a} \frac{\partial T_{\text{par}(x,t)}}{\partial t} = -\frac{\dot{q}(t)}{k} \\ x = e \quad -k S_1 \left. \frac{\partial T_{\text{par}(x,t)}}{\partial x} \right|_{x=e} = \alpha S_2 (T_{\text{par}(e,t)} - T_{\text{f}(t)}) \\ x = 0 \quad -k \left. \frac{\partial T_{\text{par}(x,t)}}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \end{array} \right. \quad (2.18)$$

avec $T_{\text{par}(x,t)}$ la température de la paroi en x à l'instant t , $T_{\text{f}(t)}$ la température du fluide à l'instant t , $\dot{q}(t)$ le flux de chaleur volumique à l'instant t , k la conductivité thermique du matériau et α le coefficient d'échange thermique interne. Les surfaces S_1 et S_2 représentent les surfaces correspondant aux flux conductif et convectif, respectivement. Ces surfaces sont représentées figure 2.11.

Comme dans le cas du tube rond, deux systèmes doivent être résolus, l'un à la fréquence ω , l'autre à la fréquence 2ω . Considérant les équations (2.11) à (2.13), et avec :

$$T_{\text{f}(t)} = \theta_{\text{f,con}} + \theta_{\text{f},\omega} e^{j(\omega t + \varphi_\omega)} + \theta_{\text{f},2\omega} e^{j(2\omega t + \varphi_{2\omega})} \quad (2.19)$$

et sachant que le bilan d'énergie fournit :

$$\theta_{f,\omega} e^{j \varphi_\omega} = \frac{\dot{q}_\omega V}{2 \dot{m}_f c_{p,f}} \quad (2.20)$$

l'expression de $\theta_{\text{par},\omega(x)} e^{j \varphi_\omega}$ est donnée par :

$$\theta_{\text{par},\omega(x)} e^{j \varphi_\omega} = \frac{\dot{q}_\omega}{m_\omega^2 k} \left(1 - \frac{\left(1 - \frac{m_\omega^2 k V}{2 \dot{m}_f c_{p,f}} \cosh(m_\omega x) \right)}{\frac{k m_\omega}{\alpha} \frac{S_1}{S_2} \sinh(m_\omega e) + \cosh(m_\omega e)} \right) \quad (2.21)$$

avec :

$$m_\omega = \sqrt{\frac{j \omega}{a}} \quad (2.22)$$

La résolution a ensuite été appliquée au système à la fréquence double afin d'obtenir l'expression de $\theta_{\text{par},2\omega(x)} e^{j \varphi_{2\omega}}$. La méthode de résolution de l'ensemble est ensuite identique au cas du tube rond.

Propagation des incertitudes Une étude de la propagation des incertitudes a été menée dans le cas de l'assimilation de la barrette à une plaque. Le bilan de l'influence des divers paramètres sur la valeur du coefficient d'échange thermique obtenue est présenté tableau 2.2. Les dimensions auxquelles il est fait référence sont illustrées figure 2.12. La principale source d'incertitude est la mesure de l'épaisseur de la paroi e . La mesure de la puissance apportée et de l'amplitude de température ont également une influence notable sur la valeur finale. Un compromis doit donc être trouvé entre la précision de la mesure et l'influence du flux de chaleur sur le comportement et les propriétés du fluide.

TABLEAU 2.2 – Propagation des incertitudes

Variable \pm Incertitude	Dérivée partielle	% de l'incertitude
$k = 237 \pm 10$ [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]	$\partial\alpha/\partial k = -0,09$	0,00 %
$c_p = 910 \pm 10$ [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	$\partial\alpha/\partial c_p = -0,03$	0,00 %
$\rho = 2\,700 \pm 100$ [kg.m ⁻³]	$\partial\alpha/\partial \rho = -0,01$	0,00 %
$L = 0,2920 \pm 0,0005$ [m]	$\partial\alpha/\partial L = -14\,649$	0,02 %
$e = 0,00046 \pm 0,00005$ [m]	$\partial\alpha/\partial e = 9\,298\,706$	69,17 %
$W_{\text{bar}} = 0,0160 \pm 0,0005$ [m]	$\partial\alpha/\partial W_{\text{bar}} = 264\,893$	5,61 %
$H_{\text{ca}} = 0,00083 \pm 0,00005$ [m]	$\partial\alpha/\partial H_{\text{ca}} = -350\,952$	0,10 %
$W_{\text{ca}} = 0,00159 \pm 0,00005$ [m]	$\partial\alpha/\partial W_{\text{ca}} = -1\,831\,055$	2,68 %
$U_{\text{min}} = 0,084 \pm 0,005$ [V]	$\partial\alpha/\partial U_{\text{min}} = -17\,883$	2,56 %
$U_{\text{max}} = 0,174 \pm 0,005$ [V]	$\partial\alpha/\partial U_{\text{max}} = 33\,142$	8,79 %
$I_{\text{min}} = 120 \pm 5$ [A]	$\partial\alpha/\partial I_{\text{min}} = -13$	1,25 %
$I_{\text{max}} = 249 \pm 5$ [A]	$\partial\alpha/\partial I_{\text{max}} = 23$	4,30 %
$f = 0,050 \pm 0,001$ [Hz]	$\partial\alpha/\partial f = -549$	0,00 %
$\theta = 0,65 \pm 0,02$ [K]	$\partial\alpha/\partial \theta = -6\,561$	5,51 %
$\alpha = 4\,234,7 \pm 559,0$ [W.m ⁻² .K ⁻¹]		100,00 %

2.2.2.2 Modèle 2 : Assimilation de la barrette à une plaque reliée à une ailette

Le second modèle est basé sur la prise en compte des ailettes formées par les parois séparant les canaux. Deux modèles sont couplés, le premier afin de résoudre le problème de conduction

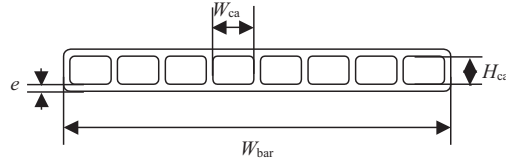


FIGURE 2.12 – Représentation de la barrette de mini-canaux et notation des dimensions

dans la paroi et le deuxième la conduction dans l'ailette. La température est considérée uniforme le long de la frontière séparant les deux systèmes du fait de la conductivité élevée de l'aluminium. La géométrie considérée est présentée figure 2.13. Les frontières représentées en bleu représentent les conditions de flux nul.

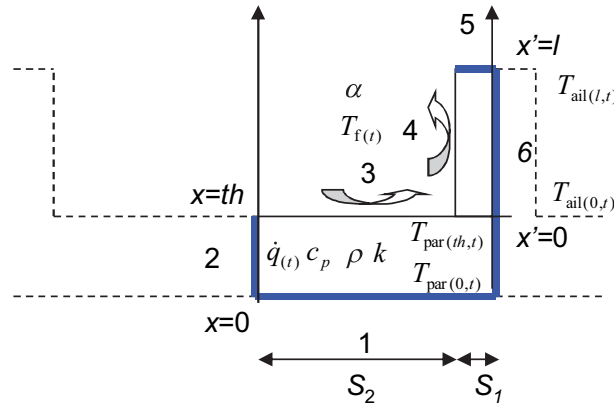


FIGURE 2.13 – Représentation de la barrette de mini-canaux et des grandeurs associées dans le cas du modèle plaque plus ailette

Considérant le modèle de la plaque, les bords notés 2 et 6 sont considérés isolés en raison de la condition de symétrie. Le bord noté 1 est considéré isolé pour la même raison que précédemment, *i.e.* les flux de chaleur convectif et radiatif au niveau de la paroi externe sont négligeables comparés au flux de chaleur transmis au fluide. Le système d'équations suivant doit être résolu, incluant l'équation de conservation de l'énergie et la condition limites dans le cas d'une résolution unidimensionnelle :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_{\text{par}}(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{a} \frac{\partial T_{\text{par}}(x,t)}{\partial t} = -\frac{\dot{q}(t)}{k} \\ x=0 \quad -k \frac{\partial T_{\text{par}}(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \end{cases} \quad (2.23)$$

avec $T_{\text{par}}(x,t)$ la température de la paroi en x à l'instant t , $\dot{q}(t)$ le flux de chaleur volumique à l'instant t et k la conductivité du matériau.

Deux systèmes doivent être résolus, à la fréquence ω et à la fréquence 2ω . Seul le système à la fréquence ω sera ici développé. En considérant les équations (2.11) à (2.13), la résolution de ce premier système fournit :

$$\theta_{\text{par},\omega(x)} e^{j\varphi\omega} = \frac{\dot{q}\omega}{m_{\text{par},\omega}^2 k} + a_\omega \cosh(m_{\text{par},\omega} x) \quad (2.24)$$

avec :

$$m_{\text{par},\omega} = \sqrt{\frac{j\omega}{a}} \quad (2.25)$$

et a_ω à déterminer.

La résolution du problème requiert une seconde condition limite. Cette condition limite est fournie par la résolution du second système. Ainsi, le système à résoudre au sein de l'ailette est donné par :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T_{\text{ail}}(x',t)}{\partial x'^2} - \frac{\alpha}{k} \frac{P_1}{S_1} (T_{\text{ail}}(x',t) - T_{\text{f}}(t)) - \frac{1}{a} \frac{\partial T_{\text{ail}}(x',t)}{\partial t} = -\frac{\dot{q}(t)}{k} \\ x' = l \quad -k \frac{\partial T_{\text{ail}}(x',t)}{\partial x'} \Big|_{x'=l} = 0 \end{cases} \quad (2.26)$$

avec $T_{\text{ail}}(x,t)$ la température de l'ailette en x' à l'instant t , $T_{\text{f}}(t)$ la température du fluide à l'instant t , $\dot{q}(t)$ le flux de chaleur volumique à l'instant t , k la conductivité du matériau et α le coefficient d'échange thermique interne. P_1 et S_1 représentent respectivement le périmètre et la surface de l'ailette.

Considérant les équations (2.11) et (2.13), la résolution du système fournit :

$$\theta_{\text{ail},\omega(x)} e^{j\varphi\omega} = \frac{\dot{q}_\omega}{m_{\text{ail},\omega}^2 k} + A_\omega (e^{-m_{\text{ail},\omega} x'} + e^{m_{\text{ail},\omega} (x'-2l)}) \quad (2.27)$$

avec :

$$m_{\text{ail},\omega} = \sqrt{M_{\text{ail},\omega}^2 + \frac{j\omega}{a}} \quad (2.28)$$

et :

$$M_{\text{ail},\omega} = \sqrt{\frac{\alpha P_1}{k S_1}} \quad (2.29)$$

À l'interface, la température est considérée uniforme le long de la surface $S_1 + S_2$. Cette proposition constitue l'hypothèse majeure de ce modèle. Nous pouvons donc écrire :

$$\theta_{\text{par},\omega(th)} e^{j\varphi\omega} = \theta_{\text{ail},\omega(0)} e^{j\varphi\omega} \quad (2.30)$$

Nous obtenons ainsi :

$$\frac{\dot{q}_\omega}{m_{\text{par},\omega}^2 k} + a_\omega \cosh(m_{\text{par},\omega} th) = \frac{\dot{q}_\omega}{m_{\text{ail},\omega}^2 k} + A_\omega (1 + e^{-2m_{\text{ail},\omega} l}) \quad (2.31)$$

D'autre part, la conservation du flux fournit :

$$\begin{aligned} -k (S_1 + S_2) \frac{\partial \theta_{\text{par},\omega(x)}}{\partial x} \Big|_{x=th} e^{j\varphi\omega} &= \alpha S_2 (\theta_{\text{par},\omega(th)} - \theta_{\text{f},\omega}) e^{j\varphi\omega} \\ &\quad - k S_1 \frac{\partial \theta_{\text{ail},\omega(x')}}{\partial x'} \Big|_{x'=0} e^{j\varphi\omega} \end{aligned} \quad (2.32)$$

Les constantes a_ω et A_ω sont donc définies comme suit :

$$\begin{aligned} a_\omega &= \left(\left(\frac{\dot{q}_\omega}{k} \left(\frac{1}{m_{\text{ail},\omega}^2} - \frac{1}{m_{\text{par},\omega}^2} \right) + \theta_{\text{f},\omega} e^{j\varphi\omega} \right) k S_1 m_{\text{ail},\omega} (1 - e^{-2m_{\text{ail},\omega} l}) \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{\dot{q}_\omega}{m_{\text{par},\omega}^2 k} - \theta_{\text{f},\omega} e^{j\varphi\omega} \right) (1 + e^{-2m_{\text{ail},\omega} l}) \alpha S_2 \right) \\ &\quad / \left((1 + e^{-2m_{\text{ail},\omega} l}) (k (S_1 + S_2) m_{\text{par},\omega} \sinh(m_{\text{par},\omega} th) + \alpha S_2 \cosh(m_{\text{par},\omega} th)) \right. \\ &\quad \left. + (1 - e^{-2m_{\text{ail},\omega} l}) k S_1 m_{\text{ail},\omega} \cosh(m_{\text{par},\omega} th) \right) \end{aligned} \quad (2.33)$$

et :

$$\begin{aligned}
A_\omega = & \left(\left(\frac{\dot{q}_\omega}{k} \left(\frac{1}{m_{\text{par},\omega}^2} - \frac{1}{m_{\text{ail},\omega}^2} \right) - \theta_{f,\omega} e^{j\varphi_\omega} \right) (\alpha S_2 \right. \\
& + k (S_1 + S_2) m_{\text{par},\omega} \tanh(m_{\text{par},\omega} th)) \\
& \left. - \left(\frac{\dot{q}_\omega}{m_{\text{par},\omega}^2 k} - \theta_{f,\omega} e^{j\varphi_\omega} \right) \alpha S_2 \right) \\
& / \left((1 + e^{-2m_{\text{ail},\omega} l}) (k (S_1 + S_2) m_{\text{par},\omega} \tanh(m_{\text{par},\omega} th) + \alpha S_2) \right. \\
& \left. + (1 - e^{-2m_{\text{ail},\omega} l}) k S_1 m_{\text{ail},\omega} \right) \quad (2.34)
\end{aligned}$$

L'expression de $\theta_{\text{par},\omega(x)} e^{j\varphi_\omega}$ est donnée par :

$$\theta_{\text{par},\omega(x)} e^{j\varphi_\omega} = \frac{\dot{q}_\omega}{m_{\text{par},\omega}^2 k} + a_\omega \cosh(m_{\text{par},\omega} x) \quad (2.35)$$

La résolution a ensuite été appliquée au système à la fréquence double afin d'obtenir l'expression de $\theta_{\text{par},2\omega(x)} e^{j\varphi_{2\omega}}$. La méthode de résolution de l'ensemble est ensuite de nouveau identique au cas du tube rond.

2.2.2.3 Modèle 3 : COMSOL

Le problème a également été résolu à l'aide du logiciel COMSOL. La géométrie utilisée pour le modèle 2D est présentée figure 2.14. Le maillage se compose de 536 éléments. Les limites notées 2 et 6 sont considérées isolées en raison de la condition de symétrie. La limite notée 1 est également considérée isolée pour la même raison que précédemment, *i.e.* les pertes de chaleur par convection externe et rayonnement sont négligeables devant le flux de chaleur transféré au fluide. Une source volumique interne est également considérée. Les propriétés thermodynamiques du matériau et le coefficient d'échange thermique sont considérés indépendants de la température.

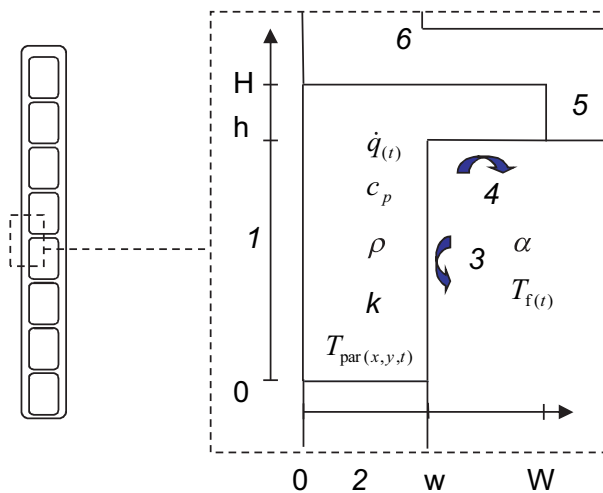


FIGURE 2.14 – Représentation de la barrette de mini-canaux et des grandeurs associées dans le cas du modèle COMSOL

Le système d'équations suivant, composé de l'équation de conservation de l'énergie et des

conditions aux limites internes et externes, s'écrit comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot (\nabla T_{\text{par}(x,y,t)}) - \frac{1}{a} \frac{\partial T_{\text{par}(x,y,t)}}{\partial t} = -\frac{\dot{q}(t)}{k} \\ x = 0 \quad 0 \leq y \leq H \quad -k \nabla T_{\text{par}(0,y,t)} = 0 \\ x = w \quad 0 \leq y \leq H \quad -k \nabla T_{\text{par}(w,y,t)} = \alpha (T_{\text{par}(w,y,t)} - T_{\text{f}(t)}) \\ x = W \quad h \leq y \leq H \quad -k \nabla T_{\text{par}(W,y,t)} = 0 \\ y = 0 \quad 0 \leq x \leq w \quad -k \nabla T_{\text{par}(x,0,t)} = 0 \\ y = h \quad w \leq x \leq W \quad -k \nabla T_{\text{par}(x,h,t)} = \alpha (T_{\text{par}(x,h,t)} - T_{\text{f}(t)}) \\ y = H \quad 0 \leq x \leq W \quad -k \nabla T_{\text{par}(x,H,t)} = 0 \end{array} \right. \quad (2.36)$$

Les expressions du flux de chaleur interne et de température de l'eau sont les suivantes :

$$\dot{q}(t) = \frac{(U_{\text{moy}} + U_{\text{alt}} \cos(\omega t)) (I_{\text{moy}} + I_{\text{alt}} \cos(\omega t))}{V} \quad (2.37)$$

$$T_{\text{f}(t)} = T_{\text{f,e}} + \frac{\dot{q}(t) V}{2 \dot{m}_{\text{f}} c_{\text{p,f}}} \quad (2.38)$$

L'amplitude de température théorique est ensuite calculée à partir de l'évolution de la température fournie par le logiciel COMSOL. Cette valeur est ensuite comparée à l'amplitude de température expérimentale, comme dans les cas mentionnés précédemment. La démarche est répétée itérativement en modifiant le coefficient d'échange thermique jusqu'à ce que cet écart devienne suffisamment faible. On obtient alors la valeur du coefficient d'échange thermique.

2.2.3 Echangeur à sept barrettes

Dans le cas de l'échangeur à sept barrettes, la puissance affectée à chacune d'elles est plus faible que dans le cas de la barrette simple à intensité équivalente. Cette puissance oscille entre 5 W et 35 W. Ainsi, le modèle appliqué dans ce cas ne prend pas en compte la variation de température de l'eau au cours du temps. Le modèle est donc, à cette différence près, identique à celui assimilant la barrette à une plaque. Nous avons le système suivant qui doit être résolu :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 T_{\text{par}(x,t)}}{\partial x^2} - \frac{1}{a} \frac{\partial T_{\text{par}(x,t)}}{\partial t} = -\frac{\dot{q}(t)}{k} \\ x = e \quad -k S_1 \left. \frac{\partial T_{\text{par}(x,t)}}{\partial x} \right|_{x=e} = \alpha S_2 (T_{\text{par}(e,t)} - T_{\text{f,e}}) \\ x = 0 \quad -k \left. \frac{\partial T_{\text{par}(x,t)}}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \end{array} \right. \quad (2.39)$$

Comme précédemment, deux systèmes doivent être résolus, l'un à la fréquence ω , l'autre à la fréquence 2ω . Considérant les équations (2.11) à (2.13), la résolution du système fournit l'expression de :

$$\theta_{\text{par},\omega(x)} e^{j\varphi_\omega} = \frac{\dot{q}_\omega}{m_\omega^2 k} \left(1 - \frac{\cosh(m_\omega x)}{\frac{k m_\omega S_1}{\alpha S_2} \sinh(m_\omega e) + \cosh(m_\omega e)} \right) \quad (2.40)$$

avec :

$$m_\omega = \sqrt{\frac{j\omega}{a}} \quad (2.41)$$

La résolution a ensuite été appliquée au système à la fréquence double afin d'obtenir l'expression de $\theta_{\text{par},2\omega(x)} e^{j\varphi_{2\omega}}$. La méthode de résolution de l'ensemble est ensuite identique au cas du tube rond.

L'application de la mesure à un tube et à une barrette a permis dans un premier temps de s'assurer de la validité des résultats. Les résultats obtenus sont présentés dans le chapitre suivant. Une fois cette première étape effectuée, les essais ont été menés sur l'échangeur, pour plusieurs orientations et pour plusieurs conditions d'entrée. Ces résultats seront également discutés ci-après.

Chapitre 3

Résultats et analyse

La méthode de mesure a dans un premier temps été appliquée à un tube circulaire de façon à la valider. A partir de ces premiers résultats, les mesures ont été effectuées sur une barrette seule. Enfin, les résultats obtenus dans le cas de l'échangeur à sept barrettes seront présentés et discutés.

3.1 Validation de la méthode

Les essais ont été menés sur un tube rond puis sur une barrette de mini-canaux, de façon à valider la méthode de mesure. Les résultats obtenus expérimentalement ont été comparés ceux fournis par quatre corrélations empiriques. Pour chacune d'entre elles, les propriétés thermodynamiques ont été considérées à la température moyenne T_{moy} , donnée par :

$$T_{\text{moy}} = \frac{T_e + T_s}{2} \quad (3.1)$$

avec T_e et T_s les températures du fluide en entrée et en sortie, respectivement.

La corrélation de Gnielinski (1976), utilisable pour le régime de transition et turbulent, est donnée par :

$$\text{Nu} = \frac{f/8 (\text{Re} - 1\,000) \text{Pr}}{1 + 12,7 \sqrt{f/8} (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \left(1 + (D_h/L)^{2/3}\right) (\text{Pr}/\text{Pr}_{\text{par}})^{0,11} \quad (3.2)$$

avec L la longueur d'établissement de l'écoulement avant le point de mesure, D_h le diamètre hydraulique, Pr_{par} le nombre de Prandtl à la température de la paroi T_{par} et f le facteur de frottement de Darcy défini, d'après la formule de Blasius, par :

$$f = \frac{0,3164}{\text{Re}^{1/4}} \quad (3.3)$$

Cette corrélation est valable pour $1,5 < \text{Pr} < 500$, $2\,300 < \text{Re} < 10^6$ et $0 < D_h/L < 1$. La corrélation de Hausen (1943), également utilisée pour la comparaison et utilisable pour le régime de transition et turbulent, est définie par :

$$\text{Nu} = 0,0116 \left(\text{Re}^{2/3} - 125\right) \text{Pr}^{1/3} (\mu/\mu_{\text{par}})^{0,14} \left(1 + (D_h/L)^{2/3}\right) \quad (3.4)$$

avec μ_{par} correspondant à la viscosité dynamique du fluide à la température de paroi T_{par} . Cette corrélation est valable pour $2\,300 < \text{Re} < 10^4$.

Les résultats expérimentaux ont également été comparés à ceux obtenus avec la corrélation de Colburn (1933) :

$$\text{Nu} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{1/3} \quad (3.5)$$

Cette corrélation est valable pour $0,7 < \text{Pr} < 120$, $10^4 < \text{Re} < 1,2 \cdot 10^5$ et $L/D_h > 60$. Les propriétés thermodynamiques sont considérées à la température de film T_{film} , qui est la moyenne entre la température de paroi T_{par} et la température moyenne du fluide T_{moy} .

En régime laminaire, la corrélation de Shah et London (1978) a été utilisée :

$$\text{Nu} = 1,953 (\text{Re Pr } D_h/L)^{1/3} \quad (3.6)$$

Cette corrélation est valable pour $\text{Re Pr } D_h/L \geq 33,3$. Cette corrélation fut initialement développée pour un régime laminaire non établi dans la région d'entrée avec un flux de chaleur uniforme.

3.1.1 Tube circulaire

La comparaison de 74 points expérimentaux obtenus pour le tube rond aux corrélations de Hausen (1943), de Gnielinski (1976) et de Colburn (1933) est présentée figure 3.1. Ces résultats, obtenus pour un nombre de Reynolds allant de 2 000 à 14 000, montrent une bonne concordance entre les valeurs expérimentales et théoriques. Les résultats sont proches des valeurs obtenues avec la corrélation de Gnielinski (1976) pour des valeurs du nombre de Reynolds inférieures à 10 000. Au-delà, les valeurs expérimentales apparaissent plus proches de celles prédites par la corrélation de Colburn (1933). Meyer et Hallquist (2011) ont mesuré avec précision les coefficients d'échange thermique dans le cas d'un tube et ils ont également obtenus des résultats inférieurs à ceux obtenus avec la corrélation de Gnielinski (1976) pour des nombres de Reynolds élevés.

Par ailleurs, les essais ont été menés pour des valeurs d'intensité et de tension identiques. Or, pour des nombres de Reynolds élevés, l'incertitude augmente, ce qui pourrait expliquer la différence observée.

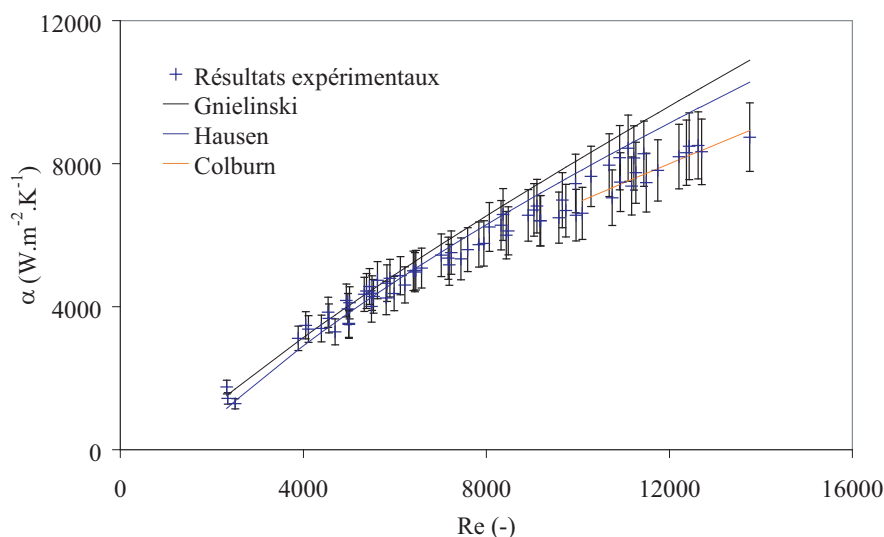


FIGURE 3.1 – Comparaison des coefficients d'échange thermique obtenus expérimentalement à ceux obtenus à partir des corrélations, en fonction du nombre de Reynolds, dans le cas du tube rond

Ces résultats confirment l'efficacité de la méthode pour une configuration largement étudiée dans la littérature.

3.1.2 Barrette de mini-canaux

Concernant les essais menés sur la barrette de mini-canaux, les résultats sont présentés figure 3.2. Les résultats obtenus en régime laminaire sont présentés figure 3.3.

Les trois modèles d'identification, présentés Section 2.2, fournissent des résultats similaires. Concernant l'allure, il apparaît que les régimes d'écoulement observés sont conformes à la théorie. En particulier, la transition du régime laminaire au régime turbulent apparaît pour une valeur du nombre de Reynolds entre 2 000 et 2 500. Or, une valeur communément admise pour l'apparition de la turbulence est 2 300.

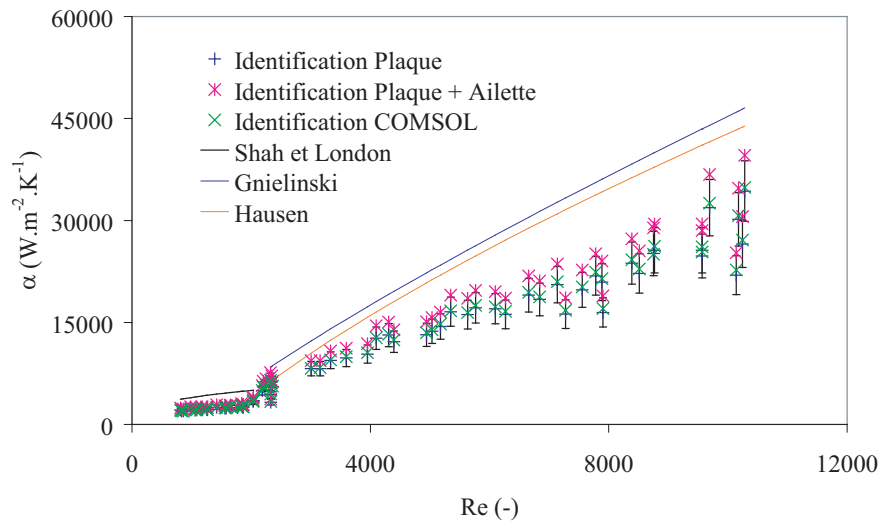


FIGURE 3.2 – Comparaison des coefficients d'échange thermique obtenus expérimentalement à ceux obtenus à partir des corrélations, en fonction du nombre de Reynolds dans le cas de la barrette de mini-canaux

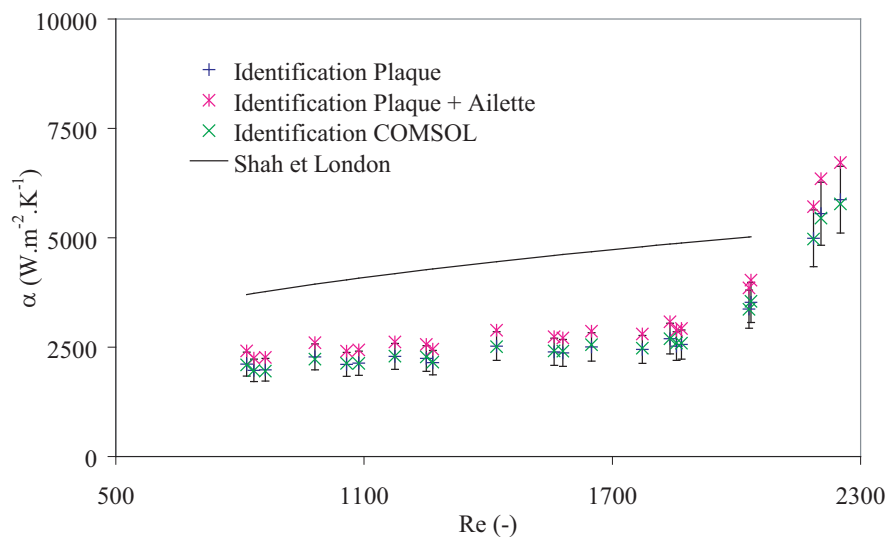


FIGURE 3.3 – Comparaison des coefficients d'échange thermique obtenus expérimentalement à ceux obtenus à partir des corrélations, en fonction du nombre de Reynolds, dans le cas de la barrette de mini-canaux et en régime laminaire

Les valeurs obtenues expérimentalement apparaissent toutefois plus faibles que celles obte-

nues à partir des corrélations. Ces différences peuvent être liées à la géométrie. En effet, les corrélations ont été établies dans le cas de tubes ronds. Or, les mini-canaux sont de section rectangulaire. De plus, les variations observées pour un nombre de Reynolds élevé soulignent la nécessité d'augmenter le flux de chaleur apporté pour accroître la précision dans le cas de coefficients d'échange thermique élevés. Parmi les autres sources d'erreur envisagées figurent la convection naturelle et le rayonnement au niveau de la paroi extérieure, la conduction longitudinale et la conduction par les câbles d'alimentation. Des essais complémentaires permettraient de confirmer ou d'infirmer l'influence de ces divers facteurs sur les résultats obtenus.

Toutefois, la transition entre les régimes laminaire et turbulent observée expérimentalement débute pour un nombre de Reynolds d'environ 2 300. Ce résultat est confirmé par la littérature. Enfin, les courbes théoriques et expérimentales ont la même allure.

3.1.3 Bilan sur les essais préliminaires

Les résultats obtenus dans le cas d'un tube rond sont satisfaisants et permettent de valider la méthode de mesure.

La seconde série de mesures, menée sur une barrette de mini-canaux, montre que la méthode de mesure fournit des valeurs de coefficients d'échange thermique inférieures à celles fournies par les corrélations dans cette configuration. Plusieurs pistes ont été envisagées pour expliquer les différences observées. Des essais complémentaires sont toutefois nécessaires pour identifier la cause de ces différences.

Toutefois, les valeurs relatives de ces coefficients d'échange thermique sont conformes aux valeurs théoriques. La transition du régime laminaire au régime turbulent est ainsi correctement mesurée. Par la suite, les essais ont été menés sur un échangeur complet.

3.2 Etude de l'échangeur à mini-canaux

Dans le cadre de l'étude de la distribution du fluide dans un échangeur, il convient de déterminer une grandeur permettant de comparer les distributions obtenues quelles que soient les conditions d'entrée. Les études portant sur la mesure de la distribution des débits de liquide et de vapeur évaluent la distribution dans chaque tube en termes de ratios de débit. Le rapport de débits $\dot{m}_{j,i}^*$ est le rapport du débit de la phase j considérée $\dot{m}_{j,i}$ dans le tube i sur le débit moyen de cette phase $\bar{\dot{m}}_j$, tel que présenté équation (1.5).

De la même façon, pour comparer les distributions des coefficients d'échange thermique obtenus pour diverses conditions d'entrée, les résultats sont présentés sous forme de rapports de coefficients d'échange thermique α_i^* . Ce rapport adimensionnel est le rapport du coefficient d'échange thermique α_i au niveau de la barrette i sur la moyenne des coefficients d'échange thermique calculée pour l'ensemble des barrettes $\bar{\alpha}$. Nous avons donc :

$$\alpha_i^* = \frac{\alpha_i}{\bar{\alpha}} \quad (3.7)$$

De cette façon, les transferts de chaleur de chaque barrette le long du distributeur peuvent être comparés, une valeur de 1 correspondant à une distribution homogène.

3.2.1 Fluide monophasique

Quatre orientations ont été expérimentées, présentées figure 3.4. Dans chaque cas, les barrettes sont numérotées de 1 à 7, en prenant comme première barrette celle située à proximité

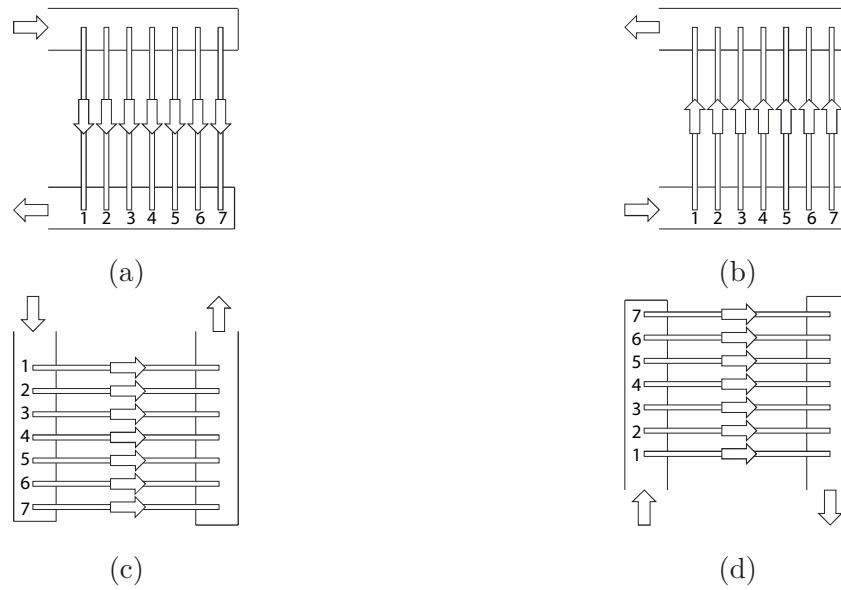


FIGURE 3.4 – Schématisation d'un distributeur horizontal avec un écoulement descendant dans les barrettes (a), d'un distributeur horizontal avec un écoulement ascendant dans les barrettes (b), d'un distributeur vertical descendant (c) et d'un distributeur vertical ascendant (d)

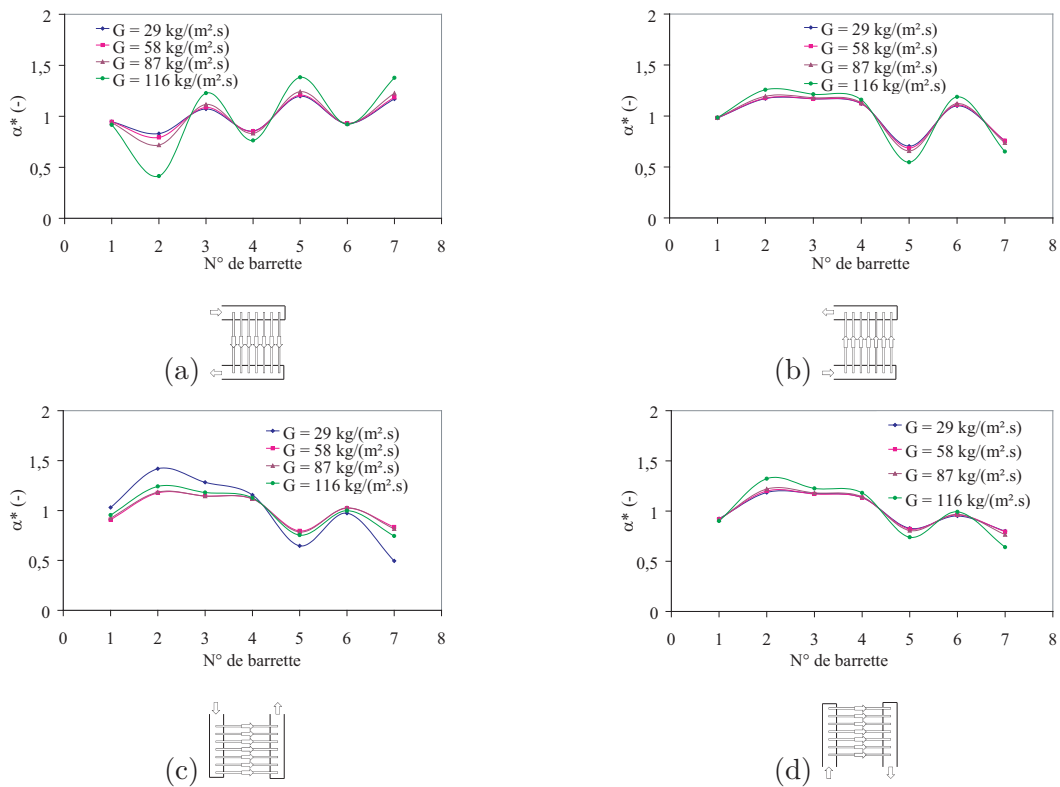


FIGURE 3.5 – Influence de la densité de flux massique sur la distribution de liquide dans le cas d'un distributeur horizontal avec un écoulement descendant dans les barrettes (a), d'un distributeur horizontal avec un écoulement ascendant dans les barrettes (b), d'un distributeur vertical descendant (c) et d'un distributeur vertical ascendant (d)

du tube d'alimentation. Les résultats obtenus dans le cas d'un écoulement monophasique sont présentés figure 3.5.

Nous pouvons tout d'abord observer qu'une distribution relativement homogène est obtenue. Ainsi, quelle que soit l'orientation, aucune barrette ne présente un ratio de coefficients d'échange thermique supérieur à 150 %.

Une particularité géométrique apparaît toutefois sur ces résultats. En effet, les résultats présentés figure 3.5(b), (c) et (d) présentent une diminution des échanges thermiques au niveau de la barrette 5. La figure 3.5(a) ne présente pas la même particularité. Une diminution des échanges et donc des débits est observée au niveau des barrettes 4 et 6 et, dans une moindre mesure, au niveau de la barrette 2. Or, dans ce cas, pour des raisons pratiques, le sens d'alimentation de l'échangeur a été inversé. Le distributeur assumait alors le rôle du collecteur et *vice versa*. Il semble donc que l'effet observé au niveau de la barrette 5 soit dû à l'impact de la géométrie du distributeur sur l'écoulement.

Aucune différence géométrique notable n'a été observée entre le distributeur et le collecteur. Toutefois, les barrettes de mini-canaux présentent une particularité liée à leur fabrication : la coupe des barrettes est biseautée. Ainsi, la distribution des échanges thermiques entre les barrettes en monophasique paraît principalement influencée par la géométrie des barrettes. Un effet similaire est par ailleurs également observé dans le cas d'un écoulement diphasique.

3.2.2 Fluide diphasique

Les essais menés pour un fluide diphasique ont permis de mettre en évidence des distributions de coefficients d'échange thermique différentes en fonction de l'orientation, de la densité de flux massique et du titre. Les orientations expérimentées correspondent à celles présentées figure 3.4. L'effet de la présence du collecteur a également fait l'objet d'une série d'essais. Enfin, l'influence de l'intrusion d'un corps poreux dans le distributeur a été expérimentée.

3.2.2.1 Influence de l'orientation de l'échangeur

Dans un premier temps, les résultats obtenus pour plusieurs orientations de l'échangeur seront présentés en regard des données bibliographiques exposées dans le Chapitre 1.

Distributeur horizontal, écoulement descendant dans les barrettes Les résultats obtenus dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement descendant dans les barrettes sont présentés figure 3.6. De nouveau, l'effet observé au niveau des barrettes 4 et 6 semble être lié, non pas à l'orientation, mais aux particularités géométriques des barrettes.

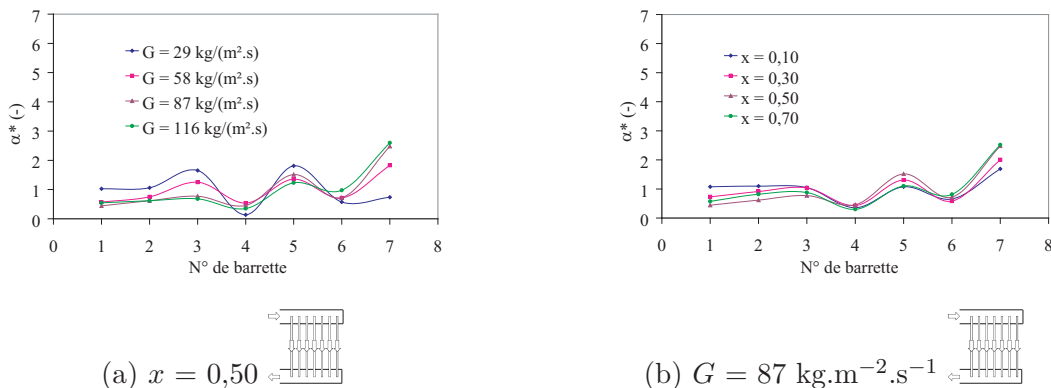


FIGURE 3.6 – Influence de la densité de flux massique (a) et du titre (b) sur la distribution des échanges thermiques dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement descendant dans les barrettes

Concernant l'influence de la densité de flux massique, plus celle-ci est importante, plus les dernières barrettes présentent des coefficients d'échange thermique élevés. L'effet inverse est observé au niveau des premières barrettes. Ce phénomène confirme les résultats présentés dans l'état de l'art. Avec l'augmentation de la densité de flux massique, la phase liquide percute les barrettes avec plus d'énergie. La projection de gouttelettes est donc d'autant plus importante. Plus la densité de flux massique est importante, plus la phase liquide est projetée loin dans le distributeur, accroissant les échanges au niveau des dernières barrettes.

L'influence du titre présente un effet similaire à celui de la densité de flux massique. Plus le titre est important, plus les coefficients d'échange thermique sont élevés au niveau des dernières barrettes. La phase liquide est entraînée sous forme de gouttelettes au fond du distributeur, expliquant l'augmentation des coefficients d'échange thermique observée.

Distributeur horizontal, écoulement ascendant dans les barrettes La distribution des coefficients d'échange thermique dans le cas d'un écoulement ascendant dans les barrettes, présentée figure 3.7, a permis de mettre en évidence une distribution conforme à celle relevée au cours de l'étude bibliographique. La phase liquide, majoritairement présente dans la partie du distributeur opposée aux barrettes, s'accumule au fond du distributeur. Les dernières barrettes, suralimentées en liquide, présentent donc les plus forts coefficients d'échange thermique, avec un effet plus marqué que pour l'écoulement descendant. Les barrettes 1 à 5 sont, par ailleurs, alimentées de façon homogène, avec une légère diminution au niveau de la cinquième. Ce phénomène, évoqué dans le cas de la distribution d'un fluide monophasique, semble être lié à la géométrie des barrettes.

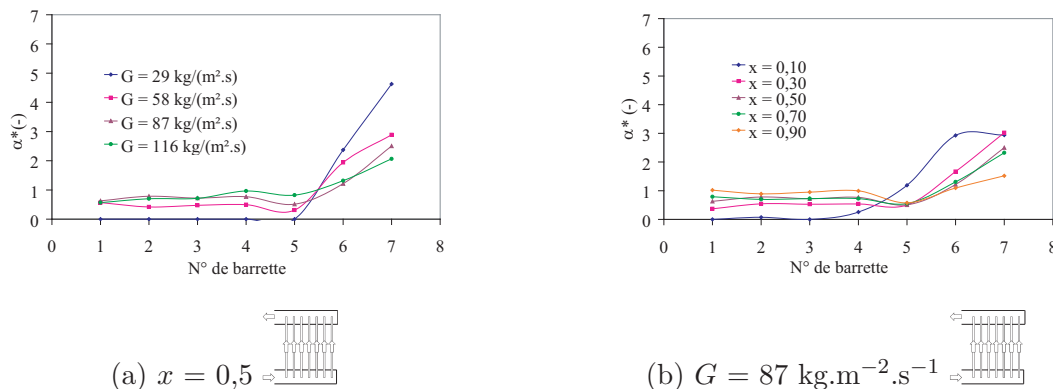


FIGURE 3.7 – Influence de la densité de flux massique (a) et du titre (b) sur la distribution des échanges thermiques dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement ascendant dans les barrettes

Concernant l'influence de la densité de flux massique, les résultats sont également conformes à la littérature. En effet, plus la densité de flux massique est faible, plus les coefficients d'échange thermique sont élevés au niveau des dernières barrettes et faibles au niveau des premières. Ainsi, pour la plus faible densité de flux massique expérimentée, les coefficients d'échange thermique sont très élevés au niveau des barrettes 6 et 7 et presque nuls pour le reste de l'échangeur.

Ce comportement semble être lié à la configuration de l'écoulement dans le distributeur. En effet, la phase liquide occupe la partie du distributeur opposée aux barrettes. Pour une faible densité de flux massique, la phase liquide, poussée par la phase gazeuse et entraînée par sa propre inertie, s'accumule au fond du distributeur et alimente les dernières barrettes. Pour une densité de flux massique plus élevée, le niveau de liquide est plus important. Bien que l'effet d'entraînement soit toujours prépondérant, le niveau de liquide est suffisant pour permettre l'alimentation de l'ensemble des barrettes par aspiration.

Les mesures effectuées pour plusieurs titres semblent confirmer l'importance du mécanisme d'aspiration de la phase liquide par la phase gazeuse. Plus le titre est faible, plus le niveau de liquide dans le distributeur est élevé. Toutefois, la diminution du débit d'air implique une diminution de l'effet d'aspiration. Nous observons alors, pour un titre de 0,10, une suralimentation des dernières barrettes en liquide, provoquant une augmentation des coefficients d'échange thermique. Les résultats obtenus par Kim et Han (2008), présentés dans le Chapitre 1, sont en accord avec ces observations.

Nos résultats ont également permis de mettre en évidence l'amélioration de la distribution liée à l'augmentation du titre et de la densité de flux massique.

Distributeur vertical, écoulement descendant dans le distributeur Les distributions des coefficients d'échange thermique obtenues dans le cas d'un distributeur vertical descendant, présentées figure 3.8, sont de nouveau conformes à la littérature. Le liquide, s'accumulant au fond du distributeur, alimente majoritairement les dernières barrettes. Les échanges convectifs sont donc plus importants.

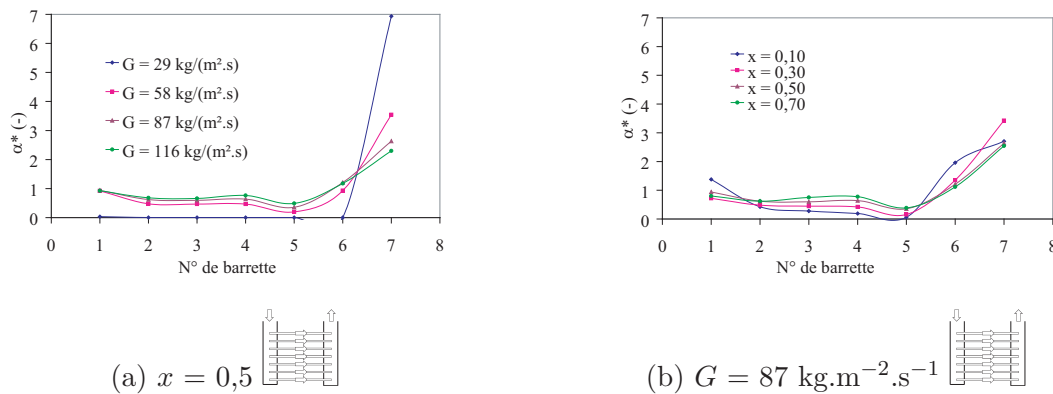


FIGURE 3.8 – Influence de la densité de flux massique (a) et du titre (b) sur la distribution des échanges thermiques dans le cas d'un distributeur vertical descendant

L'influence de la densité de flux massique semble également être en adéquation avec les données bibliographiques présentées au Chapitre I. En effet, l'augmentation de la densité de flux massique entraîne une augmentation de la hauteur de liquide au fond du distributeur et un effet d'aspiration par la phase gazeuse plus important. La distribution de liquide est améliorée. En conséquence, les échanges sont répartis de façon plus homogène entre les barrettes.

L'influence du titre sur la distribution des échanges thermiques a également été étudiée. Il apparaît que, pour un faible titre, les dernières barrettes sont suralimentées aux dépens des barrettes 2 à 5. Pour un titre intermédiaire, la distribution des échanges thermiques des cinq premières barrettes est homogène et augmente brutalement au niveau des deux dernières. Enfin, pour un titre élevé, la distribution des échanges thermiques au niveau des quatre premières barrettes est homogène, chute au niveau de la cinquième et augmente au niveau des deux dernières.

Ces résultats ne suivent pas la même tendance que ceux issus de la littérature, présentés dans le Section 1.1. L'influence du titre observée par Poggi (2008) est plus nette. En effet, avec l'augmentation du titre, l'alimentation en liquide de l'ensemble des barrettes diminue au profit de la dernière. Pour un titre plus faible, la hauteur de liquide accumulée au fond du distributeur est plus importante. La distribution de gaz, bien que relativement homogène, s'améliore avec l'augmentation du titre.

La différence observée quant à l'influence de ce paramètre peut être liée aux fluides utilisés. En effet, Poggi (2008) a utilisé du HFE 7100, dont le rapport de densité entre les phases est

bien plus important. La vitesse de l'air étant bien supérieure à celle de l'eau, une partie des gouttelettes de liquide est entraînée par l'air passant dans les premières barrettes. Dans le cas du HFE 7100, ce phénomène est moins important.

Par ailleurs, l'échangeur utilisé par Poggi (2008) ne comprenait pas de collecteur. Ainsi, la distribution des pertes de charge et donc des débits et des coefficients d'échange thermique est différente.

Distributeur vertical, écoulement ascendant dans le distributeur Dans le cas d'un distributeur vertical ascendant, la distribution des coefficients d'échange thermique, présentée figure 3.9, est plus complexe. Deux mécanismes rentrent en concurrence, la gravité et l'inertie du fluide. De plus, l'influence de la géométrie du distributeur, observée dans le cas d'un fluide monophasique, est déterminante pour cette orientation.

La distribution pour la majorité des densités de flux massique et titres expérimentés semble relativement homogène. Les coefficients d'échange thermique sont en moyenne plus élevés au niveau des dernières barrettes.

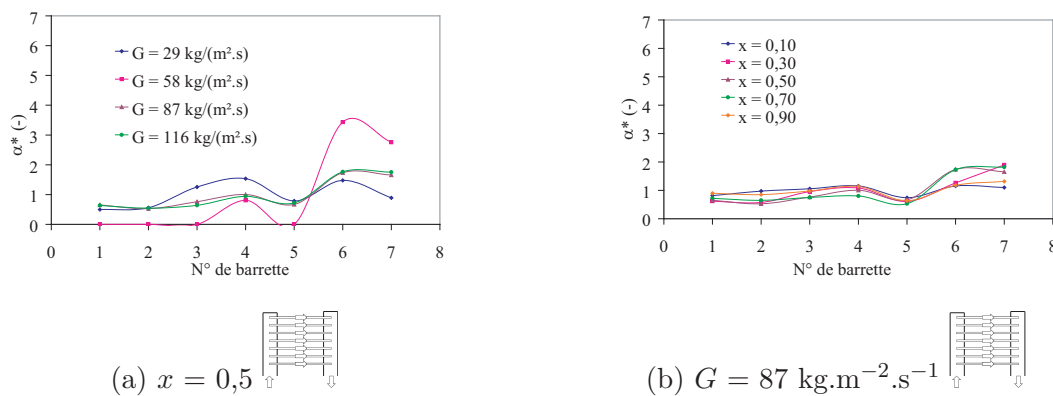


FIGURE 3.9 – Influence de la densité de flux massique (a) et du titre (b) sur la distribution des échanges thermiques dans le cas d'un distributeur vertical ascendant

L'influence de la densité de flux massique est difficile à caractériser. Il semble avoir peu d'effet pour les deux densités de flux massique les plus élevées, pour lesquelles la distribution est principalement gouvernée par l'inertie du fluide. Les résultats sont contradictoires pour les deux plus faibles densités de flux massique. Pour une valeur de $58 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, les dernières barrettes présentent de forts coefficients d'échange thermique, signe d'une forte alimentation en liquide. Les premières barrettes sont quant à elles peu, voire pas du tout, alimentées. Pour une densité de flux massique plus faible encore, la gravité tend à homogénéiser la répartition du liquide. Ce sont cette fois-ci les barrettes du milieu qui présentent les coefficients d'échange thermique les plus élevés.

Le titre a peu d'influence sur la distribution des coefficients d'échange thermique. Une fois encore, il est difficile de relier la variation du titre à la distribution des échanges thermiques, car aucune tendance claire n'est observée.

Etant donné le peu de données disponibles dans la littérature, ainsi que le caractère contradictoire des résultats obtenus, il est difficile de conclure quant à la pertinence de nos résultats pour cette orientation. L'étude de Lee (2009b, 2010) a par ailleurs permis de mettre en évidence la configuration de l'écoulement dans le distributeur. Selon lui, le distributeur peut être séparé en trois zones, représentées figure 3.10.

La zone A, en entrée de distributeur, correspond à une diminution de la distribution de liquide le long du distributeur. La zone C, au fond du distributeur, est caractérisée par une

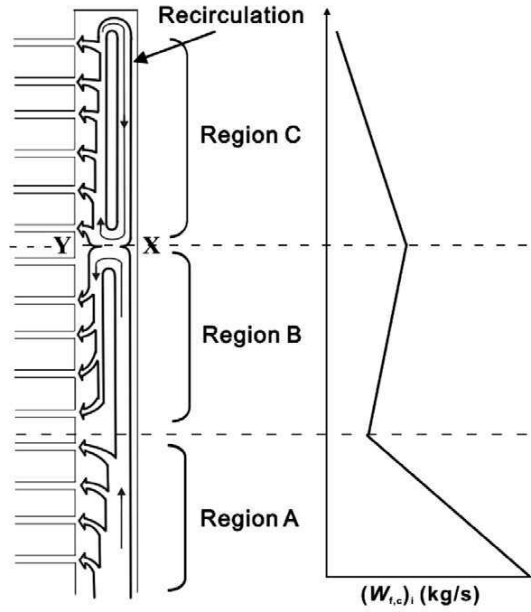


FIGURE 3.10 – Représentation des trois zones de l’écoulement observées par Lee (2009b, 2010)

recirculation. La distribution de liquide diminue également le long du distributeur, mais de façon moins importante. Enfin, la zone B, piégée entre les deux, présente une augmentation de la distribution du fait de l’interaction entre la recirculation de la zone C et la circulation de la zone A.

Ainsi, bien que l’effet de la barrette 5 vienne quelque peu parasiter nos résultats, ceux-ci semblent présenter des similitudes avec les observations de Lee (2009b, 2010).

3.2.2.2 Influence de la présence du collecteur

Les essais avec et sans collecteur ont été menés pour une seule orientation, à savoir un distributeur vertical descendant. Les résultats sont présentés figure 3.11. Pour des raisons pratiques, seul un titre de 0,10 a pu être expérimenté. L’allure générale dans les deux cas est similaire. Les coefficients d’échange thermique sont particulièrement élevés pour les premières et dernières barrettes et faibles pour celles du milieu, et ce quel que soit la densité de flux massique.

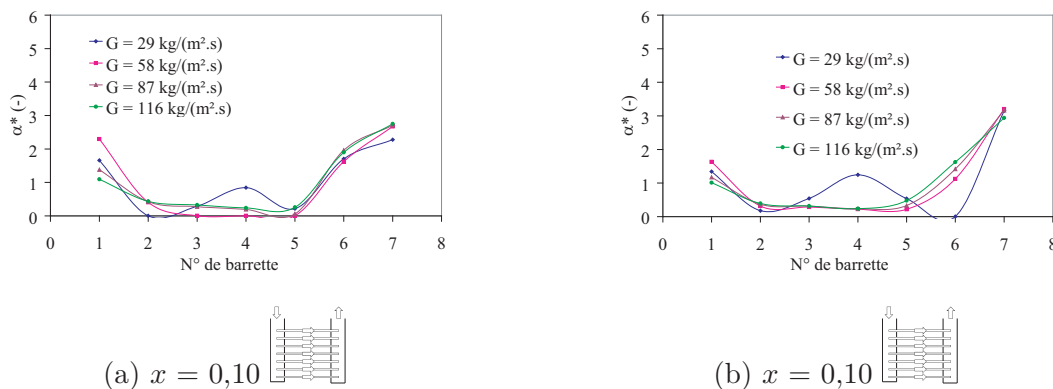


FIGURE 3.11 – Comparaison de la distribution obtenue dans le cas d’un distributeur vertical descendant avec collecteur (a) et sans collecteur (b) pour plusieurs densités de flux massique

La seule différence notable est observée pour une densité de flux massique de $29 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Les essais sans collecteur présentent alors une chute des coefficients d’échange thermique au

niveau de la sixième barrette tandis que les essais avec collecteur présentent cette chute à la cinquième barrette. Cette observation ne suffit toutefois pas pour conclure que le collecteur affecte la distribution des échanges.

3.2.2.3 Influence de l'intrusion d'un corps poreux

Il ressort de la bibliographie que le fait de casser la configuration de l'écoulement améliore le mélange des phases et leur distribution. En partant de ce principe, et afin d'obtenir le meilleur mélange possible en amont des barrettes, nous nous sommes intéressés à l'influence de l'intrusion d'un corps poreux dans le distributeur.

En effet, dans la plupart des configurations, la distribution est principalement gouvernée par l'inertie de la phase liquide. La phase gazeuse, d'un autre côté, alimente les barrettes délaissées par la phase liquide. L'intérêt du corps poreux est donc de briser l'élan de la phase liquide.

L'influence de la présence du corps poreux sur la distribution des coefficients d'échange thermique a donc été étudiée. Le corps poreux utilisé est une mousse de polyuréthane. Il est installé entre la paroi du distributeur et les barrettes, tel que présenté figure 3.12. De cette façon, la moitié de la surface de passage est occupée par le corps poreux. La porosité du matériau utilisé, donnée par :

$$\epsilon = \frac{V_{\text{pores}}}{V_{\text{tot}}} \quad (3.8)$$

est dans notre cas de l'ordre de 98,5 %. Le diamètre moyen des pores est de 4 mm. Les essais, dont les résultats sont présentés figure 3.13, ont été menés dans le cas d'un écoulement vertical ascendant dans le distributeur.

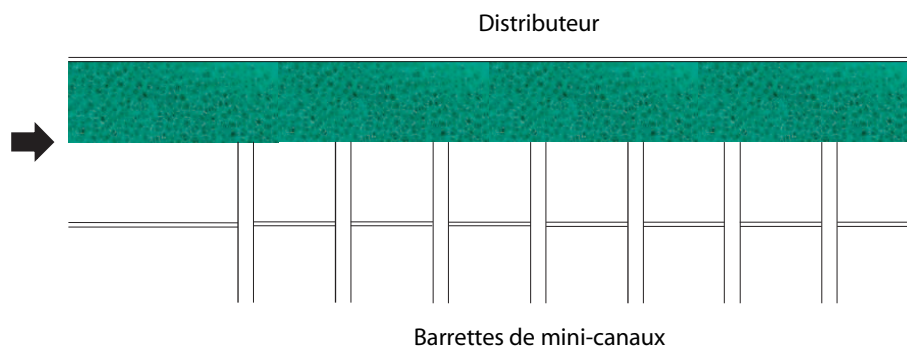


FIGURE 3.12 – Schéma de l'installation du corps poreux dans le distributeur

Il apparaît que l'effet majeur du corps poreux est de fournir une distribution des coefficients d'échange thermique indépendante des conditions d'entrée. La distribution est ainsi relativement homogène pour toute la gamme de densités de flux massique et de titres expérimentés.

Afin de déterminer les pertes de pression provoquées par l'intrusion du corps poreux, des mesures ont été effectuées dans le cas d'un tube rond de diamètre interne 8 mm. Le corps poreux introduit dans le cylindre mesure 10 cm et occupe toute la section de passage du tube. La comparaison entre les pertes de pression avec et sans corps poreux sont présentées figure 3.14. Il apparaît que les pertes de pression entraînées par le corps poreux sont faibles, en raison principalement de la porosité élevée du matériau utilisé.

3.3 Conclusion sur les résultats expérimentaux

Les résultats obtenus dans le cas d'un tube et d'une barrette ont permis de valider la méthode de mesure. Les valeurs relatives des coefficients d'échange thermique sont correctement mesurés.S

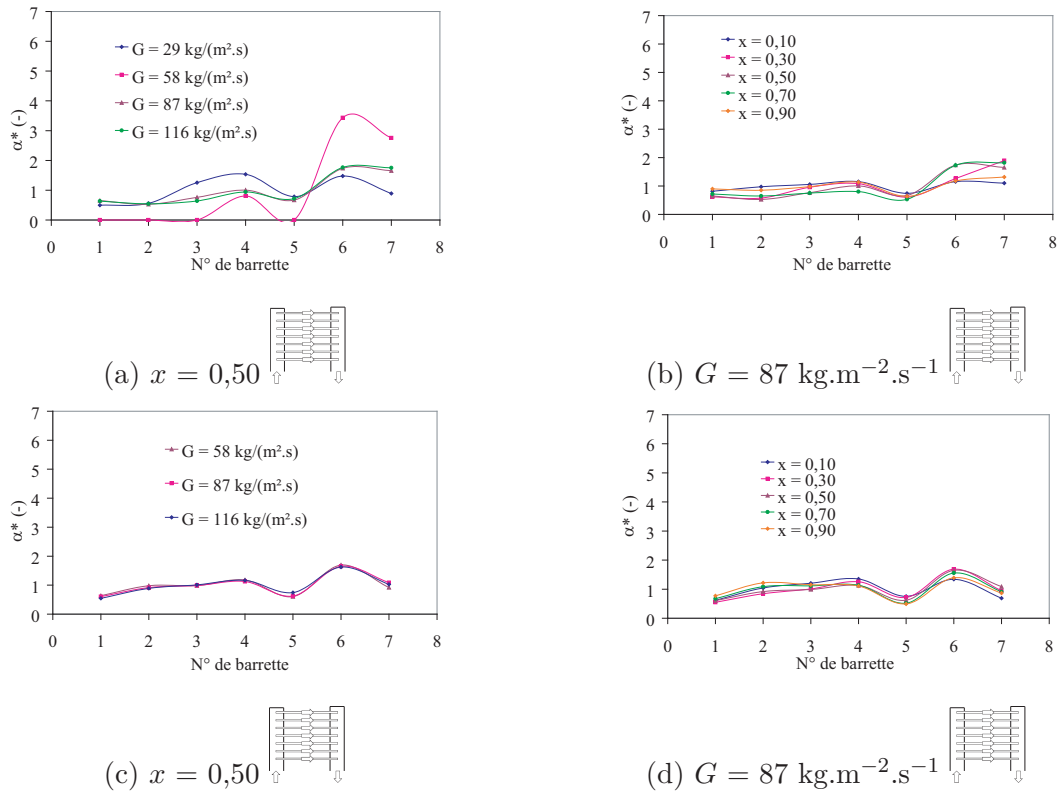


FIGURE 3.13 – Comparaison de la distribution obtenue dans le cas d’un distributeur vertical ascendant sans corps poreux (a,b) et avec un corps poreux (c,d) introduit dans le distributeur pour plusieurs titres et densités de flux massique

Le bilan des résultats obtenus dans le cas de l’échangeur, présenté tableaux 3.1, 3.2 et 3.3, est exposé sous forme de rapports de coefficients d’échange thermique minimums et maximums obtenus dans chacun des cas. Ces résultats permettent tout d’abord de mettre en évidence l’homogénéité de la distribution des échanges d’un fluide monophasique comparée à celle d’un fluide diphasique.

Il apparaît également que, quelle que soit l’orientation de l’échangeur, les dernières barrettes présentent les coefficients d’échange thermique les plus élevés. Cette constatation souligne l’intérêt d’accroître les pertes de charge le long du distributeur. L’intérêt du corps poreux apparaît alors clairement. Les valeurs extrêmes sont en effet amorties.

Concernant l’influence du collecteur sur la distribution, les résultats ne fournissent pas de différence significative.

Un modèle analytique de la distribution des débits et des phases au sein d’un échangeur à mini-canaux a ensuite été développé. Plusieurs solutions pourront ainsi faire l’objet d’études exploratoires avant d’être expérimentées. Le développement de ce modèle fera l’objet du chapitre suivant.

TABLEAU 3.1 – Influence de l'orientation de l'échangeur sur la distribution des échanges thermiques





Fluide	Paramètre	Critère				
Eau	$29 \leq G \leq 116$	Min	$\alpha_2^* = 0,4$	$\alpha_5^* = 0,5$	$\alpha_7^* = 0,5$	$\alpha_7^* = 0,6$
		Max	$\alpha_{5,7}^* = 1,4$	$\alpha_2^* = 1,3$	$\alpha_2^* = 1,4$	$\alpha_2^* = 1,3$
Eau-air	$29 \leq G \leq 116$ $x = 0,5$	Min	$\alpha_4^* = 0,1$	$\alpha_{1-5}^* = 0,0$	$\alpha_{1-6}^* = 0,0$	$\alpha_{1-3,5}^* = 0,0$
		Max	$\alpha_7^* = 2,6$	$\alpha_7^* = 4,6$	$\alpha_7^* = 6,9$	$\alpha_6^* = 3,4$
	$0,1 \leq x \leq 0,7$ $G = 87$	Min	$\alpha_4^* = 0,3$	$\alpha_{1,3}^* = 0,0$	$\alpha_5^* = 0,1$	$\alpha_{2,5}^* = 0,5$
		Max	$\alpha_7^* = 2,5$	$\alpha_7^* = 3,0$	$\alpha_7^* = 3,4$	$\alpha_7^* = 1,9$

TABLEAU 3.2 – Influence de la présence du collecteur sur la distribution des échanges thermiques

Fluide	Paramètre	Critère	Avec collecteur	Sans collecteur
Eau-air	$29 \leq G \leq 116$ $x = 0,5$	Min	$\alpha_{2-5}^* = 0,0$	$\alpha_6^* = 0,0$
		Max	$\alpha_6^* = 2,8$	$\alpha_7^* = 3,2$

TABLEAU 3.3 – Influence de l'intrusion d'un corps poreux sur la distribution des échanges thermiques

Fluide	Paramètre	Critère	Sans corps poreux	Avec corps poreux
Eau-air	$29 \leq G \leq 116$ $x = 0,5$	Min	$\alpha_{1-3,5}^* = 0,0$	$\alpha_{2-5}^* = 0,5$
		Max	$\alpha_6^* = 3,4$	$\alpha_6^* = 1,6$
	$0,1 \leq x \leq 0,7$ $G = 87$	Min	$\alpha_{2,5}^* = 0,5$	$\alpha_{1,5}^* = 0,5$
		Max	$\alpha_7^* = 1,9$	$\alpha_6^* = 1,6$

Chapitre 4

Modélisation de la distribution

Une modélisation numérique de la distribution des échanges thermiques et des écoulements dans un échangeur de chaleur à mini-canaux a été développée. Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire le modèle en détail. Puis, dans une seconde partie, les résultats obtenus à partir du modèle seront comparés à des résultats expérimentaux.

4.1 Modèle numérique

Avant d'aborder le modèle numérique en lui-même, il convient de rappeler la définition d'un certain nombre de grandeurs. En particulier, comme le précise Schaubart (2006), il convient de bien différencier le titre local, ou thermodynamique, du titre de l'écoulement. Le titre en vapeur x de l'écoulement, tout d'abord, représente le rapport du débit massique de vapeur sur le débit massique du mélange. Il s'exprime ainsi :

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_l + \dot{m}_v} \quad (4.1)$$

Le titre en vapeur peut également être défini localement. Considérons un volume V de mélange. Le titre en vapeur représente alors le rapport de la masse de vapeur sur la masse totale du mélange contenue dans ce volume :

$$x^* = \frac{M_v}{M_l + M_v} \quad (4.2)$$

Les masses de liquide M_l et de vapeur M_v peuvent également s'exprimer en fonction du débit et de la vitesse de chaque phase :

$$M_l = \frac{\dot{m}_l V_l}{v_l S_l} \text{ et } M_v = \frac{\dot{m}_v V_v}{v_v S_v} \quad (4.3)$$

Le titre local du fluide diphasique x^* s'exprime alors :

$$x^* = \frac{\frac{\dot{m}_v V_v}{v_v S_v}}{\frac{\dot{m}_v V_v}{v_v S_v} + \frac{\dot{m}_l V_l}{v_l S_l}} \quad (4.4)$$

Or, comme $\frac{V_l}{S_l} = \frac{V_v}{S_v} = L$, le titre de local s'exprime ainsi :

$$x^* = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_v + \gamma \dot{m}_l} \quad (4.5)$$

avec γ glissement, qui représente le rapport de la vitesse de la phase vapeur sur la vitesse de la phase liquide. Le titre local et le titre de l'écoulement d'un fluide diphasique ne sont donc équivalents qu'à condition de considérer le glissement nul. Considérer un glissement nul revient à considérer que les deux phases circulent à la même vitesse. Le glissement s'exprime par :

$$\gamma = \frac{v_v}{v_l} = \frac{\dot{m}_v \rho_l S_l}{\dot{m}_l \rho_v S_v} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right) \quad (4.6)$$

avec ϵ le taux de vide, ou fraction de vide. La fraction de vide représente la fraction de surface de la section de passage occupée par la phase vapeur par rapport à la surface occupée par les deux phases. Il est défini comme suit :

$$\epsilon = \frac{S_v}{S_l + S_v} \quad (4.7)$$

En remplaçant cette fois-ci les surfaces S_l et S_v par leurs expressions en fonction du débit volumique et de la vitesse de chaque phase, soit :

$$S_l = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l v_l} \text{ et } S_v = \frac{\dot{m}_v}{\rho_v v_v} \quad (4.8)$$

nous obtenons une nouvelle expression du taux de vide :

$$\epsilon = \frac{\frac{\dot{m}_v}{\rho_v v_v}}{\frac{\dot{m}_v}{\rho_v v_v} + \frac{\dot{m}_l}{\rho_l v_l}} \quad (4.9)$$

De cette expression est enfin déduite celle du taux de vide en fonction du titre de l'écoulement :

$$\epsilon = \frac{\rho_l x}{\rho_l x + \gamma \rho_v (1-x)} \quad (4.10)$$

Le taux de vide peut également être défini à partir du titre thermodynamique :

$$\epsilon = \frac{\rho_l x^*}{\rho_l x^* + \rho_v (1-x^*)} \quad (4.11)$$

Ainsi, les propriétés physiques du fluide en un point doivent être définies à partir du titre local, dit titre thermodynamique. En ce qui concerne l'écoulement, les propriétés du fluide sont définies à partir du titre de l'écoulement. Ainsi, pour le calcul des pertes de charge et de la quantité de mouvement, la masse volumique du mélange sera calculée à partir du titre de l'écoulement.

Le débit massique et la vitesse des phases liquide et vapeur en fonction de la densité de flux massique G et du titre de l'écoulement x s'expriment par :

$$\dot{m}_l = G S (1-x) \text{ et } \dot{m}_v = G S x \quad (4.12)$$

et :

$$v_l = \frac{G (1-x)}{\rho_l (1-\epsilon)} \text{ et } v_v = \frac{G x}{\rho_v \epsilon} \quad (4.13)$$

Ces grandeurs étant clairement établies, nous pouvons aborder à présent les différents modèles permettant de résoudre les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans le cas d'un fluide monophasique. Ces équations peuvent être résolues soit dans le cas d'un fluide équivalent monophasique, soit en considérant les deux phases séparément. Les trois types d'hypothèses les plus représentées dans la littérature sont :

- Le modèle homogène. L’approche la plus simple, le mélange diphasique est assimilé à un fluide monophasique possédant des propriétés déduites des propriétés de chaque phase moyennées. La vitesse de ce fluide est considéré uniforme, le glissement considéré nul.
- Le modèle à phases séparées. Cette approche, la plus largement utilisée dans la littérature, repose sur la considération d’un écoulement de deux fluides artificiellement séparés. Les deux phases sont supposées à l’équilibre et leurs vitesses sont supposées constantes. Les équations de conservation sont définies pour l’ensemble de l’écoulement, bien que les vitesses des phases ne soient pas égales. La définition même du modèle implique la connaissance ou la détermination d’un certain nombre de grandeurs. Ainsi, à la détermination des frottements entre le fluide et la paroi s’ajoutent les frottements entre les phases. Il est donc nécessaire d’estimer le glissement entre les phases et le taux de vide.
- Le modèle à deux fluides ou modèle à six équations. Ce modèle est similaire au modèle à phase séparées, dans la mesure où les frottements entre les phases doivent être pris en compte. Toutefois, les équations de continuité, de conservation de la quantité de mouvement et de conservation de l’énergie doivent cette fois-ci être définies pour chacune des phases.
- Le modèle de régimes d’écoulement ou modèle phénoménologique. Cette dernière approche repose sur la séparation de l’écoulement en fonction de la configuration adoptée par les deux phases. Les équations à résoudre dépendent donc de la configuration de l’écoulement. Ce modèle requiert une connaissance des régimes d’écoulement et de leurs domaines d’application. Il est également indispensable de pouvoir prédire le passage d’un régime d’écoulement à un autre.

Dans le cadre de cette étude, l’approche retenue est celle du modèle à phases séparées. En effet, selon Branescu (2000), cité par Schalbart (2006), négliger le glissement rend le modèle homogène inadapté aux faibles pressions et débits.

D’après Lallemand (2006), une estimation acceptable du taux de vide et des chutes de pressions par frottement est en effet obtenue pour des rapports de densité ρ_l/ρ_v inférieurs à dix, correspondant à de fortes pressions. Au-delà, le coefficient de frottement est sous-estimé (Hetsroni, 1982).

Le modèle phénoménologique, d’un autre côté, nécessite de connaître précisément le comportement du fluide. Un tel modèle implique une modélisation complexe et il n’a pas été retenu pour des raisons de temps de convergence.

Enfin, le modèle à phases séparées a été préféré au modèle à deux fluides. En effet, il permet de combiner les équations de conservation des deux fluides, simplifiant d’autant la résolution.

La résolution numérique repose sur le couplage de trois modèles numériques :

- la séparation des phases et les pertes de pression au niveau des distributeurs et collecteurs,
- le comportement thermique et dynamique du fluide diphasique dans les barrettes, dans le distributeur et dans le collecteur,
- la résolution des équations de conservation sur l’ensemble de l’échangeur.

Dans cette partie seront décrits la méthode de résolution ainsi que les éléments nécessaires à la résolution du modèle.

4.1.1 Modélisation de la séparation des phases et des pertes de pression dans le distributeur et le collecteur

Le distributeur et le collecteur sont séparés en éléments, tels que présentés figure 4.1. Deux types de pertes de pression sont pris en comptes :

- les pertes de pression dues à l’intrusion des barrettes ;

- les pertes de pression dues à la séparation et à la réunion des courants dans le distributeur et le collecteur, respectivement.

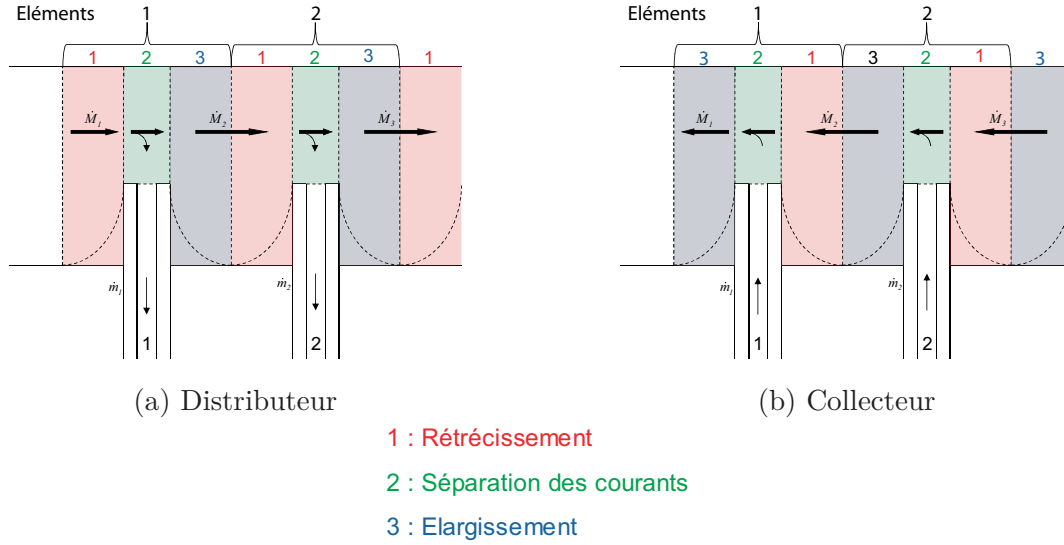


FIGURE 4.1 – Schématisation de la discrétisation du distributeur (a) et du collecteur (b)

4.1.1.1 Pertes de pression dues à l'intrusion des barrettes dans le distributeur et dans le collecteur

La géométrie de l'échangeur avec intrusion des barrettes nécessite de prendre en compte deux types de pertes de pression singulières : les pertes de pression dues à un élargissement et les pertes de pression dues à un rétrécissement. En effet, l'intrusion d'une barrette entraîne une perte de pression due à un rétrécissement brusque. Une nouvelle perte de pression est due à l'élargissement brusque causé par la barrette. Ces pertes de pression sont prises en compte au niveau de chacune des barrettes.

Rétrécissement d'une conduite dans le cas d'un fluide monophasique Les pertes de pression dues à un rétrécissement brusque dans le cas d'un fluide monophasique, tel que représenté figure 4.2, dépendent du coefficient de contraction ξ_{co} . Ces pertes de pression s'expriment en fonction de la section aval :

$$\Delta p_{co} = \frac{\rho v_2^2}{2} \left(-\xi_{co} - 1 + \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2 \right) \quad (4.14)$$

avec v_1 et v_2 les vitesses en amont et en aval du rétrécissement, respectivement. Une estimation du coefficient de contraction est proposée par Idel'cik (1994, 1986) :

$$\xi_{co} = 0,5 \left(1 - \frac{S_2}{S_1} \right) \quad (4.15)$$

avec S_1 et S_2 les sections de passage en amont et en aval du rétrécissement, respectivement.

Rétrécissement d'une conduite dans le cas d'un fluide diphasique Dans le cas d'un fluide diphasique, le passage du fluide du plan 1 au plan C, représentés figure 4.3, entraîne une conversion de la pression en énergie cinétique, au cours de laquelle une partie de l'énergie est dissipée par frottements. Du plan C au plan 2, la présence de zones mortes génère un élargissement, et de nouveau une perte d'énergie par frottements. Le cas de l'élargissement,

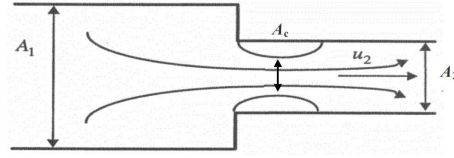


FIGURE 4.2 – Configuration de l'écoulement dans le cas d'un fluide monophasique rencontrant un rétrécissement brusque (Poggi, 2008)

présenté plus loin, peut donc être appliqué dans le cas d'un rétrécissement brusque. Les pertes de pression s'expriment alors, après réarrangement et simplification, et avec $\epsilon_1 = \epsilon_C = \epsilon_2 = \epsilon$, comme suit :

$$\Delta p_{\text{fr}} = \frac{dE}{\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l}} = G_{\text{co}}^2 (1 - C_{\text{co}}) \frac{(1 + C_{\text{co}}) \left(\frac{(1-x)^3}{\rho_l^2 (1-\epsilon)^2} + \frac{x^3}{\rho_v^2 \epsilon^2} \right)}{2 \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right)} - G_{\text{co}}^2 (1 - C_{\text{co}}) C_{\text{co}} \left(\frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\epsilon)} + \frac{x^2}{\rho_v \epsilon} \right) \quad (4.16)$$

avec C_{co} le coefficient de contraction S_{co}/S_2 et G_{co} la densité de flux G_2/C_{co} . Dans le cas d'un modèle homogène, ces pertes de pression s'expriment par :

$$\Delta p_{\text{fr}} = \frac{G_2^2}{2} \left(\frac{1}{C_{\text{co}}} - 1 \right)^2 \left(\frac{1}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_{\text{dp}}} \right) \quad (4.17)$$

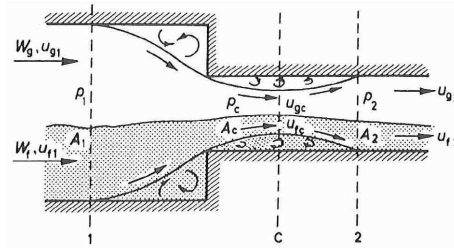


FIGURE 4.3 – Configuration de l'écoulement dans le cas d'un fluide diphasique rencontrant un rétrécissement brusque (Collier et Thome, 1996)

Les pertes de pression statiques au niveau d'un rétrécissement brusque sont données par la somme des dissipations par frottement et par variation d'énergie cinétique. Dans le cas d'un modèle homogène, elles s'expriment par :

$$\Delta p_{2-1} = \frac{G_2^2}{2} \left(2 \left(\frac{1}{\sigma} - 1 \right) - \left(\frac{1}{C_{\text{co}}} - 1 \right)^2 \right) \left(\frac{1}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_{\text{dp}}} \right) \quad (4.18)$$

avec σ le rapport des surfaces S_1/S_2 . Le coefficient C_{co} , défini par Perry *et al.* (1963), est présenté tableau 4.1 en fonction de σ .

Collier et Thome (1996) notent que Richardson (1959), dont l'étude portait sur un tube horizontal, et Petrick et Swanson (1959), dont l'étude portait sur un tube vertical, ont précisé que l'hypothèse d'un taux de vide constant n'est qu'approximative. En effet, de grandes variations du taux de vide sont observées au niveau de l'élargissement brusque, et le taux de vide initial n'est à nouveau obtenu qu'au bout d'une distance considérable.

TABLEAU 4.1 – Valeurs du coefficient C_{co} pour plusieurs valeurs du rapport $1/\sigma$, Perry *et al.* (1963)

Paramètre	Valeurs					
$1/\sigma$ [-]	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
C_{co} [-]	0,586	0,598	0,625	0,686	0,790	1,000

Elargissement d'une conduite dans le cas d'un fluide monophasique Les pertes de pression dues à l'élargissement brusque d'une conduite, tel que représenté figure 4.4, dans le cas d'un fluide monophasique sont fonction du coefficient d'expansion ξ_{ex} . Les pertes de pression sont données par :

$$\Delta p_{ex} = \frac{\rho v_1^2}{2} \left(-\xi_{ex} + 1 - \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 \right) \quad (4.19)$$

avec v_1 et v_2 les vitesses en amont et en aval de l'élargissement, respectivement. Une estimation du coefficient de contraction est proposée par Idel'cik (1994, 1986) :

$$\xi_{ex} = \left(1 - \frac{S_1}{S_2} \right)^2 \quad (4.20)$$

avec S_1 et S_2 les sections de passage en amont et en aval de l'élargissement, respectivement.

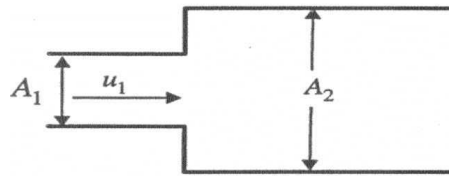


FIGURE 4.4 – Shématisation d'un élargissement brusque (Poggi, 2008)

Elargissement d'une conduite dans le cas d'un fluide diphasique Collier et Thome (1996) ont estimé les pertes de pression dues à un élargissement dans le cas d'un fluide diphasique. Les pressions immédiatement en amont et en aval de l'élargissement apparaissent équivalentes, tel que présenté figure 4.5. Les forces de cisaillement et de gravitation sont négligées. L'équation de conservation de la quantité de mouvement simplifiée et écrite au niveau d'un élargissement brusque s'exprime :

$$p_1 S_1 - p_2 S_2 = \dot{m}_v (v_{v,2} - v_{v,1}) + \dot{m}_l (v_{l,2} - v_{l,1}) \quad (4.21)$$

avec $v_{l,1}$, $v_{l,2}$, $v_{v,1}$ et $v_{v,2}$ les vitesses en amont et en aval de l'élargissement des phases liquide et vapeur, respectivement. S_1 et S_2 sont les sections de passage en amont et en aval de l'élargissement, respectivement. De cette expression, et d'après les équations (4.12) et (4.13), Romie (1958) a déduit l'expression des pertes de pression dues à la variation d'énergie cinétique le long de l'élargissement :

$$\Delta p_{2-1} = G_1^2 \sigma \left(\left(\frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\epsilon_1)} + \frac{x^2}{\rho_v \epsilon_1} \right) - \sigma \left(\frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\epsilon_2)} + \frac{x^2}{\rho_v \epsilon_2} \right) \right) \quad (4.22)$$

avec $\sigma = S_1/S_2$. En considérant un taux de vide constant le long de l'écoulement, soit $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, les pertes de pression sont données par :

$$\Delta p_{2-1} = G_1^2 \sigma (1 - \sigma) \left(\frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\epsilon)} + \frac{x^2}{\rho_v \epsilon} \right) \quad (4.23)$$

En considérant un modèle homogène, ces pertes de pression s'expriment par :

$$\Delta p_{2-1} = G_1^2 \sigma (1 - \sigma) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{x}{\rho_{dp}} \right) \quad (4.24)$$

avec ρ_{dp} la masse volumique moyenne du fluide diphasique.

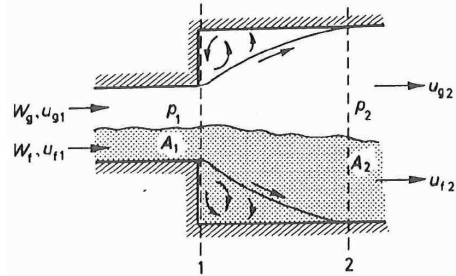


FIGURE 4.5 – Configuration de l'écoulement dans le cas d'un fluide diphasique rencontrant un élargissement brusque (Collier et Thome, 1996)

Dans le cas d'un élargissement brusque, seule une part de la diminution de l'énergie cinétique correspond à la variation de pression. Le reste est dissipé sous forme de chaleur. Cette dissipation d'énergie par frottement dE peut être évaluée à partir de l'équation simplifiée du bilan d'énergie entre les plans 1 et 2 :

$$-\Delta p_{2-1} \left(\frac{\dot{m}_v}{\rho_v} + \frac{\dot{m}_l}{\rho_l} \right) = \dot{m} dE + \frac{1}{2} \dot{m}_v (v_{v,2}^2 - v_{v,1}^2) + \frac{1}{2} \dot{m}_l (v_{l,2}^2 - v_{l,1}^2) \quad (4.25)$$

Après avoir appliqué la même opération que celle appliquée plus haut pour la variation de pression statique, et avec $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, nous obtenons :

$$\Delta p_{2-1} = -\frac{dE}{\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l}} + \frac{G_1^2 (1 - \sigma^2) \left(\frac{(1-x)^3}{\rho_l^2 (1-\epsilon)^2} + \frac{x^3}{\rho_v^2 \epsilon^2} \right)}{2 \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right)} \quad (4.26)$$

Les pertes de pression par frottement au niveau de l'élargissement brusque correspondent au premier terme à droite de l'équation (4.26). En substituant l'équation (4.23) dans l'équation (4.26), nous obtenons les pertes de pression par frottement. Dans le cas du modèle homogène, ces pertes de pression s'expriment par :

$$\Delta p_{fr} = \frac{G_1^2}{2} (1 - \sigma)^2 \left(\frac{1}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_{dp}} \right) \quad (4.27)$$

Comme dans le cas du rétrécissement brusque, les pertes de pression dues à la variation d'énergie cinétique sont données par les équations (4.23) et (4.24). Les pertes de pression statiques sont données par la somme des dissipations par frottement et par variation d'énergie cinétique. Dans le cas du modèle homogène, elles s'expriment comme suit :

$$\Delta p_{2-1} = \frac{G_1^2}{2} (1 - \sigma) (3\sigma - 1) \left(\frac{1}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_{dp}} \right) \quad (4.28)$$

Une fois encore, Collier et Thome (1996) notent que Richardson (1959) et Petrick et Swanson (1959) ont précisé que l'hypothèse d'un taux de vide constant n'est qu'approximativement vraie. Les auteurs précisent que l'utilisation des équations (4.23) et (4.27) permettent d'estimer les pertes de pression au niveau d'un élargissement de façon satisfaisante.

4.1.1.2 Pertes de pression au niveau des jonctions T

Deux sources de pertes de pression sont prises en compte au niveau des jonctions T : les pertes de pressions dues à la séparation des courants, dans le distributeur, et à la combinaison des courants, dans le collecteur. Les modèles ici présentés ne prennent pas en compte les recirculations observées entre les barrettes, de même que l'influence des jonctions T adjacentes.

Séparation des courants dans le cas d'un fluide monophasique Concernant la séparation des courants, la notation utilisée fait référence à la figure 4.6.

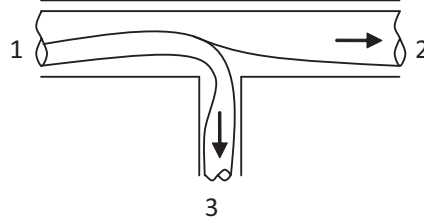


FIGURE 4.6 – Schéma de la séparation des courants à une jonction T

Dans le cas d'un fluide monophasique, Ablanque *et al.* (2010) proposent d'utiliser les corrélations suivantes pour exprimer les pertes de pression le long de la branche principale :

$$\Delta p_{2-1} = \frac{\rho v_2^2}{2} \left(-\xi_2 - 1 + \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2 \right) \quad (4.29)$$

et entre la branche principale et la branche secondaire :

$$\Delta p_{3-1} = \frac{\rho v_3^2}{2} \left(-\xi_3 - 1 + \left(\frac{v_1}{v_3} \right)^2 \right) \quad (4.30)$$

Dans le cas d'une jonction T, ξ_2 et ξ_3 sont donnés par Idel'cik (1994, 1986) :

$$\xi_2 = \frac{0,4 \left(1 - \frac{\dot{V}_2 S_1}{\dot{V}_1 S_2} \right)^2}{g \left(\frac{\dot{V}_2 S_1}{\dot{V}_1 S_2} \right)^2} \quad (4.31)$$

et, pour $H_3/H_1 \leq 2/3$:

$$\xi_3 = \frac{A \left(1 + \left(\frac{\dot{V}_3 S_1}{\dot{V}_1 S_3} \right)^2 - 2 \left(\frac{\dot{V}_3 S_1}{\dot{V}_1 S_3} \right) \cos(90) \right)}{g \left(\frac{\dot{V}_3 S_1}{\dot{V}_1 S_3} \right)^2} \quad (4.32)$$

pour $H_3/H_1 = 1$:

$$\xi_3 = \frac{A \left(0,34 + \left(\frac{\dot{V}_3 S_1}{\dot{V}_1 S_3} \right)^2 \right)}{g \left(\frac{\dot{V}_3 S_1}{\dot{V}_1 S_3} \right)^2} \quad (4.33)$$

avec H_1 et H_3 respectivement la hauteur de la branche principale et secondaire. Le coefficient A dépend des vitesses dans les branches principale et secondaire : pour $v_3/v_1 \leq 0,8$, $A = 1$ et pour $v_3/v_1 > 0,8$, $A \approx 0,9$.

Séparation des courants dans le cas d'un fluide diphasique Une corrélation, permettant d'évaluer les pertes de pression engendrées par la séparation des courants d'un fluide diphasique au niveau d'une jonction T, a été développée par Tae et Cho (2006).

Selon l'équation de Bernoulli, les pertes de pression à la jonction entre l'entrée et la sortie du tube principal sont dues à la diminution du débit. La résolution de l'équation de Bernoulli entre l'entrée et la sortie fournit l'expression du terme dit de la variation de pression réversible :

$$\Delta p_{2-1} = \Delta p_{2-1,\text{rev}} \quad (4.34)$$

Ces pertes de pression s'expriment par :

$$\Delta p_{2-1,\text{rev}} = \frac{1}{2} \left(G_1^2 \left(\frac{x_1^2}{\epsilon_1 \rho_v} + \frac{(1-x_1)^2}{(1-\epsilon_1) \rho_l} \right) - G_2^2 \left(\frac{x_2^2}{\epsilon_2 \rho_v} + \frac{(1-x_2)^2}{(1-\epsilon_2) \rho_l} \right) \right) \quad (4.35)$$

Les pertes de pression entre le tube principal et le tube secondaire se décomposent en deux termes. Le premier terme représente les pertes de pression dites réversibles, dues à la variation du débit engendrée par le prélèvement. Le second terme représente les pertes de pression dues au changement de direction de l'écoulement et à l'effet d'entrée. Les pertes de pression entre les branches principale et secondaire s'expriment donc comme suit :

$$\Delta p_{3-1} = \Delta p_{3-1,\text{rev}} + \Delta p_{3-1,\text{irrev}} \quad (4.36)$$

Les termes réversible et irréversible s'expriment :

$$\Delta p_{3-1,\text{rev}} = \frac{1}{2} \left(G_1^2 \left(\frac{x_1^2}{\epsilon_1 \rho_v} + \frac{(1-x_1)^2}{(1-\epsilon_1) \rho_l} \right) - G_3^2 \left(\frac{x_3^2}{\epsilon_3 \rho_v} + \frac{(1-x_3)^2}{(1-\epsilon_3) \rho_l} \right) \right) \quad (4.37)$$

et :

$$\Delta p_{3-1,\text{irrev}} = \frac{\xi_{3-1}}{2} \frac{G_1^2 (1-x_1)^2}{\rho_l} \left(1 + \frac{C_{3-1}}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \right) \quad (4.38)$$

avec χ le paramètre de Lockhart et Martinelli, donné par :

$$\chi^2 = \frac{(dp/dz)_l}{(dp/dz)_v} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^2 \frac{\rho_v f_l}{\rho_l f_v} \quad (4.39)$$

. avec f_l et f_v les facteurs de frottement des phases liquide et vapeur, respectivement. Le terme ξ_{3-1} représente le coefficient de perte de pression par frottement, donné par la corrélation de Gardel (1957) :

$$\xi_{3-1} = 0,95 (1-\omega_1)^2 + 0,8 \omega_1 (1-\omega_1) + 1,3 \omega_1^2 \quad (4.40)$$

Le ratio de débit de liquide ω_1 est donné par :

$$\omega_1 = \frac{S_3 (1-\epsilon_3)}{S_1 (1-\epsilon_1)} \quad (4.41)$$

et le coefficient C_{3-1} est proposé par Chisholm et Sutherland (1969) pour un fluide diphasique au niveau d'une jonction T :

$$C_{3-1} = \left(\lambda + (C - \lambda) \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} \right)^{1/2} \right) \left(\left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} + \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/2} \right) \quad (4.42)$$

Chisholm et Sutherland (1969) ont proposé $\lambda = 1$ et $C = 1,75$ pour une jonction T.

Réunion des courants dans le cas d'un fluide monophasique Dans le cas de la réunion des courants d'un fluide monophasique, comme dans celui de la séparation des courants, deux sources de pertes de pression sont à prendre en compte. Il s'agit des pertes de pression au niveau de la branche principale et des pertes de pression au niveau de la branche secondaire, telles que présentées figure 4.7. Les pertes de pression sur la branche principale s'expriment, selon Ablanque *et al.* (2010), par :

$$\Delta p_{3-2} = \frac{\rho v_2^2}{2} \left(-\xi_2 + 1 - \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^2 \right) \quad (4.43)$$

et, sur la branche secondaire :

$$\Delta p_{3-1} = \frac{\rho v_1^2}{2} \left(-\xi_1 - 1 + \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^2 \right) \quad (4.44)$$

Les valeurs de ξ_2 et de ξ_1 sont données par Idel'cik (1994, 1986) :

$$\xi_2 = \frac{1,55 \frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_3} - \left(\frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_3} \right)^2}{g \left(1 - \frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_3} \right)^2} \quad (4.45)$$

et :

$$\xi_1 = \frac{A \left(1 + \left(\frac{\dot{V}_1 S_3}{\dot{V}_3 S_1} \right)^2 - 2 \left(1 - \frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_3} \right) \right)}{g \left(\frac{\dot{V}_1 S_3}{\dot{V}_3 S_1} \right)^2} \quad (4.46)$$

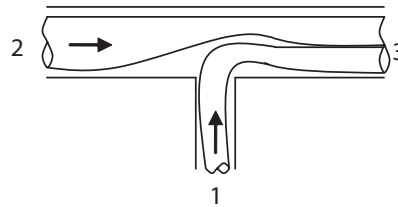


FIGURE 4.7 – Schéma de la réunion des courants à une jonction T

Les valeurs du coefficient A sont données tableau 4.2 en fonction du rapport des surfaces S_1/S_3 .

TABLEAU 4.2 – Valeurs du coefficient A pour plusieurs valeurs du rapport des surfaces S_1/S_3 , Idel'cik (1994, 1986)

Paramètre	Valeurs				
S_1/S_3 [-]	0-0,2	0,3-0,4	0,6	0,8	1,0
A [-]	1,00	0,75	0,70	0,65	0,60

Réunion des courants dans le cas d'un fluide diphasique Pour la réunion des courants dans le cas d'un fluide diphasique, Schmidt et Loth (1994) ont proposé trois modèles de résolution, baptisés modèle de coefficient de pertes de pression, modèle de coefficient de contraction et

modèle de coefficient de quantité de mouvement. Ces modèles sont dérivés de modèles développés pour un fluide monophasique. Dans notre cas, le modèle utilisé est le modèle de coefficient de contraction. Les autres modèles sont présentés Annexe B.

Le modèle de coefficient de contraction tient compte de la présence d'une zone morte située juste après la jonction T, représentée figure 4.8. Cette zone a été observée par Schmid (1977) au cours de ses expérimentations menées sur un fluide monophasique. L'écoulement au niveau de la jonction T est séparé en deux régions, avant et après la contraction causée par cette zone morte. Ainsi, l'écoulement venant de la branche principale et de la branche secondaire subissent une contraction maximale juste après la jonction.

Le modèle de coefficient de contraction repose sur les hypothèses suivantes :

- le régime d'écoulement est supposé quasi-établi,
- les propriétés thermophysiques du fluide sont supposées constantes,
- il n'y a pas de changement de phase,
- l'influence de la gravité est négligée,
- les contraintes de cisaillement au niveau de la paroi sont égales à celles observées dans le cas d'un écoulement établi.

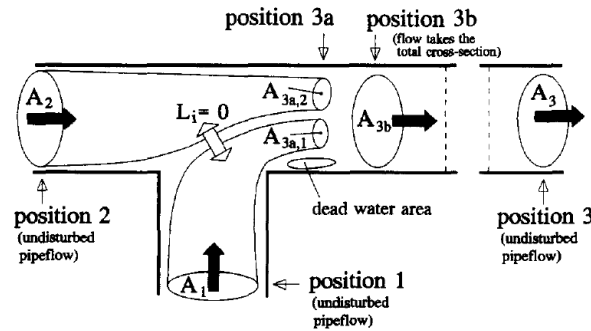


FIGURE 4.8 – Configuration de l'écoulement dans le cas du modèle de coefficient de contraction (Schmidt et Loth, 1994)

Les pertes de pression entre l'entrée du tube secondaire et du tube principal et la sortie s'expriment par :

$$\Delta p_{3-1} = \frac{\rho_{dp,1} v_{dp,1}^2}{2} \left(\frac{1}{\xi_{C,3-1}^2} - F_{\rho v^3,1} \right) + \rho_{dp,3} v_{dp,3}^2 - \frac{\rho_{dp,1} v_{dp,1}^2}{\xi_{C,3-1}} - \frac{\rho_{dp,2} v_{dp,2}^2}{\xi_{C,3-2}} + \Delta p_{ad} \quad (4.47)$$

et :

$$\Delta p_{3-2} = \frac{\rho_{dp,2} v_{dp,2}^2}{2} \left(\frac{1}{\xi_{C,3-2}^2} - 1 \right) + \rho_{dp,3} v_{dp,3}^2 - \frac{\rho_{dp,1} v_{dp,1}^2}{\xi_{C,3-1}} - \frac{\rho_{dp,2} v_{dp,2}^2}{\xi_{C,3-2}} + \Delta p_{ad} \quad (4.48)$$

avec ρ_{dp} et v_{dp} la densité moyenne et la vitesse moyenne du fluide diphasique, respectivement, et Δp_{ad} les pertes de pression additionnelles. En effet, l'écoulement au niveau de la section S_{3b} est plus homogène qu'au niveau de la section S_3 . Les deux phases se séparent de plus en plus à partir de la section S_{3b} . Cette séparation est provoquée par les frottements du fluide avec la paroi. Les pertes de pression sont donc égales à la somme des pertes de pression par frottement et des pertes de pression dues à la variation d'énergie cinétique. Les pertes de pression par frottement s'expriment par :

$$\Delta p_{fr} = \frac{\rho_{dp,3} v_{dp,3}^2}{2} \left(1 - F_{\rho v^3,3} \right) \quad (4.49)$$

Les pertes de pressions additionnelles s'expriment par :

$$\Delta p_{\text{ad}} = \rho_{\text{dp},3} v_{\text{dp},3}^2 \left(F_{\rho v^2,3} - 1 \right) + \Delta p_{\text{fr}} \quad (4.50)$$

soit :

$$\Delta p_{\text{ad}} = \rho_{\text{dp},3} v_{\text{dp},3}^2 \left(F_{\rho v^2,3} - 0,5 F_{\rho v^3,3} - 0,5 \right) \quad (4.51)$$

Pour les coefficients $\xi_{C,3-1a}$ et $\xi_{C,3-2a}$, Schmidt et Loth (1994) font l'hypothèse que, pour un titre de 0 ou de 1, les pertes de pression sont équivalentes à celles d'un fluide monophasique incompressible en régime turbulent. Les coefficients de contraction s'expriment alors par :

$$\xi_{C,3-1} = 0,159 \omega^3 - 0,418 \omega^2 + 0,719 \omega + 0,018 \quad (4.52)$$

et :

$$\xi_{C,3-2} = -0,583 \omega^3 + 1,277 \omega^2 - 1,487 \omega + 0,783 \quad (4.53)$$

Les facteurs de correction de l'écoulement $F_{\rho v^3,i}$ et $F_{\rho v^2,i}$ de la section i , proposés par Schmidt et Loth (1994), s'expriment par :

$$F_{\rho v^3,i} = \frac{\dot{m}_i^3 \left(\frac{x_i^3}{\rho_v^2 \epsilon_i^2} + \frac{(1-x_i)^3}{\rho_l^2 (1-\epsilon_i)^2} \right)}{A_i^3 \rho_{\text{dp},i} v_{\text{dp},i}^3} \quad (4.54)$$

et :

$$F_{\rho v^2,i} = \frac{\dot{m}_i^2 \left(\frac{x_i^2}{\rho_v \epsilon_i} + \frac{(1-x_i)^2}{\rho_l (1-\epsilon_i)} \right)}{A_i^2 \rho_{\text{dp},i} v_{\text{dp},i}^2} \quad (4.55)$$

Le modèle de coefficient de contraction a été retenu car il tient compte du rétrécissement de la section de passage engendré par la présence de zones mortes.

4.1.1.3 Séparation des phases

La distribution du titre en vapeur entre un distributeur et un ensemble de tubes a été étudiée par plusieurs auteurs, dont certains en ont déduit des modèles comportementaux, tels que ceux présentés Annexe C. Ces modèles sont dépendants de l'orientation du distributeur et des tubes. Nous développerons le modèle numérique en nous basant sur des distributeur et collecteur horizontaux et un écoulement vertical ascendant dans les barrettes.

Parmi les modèles proposés dans la littérature, nous retiendrons le modèle purement empirique développé par Seeger *et al.* (1986), valable dans le cas d'un écoulement ascendant dans les barrettes :

$$\left(\frac{x_{\text{bar},i}}{x_{\text{dist},i}} \right) = \left(\frac{\dot{m}_{\text{bar},i}}{\dot{m}_{\text{dist},i}} \right)^{-0,8} \quad (4.56)$$

Cette corrélation a été développée à partir de résultats expérimentaux pour une large gamme de paramètres d'entrée, de façon à considérer différents régimes d'écoulement. L'auteur remarque que les conditions d'entrée ont peu d'influence sur la distribution obtenue.

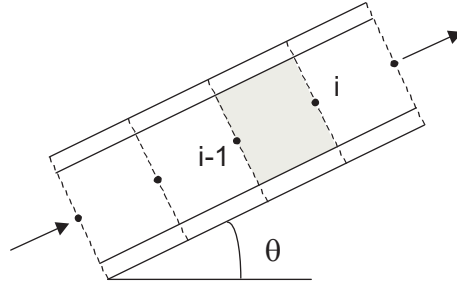


FIGURE 4.9 – Schema de la discrétisation de la barrette en un ensemble de nœuds

4.1.2 Simulation numérique du comportement thermique et dynamique dans les barrettes de mini-canaux

La détermination analytique de la distribution des pertes de pression, des vitesses, des phases et de la variation d'enthalpie d'un fluide mono et diphasique repose sur la résolution des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ces équations sont résolues sur l'ensemble de la barrette au moyen de la méthode des différences finies. Pour cela, la barrette est réduite à un nombre donné de nœuds, représentés figure 4.9.

La résolution de ces équations fait appel à un modèle unidimensionnel, reposant sur un ensemble d'hypothèses. Dans le cas du modèle à phases séparées, Hewitt (1982), cité par Kandlikar *et al.* (1999), propose l'expression suivante pour les équations de conservation :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{dp} S) + \frac{\partial}{\partial z} (G S) = 0 \quad (4.57)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} - \rho_{dp} g \sin(\Theta) - \frac{\tau_{dp} P}{S} = \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial z} \left(G^2 S \left(\frac{x^2}{\rho_v \epsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\epsilon)} \right) \right) \quad (4.58)$$

$$\begin{aligned} S \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v h_v \epsilon + \rho_l h_l (1-\epsilon)) + \frac{\partial}{\partial z} (G S (h_l + x h_{lv})) &= \dot{q} P \\ &+ \dot{q}'' P \Delta z - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^3 S}{2} \left(\frac{x^3}{\rho_v^2 \epsilon^2} + \frac{(1-x)^3}{\rho_l^2 (1-\epsilon)^2} \right) \right) \\ &- g G S \sin(\Theta) - \frac{\partial}{\partial t} \left(G^2 \left(\frac{x^2}{\rho_v \epsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\epsilon)} \right) \right) + S \frac{\partial p}{\partial t} \end{aligned} \quad (4.59)$$

avec Θ l'angle d'inclinaison, h_l et h_v les enthalpies des phases liquide et vapeur, h_{dp} l'enthalpie de vaporisation et τ_{dp} la contrainte de cisaillement du fluide diphasique. Dans le cas d'un écoulement en régime permanent dans une conduite de section uniforme, sans source interne de chaleur, les équations de conservation se réduisent à :

$$\frac{dG}{dz} = 0 \quad (4.60)$$

$$-\frac{dp}{dz} - \frac{\tau_{dp} P}{S} - \rho_{dp} g \sin(\Theta) = G^2 \frac{d}{dz} \left(\frac{x^2}{\rho_v \epsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\epsilon)} \right) \quad (4.61)$$

$$G S \frac{d}{dz} (h_l + x h_{lv}) = \dot{q}'' P \Delta z - \frac{G^3 S}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{x^3}{\rho_v^2 \epsilon^2} + \frac{(1-x)^3}{\rho_l^2 (1-\epsilon)^2} \right) - g G S \sin(\Theta) \quad (4.62)$$

Les équations sont ensuite résolues de façon implicite et discrétisées de façon à obtenir le système suivant (Ablanque *et al.*, 2010) :

$$\dot{m}_i - \dot{m}_{i-1} = 0 \quad (4.63)$$

$$\dot{m}_i v_{dp,i} - \dot{m}_{i-1} v_{dp,i-1} = (p_{i-1} - p_i) S - \bar{\tau}_{dp,i} P \Delta z_i - \bar{\rho}_{dp,i} g \sin(\Theta) S \Delta z_i \quad (4.64)$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_i & \left(\overbrace{(h_{l,i} + x_i h_{lv,i})}^{h_i} + \overbrace{1/2 (v_{v,i}^2 x_i + v_{l,i}^2 (1-x_i))}^{e_{c,i}} + \overbrace{g \sin(\Theta) z_i}^{e_{p,i}} \right) \\ & - \dot{m}_{i-1} \left(\overbrace{(h_{l,i-1} + x_{i-1} h_{lv,i-1})}^{h_{i-1}} + \overbrace{1/2 (v_{v,i-1}^2 x_{i-1} + v_{l,i-1}^2 (1-x_{i-1}))}^{e_{c,i-1}} + \overbrace{g \sin(\Theta) z_{i-1}}^{e_{p,i-1}} \right) \\ & = \bar{q}_i'' P \Delta z_i \end{aligned} \quad (4.65)$$

Dans ces équations, les variables du volume de contrôle, telles que la vitesse, la température et la pression, ont pour valeur la moyenne arithmétique de la valeur d'entrée et de la valeur de sortie du volume. Soit par exemple :

$$\bar{\rho}_{dp,i} = \frac{\rho_{dp,i} + \rho_{dp,i-1}}{2} \quad (4.66)$$

La masse volumique du fluide diphasique est évaluée à partir du titre de l'écoulement, soit :

$$\frac{1}{\rho_{dp,i}} = \frac{x_i}{\rho_{v,i}} + \frac{1-x_i}{\rho_{l,i}} \quad (4.67)$$

La vitesse moyenne du mélange est déduite de la valeur du titre de l'écoulement et des vitesses des phases liquide et vapeur. Elle s'exprime :

$$v_{dp,i} = v_{v,i} x_i + v_{l,i} (1-x_i) \quad (4.68)$$

Les vitesses des phases liquide et vapeur sont calculées à partir du titre de l'écoulement et du taux de vide. Elles sont données par :

$$v_{l,i} = \frac{\dot{m}_i (1-x_i)}{\rho_{l,i} (1-\epsilon_i) S} \text{ et } v_{v,i} = \frac{\dot{m}_i x_i}{\rho_{v,i} \epsilon_i S} \quad (4.69)$$

Selon Ablanque *et al.* (2010), le modèle acquiert une plus grande stabilité avec la prise en compte de la température de paroi des barrettes. Nous proposons donc de considérer la conservation de l'énergie entre le fluide et la paroi et entre la paroi et l'air. De cette façon, l'expression suivante est obtenue :

$$\bar{q}_{ext,i}'' P_{ext} \Delta z_i - \bar{q}_i'' P \Delta z_i = 0 \quad (4.70)$$

avec :

$$\bar{q}_{ext,i}'' = \alpha_{ext} (T_{ext,i} - T_{par,i}) \text{ et } \bar{q}_i'' = \alpha (T_{par,i} - T_i) \quad (4.71)$$

Le taux de vide ϵ_i , la contrainte de cisaillement $\tau_{dp,i}$ et les coefficients d'échange thermique α_i et $\alpha_{ext,i}$, nécessaires à l'estimation des flux de chaleur transférés \bar{q}_i'' et $\bar{q}_{ext,i}''$, sont évalués à partir de corrélations empiriques. Celles-ci seront détaillées dans la section suivante.

4.1.3 Corrélations empiriques

Dans cette partie, les corrélations empiriques permettant d'estimer la contrainte de cisaillement, le coefficient de frottement, les coefficients d'échange thermique, le taux de vide et le glissement de vitesse sont présentées.

4.1.3.1 Contrainte de cisaillement et coefficient de frottement

La contrainte de cisaillement est exprimée en fonction du coefficient de frottement. Elle doit être définie pour un fluide monophasique et pour un fluide diphasique.

Contrainte de cisaillement dans le cas d'un fluide monophasique Le gradient de pertes de pression par frottements est défini comme suit :

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{4\tau}{D_h} \quad (4.72)$$

avec τ la contrainte de cisaillement. L'expression de cette contrainte de cisaillement pour un fluide monophasique, proposée par Lallemand (2001), s'exprime :

$$\tau = \frac{f G^2}{8 \rho} \quad (4.73)$$

avec f le coefficient de frottement. Son expression, fonction du nombre de Reynolds, sera présentée plus loin.

Contrainte de cisaillement dans le cas d'un fluide diphasique Les pertes de pression du fluide diphasique peuvent être déduites soit des pertes de pression des phases liquide ou vapeur s'écoulant seules dans la conduite avec leurs débits respectifs, soit des pertes de pression des phases liquide ou vapeur s'écoulant seule dans la conduite avec le débit total du mélange. Dans notre cas, la deuxième solution a été retenue. Les multiplicateurs de pression de la phase seule sont alors donnés par :

$$\phi_{ls}^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_{ls}} \text{ et } \phi_{vs}^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_{vs}} \quad (4.74)$$

Les pertes de pression des phases liquide et vapeur seules sont données par :

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{ls} = \frac{f_{ls} G^2}{2 \rho_l D_h} \text{ et } -\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vs} = \frac{f_{vs} G^2}{2 \rho_v D_h} \quad (4.75)$$

Les facteurs de frottement f_{ls} et f_{vs} dépendent des nombres de Reynolds. Ceux-ci sont définis pour chaque phase par :

$$\text{Re}_{ls} = \frac{G D_h}{\mu_l} \text{ et } \text{Re}_{vs} = \frac{G D_h}{\mu_v} \quad (4.76)$$

Plusieurs corrélations (cf. Annexe D) permettent d'estimer le coefficient multiplicateur diphasique. Parmi les corrélations proposées dans la littérature, nous avons retenu les corrélations développées par Friedel (1979). Ces corrélations sont basées sur 25 000 points expérimentaux, dont seul un tiers a servi à établir les corrélations. Les deux tiers restants ont été utilisés pour les valider. Deux corrélations ont été développées, fournissant des résultats très similaires. La première corrélation dépend des nombres de Froude et de Weber évalués à partir de la masse volumique de la phase liquide ρ_l :

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{g D_h \rho_l^2} \text{ et } \text{We} = \frac{G^2 D_h}{\sigma \rho_l} \quad (4.77)$$

Le coefficient multiplicateur est donné par :

$$\phi_{ls}^2 = A_1 + \frac{3,43 A_2 A_3}{\text{Fr}^{0,047} \text{We}^{0,0334}} \quad (4.78)$$

avec A_1 , A_2 et A_3 donnés par :

$$A_1 = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{f_{vs}}{f_{ls}} \quad (4.79)$$

$$A_2 = x^{0,685} (1 - x)^{0,24} \quad (4.80)$$

$$A_3 = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,8} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,22} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,89} \quad (4.81)$$

Pour la seconde corrélation, utilisée dans notre modèle, les nombres de Froude et de Weber sont évalués à partir de la masse volumique du mélange ρ_{dp} :

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{g D_h \rho_{dp}^2} \text{ et } \text{We} = \frac{G^2 D_h}{\sigma \rho_{dp}} \quad (4.82)$$

avec :

$$\frac{1}{\rho_{dp}} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1 - x}{\rho_l} \quad (4.83)$$

Le coefficient multiplicateur est donné par :

$$\phi_{ls}^2 = A_1 + \frac{3,21 A_2 A_3}{\text{Fr}^{0,0454} \text{We}^{0,035}} \quad (4.84)$$

avec A_1 , A_2 et A_3 donnés par :

$$A_1 = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{f_{vs}}{f_{ls}} \quad (4.85)$$

$$A_2 = x^{0,78} (1 - x)^{0,224} \quad (4.86)$$

$$A_3 = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,7} \quad (4.87)$$

De nouveau, les coefficients de frottement sont évalués en fonction du nombre de Reynolds.

Whalley (1987), cité par Collier et Thome (1996) et par Lallemand (2006), fournit les recommandations suivantes :

- si $\mu_l/\mu_v < 1\ 000$, utiliser la corrélation de Friedel (1979) ;
- si $\mu_l/\mu_v > 1\ 000$ et $G > 100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, utiliser la corrélation de Chisholm (1973a) ;
- si $\mu_l/\mu_v > 1\ 000$ et $G < 100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, utiliser la méthode de Lockhart et Martinelli (1949) ou la corrélation de Chisholm (1967).

Dans le cas du R-134a, le rapport des viscosités est inférieur à 1 000. Qui plus est, Auracher (1991) considère la corrélation de Friedel (1979) comme étant la plus appropriée à l'estimation des pertes de pression dans le cas de l'évaporation d'un fluide frigorigène. Collier et Thome (1996) estiment également que cette corrélation est l'une des plus précises dans le cas d'un fluide diphasique.

Coefficient de frottement Le coefficient de frottement peut être déterminé à partir de la corrélation de Churchill (1977), développée à partir des courbes du diagramme de Moody. Le coefficient de frottement est estimé en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité du tube :

$$f = 8 \left(\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A + B)^{3/2}} \right)^{1/12} \quad (4.88)$$

avec :

$$A = \left(2,457 \ln \left(\left(\frac{7}{\text{Re}} \right)^{0,9} + 0,27 \frac{\varepsilon}{D_h} \right)^{-1} \right)^{16} \quad (4.89)$$

et :

$$B = \left(\frac{37530}{\text{Re}} \right)^{16} \quad (4.90)$$

avec ε la rugosité de la paroi.

Pour notre étude, le coefficient de frottement f a été estimé en fonction du régime d'écoulement. En régime laminaire, pour $\text{Re} < 2\,000$, le coefficient de frottement est donné par (Rohsenow et Hartnett, 1973) :

$$f = \frac{64}{\text{Re}} \quad (4.91)$$

Pour $\text{Re} > 3\,000$, Incropera et DeWitt (1996) proposent d'utiliser la corrélation de Petukhov (1970), valable pour $3\,000 \leq \text{Re} \leq 5 \cdot 10^6$. Le coefficient de frottement est donné par :

$$f = (0,790 \ln(\text{Re}) - 1,64)^{-2} \quad (4.92)$$

Pour $2\,000 < \text{Re} < 3\,000$, le coefficient de frottement est supposé évoluer linéairement. Il est donc déduit par régression linéaire entre la valeur obtenue avec la corrélation de Rohsenow et Hartnett (1973) pour un nombre de Reynolds de 2 000 et la valeur obtenue avec la corrélation de Petukhov (1970) pour un nombre de Reynolds de 3 000.

4.1.3.2 Coefficient d'échange thermique interne

Les coefficients d'échange thermique internes doivent être évalués dans le cas d'un fluide monophasique et dans le cas d'un fluide diphasique. Dans ce dernier cas, le coefficient d'échange thermique dépend également du titre en vapeur. Dans cette partie sont présentées les corrélations empiriques permettant d'estimer ces coefficients.

Fluide monophasique L'estimation des coefficients d'échange thermique d'un fluide à l'état monophasique nécessite de déterminer un certain nombre de grandeurs. Tout d'abord, les propriétés physiques du fluide sont évaluées à la température moyenne de l'écoulement :

$$T_{\text{moy}} = \frac{T_e + T_s}{2} \quad (4.93)$$

Afin de déterminer le régime d'écoulement, le nombre de Reynolds du fluide doit être calculé. Le régime est considéré laminaire jusqu'à un nombre de Reynolds de 2 300. Au-delà, le régime est transitoire et l'écoulement n'est pleinement turbulent qu'à partir d'un nombre de Reynolds de 10^5 .

Dans le cas d'un écoulement en régime laminaire, la longueur d'établissement revêt une importance particulière. En effet, les régimes dynamique et thermique ne sont chacun établis qu'à partir d'une certaine longueur. Le rapport L/D_h doit donc être estimé.

A partir de ces données, le coefficient d'échange thermique peut être évalué en sélectionnant la corrélation appropriée (cf. Annexe E).

Le coefficient d'échange thermique en régime laminaire a été étudié par de nombreux auteurs (Shah et London, 1978). Le coefficient d'échange thermique dépend principalement du mode de chauffage utilisé, qui peut être soit à température de paroi uniforme, soit à flux de chaleur uniforme.

GRETh (1987) précisent que, pour un grand nombre d'échangeurs, la condition de température de paroi uniforme est celle qui se rapproche le plus des conditions réelles. Le coefficient d'échange thermique dépend aussi grandement des conditions d'établissement, et donc de la longueur du tube.

Dans le cas d'un tube court, cas le plus fréquemment rencontré dans les échangeurs, le régime dynamique est établi mais pas le régime thermique. Ce cas correspond à un tube dont le rapport L/D_h est tel que :

$$L/D_h < 0,1 \text{ Re Pr} \quad (4.94)$$

La longueur $L = 0,1 D_h \text{ Re Pr}$ représente la longueur d'établissement du régime thermique.

Dans notre cas, la longueur d'une barrette de mini-canaux ne permet pas d'obtenir un régime thermique établi. Nous sommes donc dans le cas d'un tube court. Par ailleurs, la condition aux limites considérée est une température de paroi uniforme. Dans ce cas de figure, Incropera et DeWitt (1996) proposent une corrélation attribuée à Hausen (1943) :

$$\text{Nu} = 3,66 + \frac{0,0668 (D_h/L) \text{ Re Pr}}{1 + 0,04 ((D_h/L) \text{ Re Pr})^{2/3}} \quad (4.95)$$

valable pour $0,1 < \text{Re Pr } D_h/L < 10^4$ et $\text{Re} < 2\,200$.

En régime transitoire et turbulent, le coefficient d'échange thermique est estimé à partir de la corrélation de Petukhov, modifiée par Gnielinski (1976). Cette corrélation est donnée par :

$$\text{Nu} = \frac{f/8 (\text{Re} - 1000) \text{ Pr}}{1 + 12,7 \sqrt{f/8} (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \left(1 + (D_h/L)^{2/3}\right) (\text{Pr}/\text{Pr}_{\text{par}})^{0,11} \quad (4.96)$$

avec Pr_{par} le nombre de Prandtl à la température de paroi T_{par} et f le facteur de frottement.

Cette corrélation est valable pour $0,6 < \text{Pr} < 2\,000$, $2\,300 < \text{Re} < 10^6$ et $0 < D_h/L < 1$. GRETh (1987) précisent que cette corrélation est en accord avec les valeurs expérimentales avec une fourchette de 20 %.

Afin d'éviter un saut au niveau des valeurs des coefficients d'échange thermique pour des nombres de Reynolds entre 2 200 et 2 300, le coefficient d'échange thermique est supposé évoluer linéairement entre la valeur maximale obtenue avec la corrélation de Hausen (1943) et la valeur minimale obtenue avec la corrélation de Gnielinski (1976).

Fluide diphasique pré-assèchement Au cours de l'évaporation forcée dans un tube, la vapeur se forme par vaporisation à l'interface liquide-vapeur et par nucléation à la paroi. L'évaporation nucléée intervient lorsque la température de paroi T_{par} excède la température de saturation T_{sat} du fluide à la pression considérée. Ainsi, le flux transféré au fluide répond à la loi de Newton :

$$\dot{q}'' = \alpha (T_{\text{par}} - T_{\text{sat}}) \quad (4.97)$$

La différence de température $T_{\text{par}} - T_{\text{sat}}$ est appelée température de surchauffe. L'assèchement de la paroi entraîne une augmentation de sa température et une chute brutale du coefficient d'échange thermique local. Ce phénomène est appelé crise d'ébullition. L'évolution des températures et des régimes d'écoulement dans le cas d'un écoulement vertical sont présentés figure 4.10.

Trois zones d'ébullition peuvent être identifiées : l'ébullition sous-saturée, l'ébullition saturée et, avec l'apparition de la crise d'ébullition, une zone que nous appellerons zone d'ébullition post-assèchement. Dans le cas d'un évaporateur, le fluide pénètre initialement à l'état diphasique. Nous décrirons donc les échanges thermiques dans le cas de l'ébullition saturée et dans le cas de l'ébullition post-assèchement.

Les échanges thermiques entre le fluide et la paroi au cours de l'ébullition saturée sont gouvernés par deux mécanismes physiques : la convection forcée du fluide diphasique et l'ébullition nucléée.

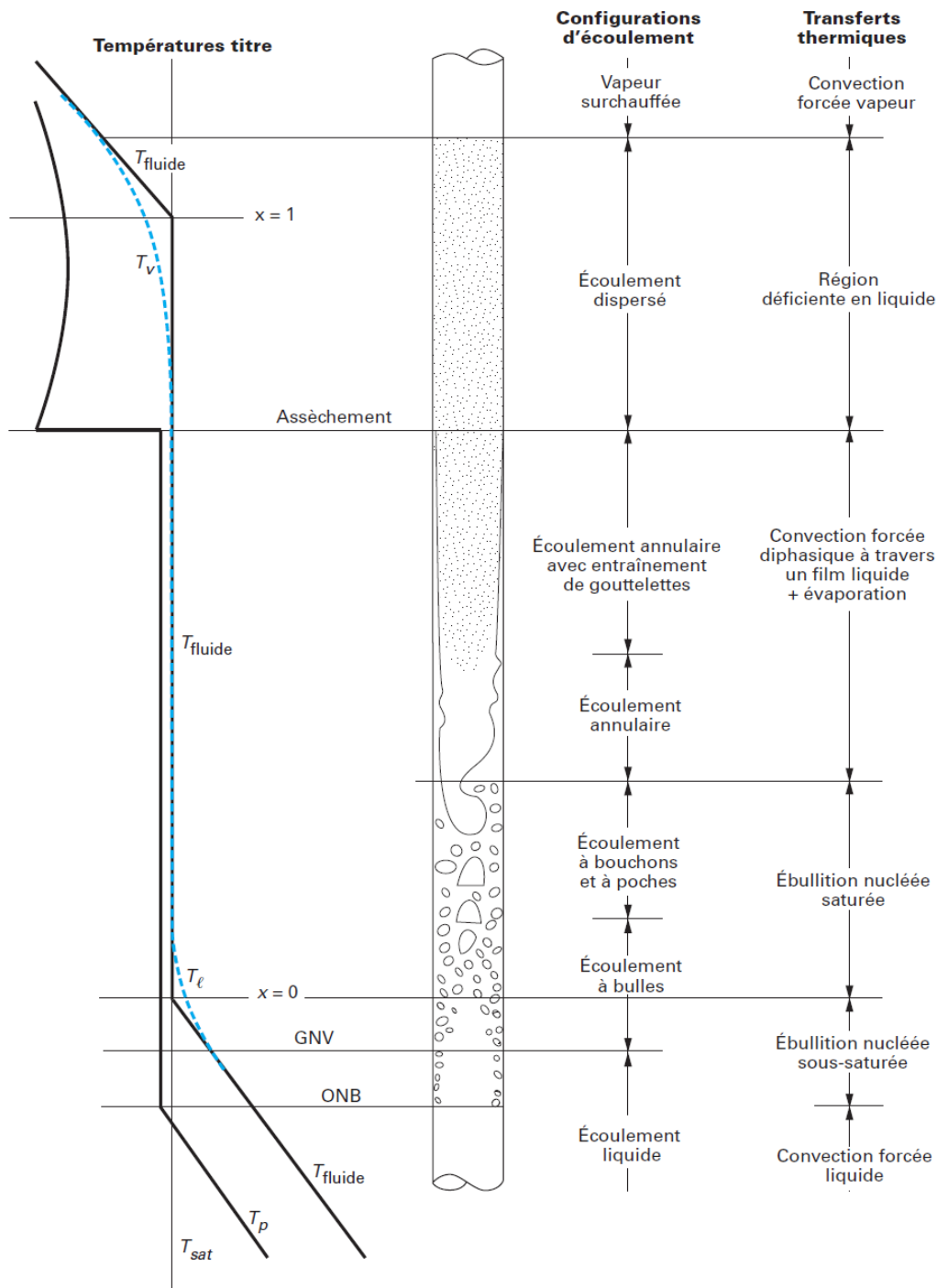


FIGURE 4.10 – Evolution des températures et des régimes d'écoulement dans un tube chauffant (Bedecarrats, 2008)

Les échanges thermiques liés à l'ébullition nucléée sont dus à la formation de bulles en paroi, qui croissent et finissent par se détacher. Le détachement des bulles entraîne une rupture de la couche limite thermique au voisinage de la paroi (Schalbart, 2006). Le coefficient d'échange thermique correspondant dépend du titre en vapeur, du débit, de la température de surchauffe, des propriétés physiques du fluide, de l'état de surface de la paroi et de la géométrie.

Les échanges thermiques liés à la convection forcée d'un fluide diphasique sont principalement subordonnés à la présence d'un film liquide en paroi. Ces échanges chutent brutalement avec l'apparition de l'assèchement en paroi. Les échanges par convection forcée sont définis de la

même façon que dans le cas d'un fluide monophasique.

Plusieurs corrélations, telles que celles présentées Annexe F, permettent d'estimer le coefficient d'échange thermique d'un fluide diphasique en cours d'ébullition. La plupart des modèles proposés dans la littérature reposent sur la connaissance, suivant le cas, de la température de paroi T_{par} ou du flux transféré \dot{q} . La détermination de l'une ou l'autre de ces grandeurs requièrent un procédé itératif. Or, les calculs itératifs entraînent une augmentation notable du temps de calcul. De façon à optimiser le temps de calcul, des corrélations ne dépendant pas de la température de paroi et du flux transféré ont été retenues.

La corrélation de Dembi *et al.* (1978) a été développée à partir de données expérimentales obtenues avec les fluides frigorigènes R-11, R-12 et R-22. Elle s'exprime comme suit :

$$\alpha = 0,115 \left(x^4 (1 - x^2) \right)^{0,11} \left(\frac{G^2 h_{lv}}{g \rho_l \sigma} \right)^{0,44} \text{Pr}_l^{0,7} \frac{k_l}{D_{\text{int}}} \quad (4.98)$$

Cette équation est valable pour $0,10 \leq x \leq 0,98$.

Une autre corrélation permettant de déterminer le coefficient d'échange thermique d'un fluide au cours de son évaporation est la corrélation de Guerrieri et Talty, citée par Turaga et Guy (1985). Cette corrélation s'exprime par :

$$\alpha = 3,4 \chi^{-0,45} 0,023 \frac{k_l}{D_h} \left(\frac{G (1 - x) D_h}{\mu_l} \right)^{0,8} \text{Pr}_l^{0,4} \quad (4.99)$$

avec χ le paramètre de Lockhart et Martinelli. La corrélation de Guerrieri et Talty est valable pour $0,01 \leq 1/\chi \leq 100$. Les auteurs précisent que cette corrélation prédit les résultats expérimentaux avec une fourchette de 11 %. Après comparaison des résultats obtenus avec chacune des corrélations, la corrélation de Dembi *et al.* (1978) a été écartée car fournissant des valeurs de coefficients d'échange thermique très élevées. La corrélation de Guerrieri et Talty a donc été utilisée pour nos calculs.

Fluide diphasique post-assèchement Comme précisé plus haut, les corrélations correspondant aux échanges thermiques liés à l'évaporation ne sont plus valables à partir d'une certaine valeur du titre, correspondant à la crise d'ébullition.

En effet, avec l'augmentation du titre en vapeur, l'épaisseur du film liquide diminue, provoquant l'accroissement des échanges thermiques. Dans le cas d'un écoulement vertical, l'assèchement de la paroi provoque alors le passage d'un écoulement annulaire à un écoulement dispersé de gouttelettes dans un cœur de vapeur. La faible conductivité thermique de la phase vapeur provoque une chute brutale du coefficient d'échange thermique. Il est donc important de déterminer le titre à partir duquel l'assèchement apparaît.

La littérature propose des corrélations permettant de déterminer le titre d'assèchement. D'un autre côté, Thonon (1995) propose d'utiliser un titre d'assèchement de 0,7. Au-delà de cette valeur, il propose de déterminer le coefficient d'échange thermique entre cette valeur maximum, correspondant au coefficient d'échange thermique obtenu avec un fluide diphasique au titre d'assèchement, et le coefficient d'échange thermique calculé pour un écoulement de vapeur seule.

Pour une valeur du titre entre 0,7 et 1, nous considérerons donc une évolution linéaire entre la valeur obtenue en ébullition avec un titre de 0,7 et la valeur pour un écoulement de vapeur.

Effet de confinement Schalbart (2006) précise que les échanges thermiques peuvent être influencés par l'effet de confinement. L'effet de confinement apparaît dans le cas de l'ébullition dans un tube lorsque l'une des dimensions est suffisamment faible pour modifier les paramètres

thermohydrauliques de l'ébullition libre. Bonjour (1996) définit l'ébullition convective en espace confiné lorsque la vitesse du fluide est imposée par la pompe.

Il a pu mettre en évidence que, lorsque l'espacement entre deux plaques diminue, les bulles sont déformées. L'écrasement de la bulle augmente sa surface de contact proche de la paroi et intensifie ainsi le flux de chaleur transféré.

Le paramètre définissant le taux de confinement est le nombre de Bond Bo , défini comme le rapport entre l'épaisseur du canal e et la longueur capillaire, rapport des forces de tension superficielle et des forces de gravité :

$$Bo = \frac{e}{(\sigma / (g (\rho_l - \rho_v)))^{1/2}} \quad (4.100)$$

Bonjour *et al.* (1997), cités par Ait Ameer (2006), précisent que, pour un nombre de Bond supérieur à 1, la bulle n'est pas déformée. En revanche, pour un nombre de Bond inférieur à 1, la bulle ne peut conserver une forme sphérique au cours de sa croissance. L'écrasement de la bulle contre la paroi chauffée favorise alors l'activation des sites de nucléation.

Dans notre cas, le nombre de Bond est proche de 1. Nous ferons donc l'hypothèse que le confinement n'a pas d'effet significatif sur les transferts thermiques.

4.1.3.3 Coefficient d'échange thermique externe

Le coefficient d'échange thermique externe, dans le cas d'un apport de chaleur par écoulement d'air, est calculé à partir de la corrélation développée par Kim et Bullard (2002) et citée par Tuo *et al.* (2012). Le coefficient d'échange thermique est évalué à partir du facteur de Colburn j , valable pour $100 < Re_{ext} < 600$. Le facteur de Colburn dépend des paramètres géométriques propres aux échangeurs à mini-canaux et du nombre de Reynolds côté air Re_{ext} . Il s'exprime :

$$j = Re_{ext}^{-0,487} \left(\frac{L_\alpha}{90} \right)^{0,257} \left(\frac{F_p}{L_p} \right)^{-0,13} \left(\frac{H}{L_p} \right)^{-0,29} \\ \times \left(\frac{F_d}{L_p} \right)^{-0,235} \left(\frac{L_1}{L_p} \right)^{0,68} \left(\frac{T_p}{L_p} \right)^{-0,279} \left(\frac{\delta_f}{L_p} \right)^{-0,05} \quad (4.101)$$

avec L_α exprimé en degrés et Re_{ext} donné par :

$$Re_{ext} = \frac{\rho_{air} v_{air} L_p}{\mu_{air}} \quad (4.102)$$

Les dimensions L_α , F_p , L_p , F_d , L_1 , T_p et δ_f sont présentées figure 4.11.

Le coefficient d'échange thermique externe est alors donné par :

$$\alpha_{ext} = j \frac{\rho_{air} v_{air} c_{p,air}}{Pr_{air}^{2/3}} \quad (4.103)$$

La maquette d'échangeur, développée pour des expérimentations adiabatiques, ne dispose pas d'ailettes. Afin de simuler le fonctionnement d'un évaporateur avec changement de phase, nous avons basé nos calculs sur les dimensions des ailettes proposées par Bielskus (2011).

4.1.3.4 Taux de vide

Le taux de vide peut être déterminé soit à partir du glissement, d'après l'équation (4.10), soit directement à partir de corrélations appropriées. Plusieurs corrélations, présentées Annexe

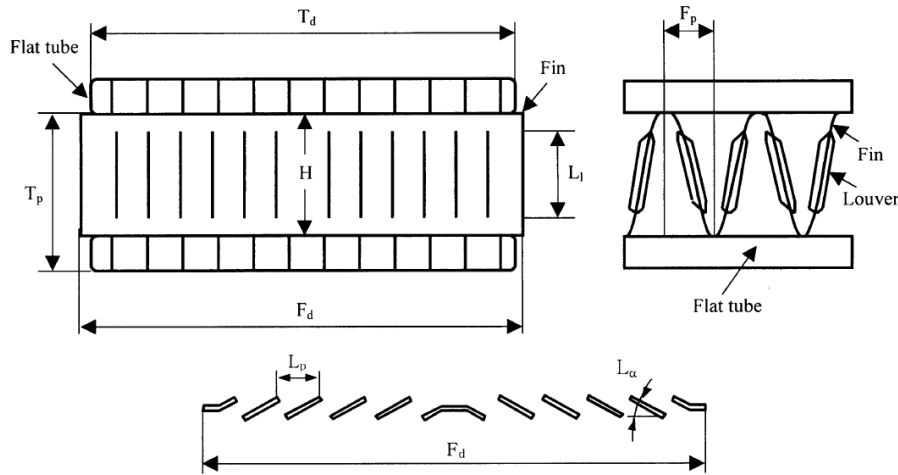


FIGURE 4.11 – Dimensions nécessaires à l'application de la corrélation de Kim et Bullard (2002)

G , permettent d'estimer le taux de vide et le glissement. Nous utiliserons l'équation simplifiée recommandée par Butterworth (1975) :

$$\epsilon = (1 + 0,28 \chi^{0,71})^{-1} \quad (4.104)$$

χ étant le paramètre de Lockhart et Martinelli.

4.1.4 Simulation numérique de l'ensemble des barrettes

La distribution des débits dans l'échangeur est déduite de la distribution des pressions entre les différents trajets, tels que présentés figure 4.12. L'ensemble des équations utilisées pour la résolution du modèle sont présentées Annexe H et I. Le modèle a été décomposé en cinq parties.

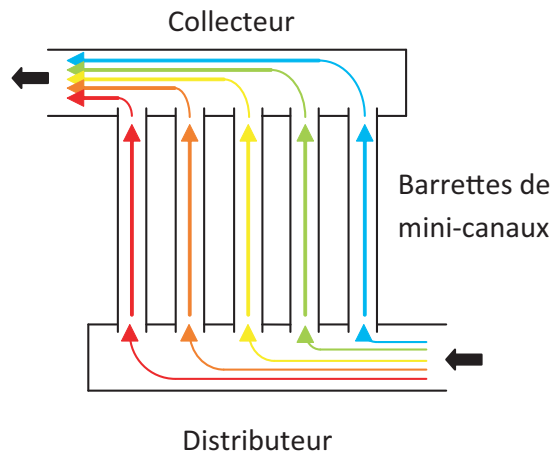


FIGURE 4.12 – Trajets suivis par le fluide pour la configuration en Z

La première partie du modèle concerne l'estimation des propriétés thermodynamiques du fluide. Etant donné que le R-134a est un fluide pur, la détermination des propriétés thermodynamiques du fluide nécessite la connaissance de deux grandeurs d'état. Les grandeurs d'état choisies sont l'enthalpie h et la pression p . Dans un souci de diminution du temps de calcul, ces grandeurs sont calculées par interpolation linéaire à partir de tableaux de propriétés. Ces tableaux de propriétés sont obtenus à l'aide du logiciel Refprop[®]. Ils permettent de déterminer les propriétés du fluide à l'état liquide, liquide-vapeur et vapeur.

La seconde partie du modèle est dédiée au calcul de la distribution des titres de l'écoulement le long du distributeur. L'enthalpie du fluide est déduite du titre et des enthalpies de liquide saturé h_l et de vapeur saturée h_v d'après l'équation :

$$h = x h_v + (1 - x) h_l \quad (4.105)$$

Les enthalpies de liquide saturé h_l et de vapeur saturée h_v sont calculées à partir des pressions et de tableaux fournis par Refprop[®].

La troisième partie du modèle concerne la distribution des pertes de pression dans le distributeur. Ce modèle prend en compte les pertes de pression dues aux rétrécissements et élargissements causés par l'intrusion des barrettes.

La quatrième partie du modèle a pour objet les pertes de pression par frottement et le changement de phase dans les barrettes. La résolution sur l'ensemble des barrettes est effectuée simultanément, élément par élément, dans le sens de l'écoulement. Cette résolution est faite en quatre temps :

- Le coefficient d'échange thermique interne est estimé. Pour ce calcul, les propriétés du fluide sont calculées à la pression et à l'enthalpie d'entrée de l'élément considéré.
- La température de paroi est calculée par bilan entre les flux de chaleur interne et externe. La température le long de l'épaisseur de la paroi est considérée uniforme.
- L'enthalpie de sortie du fluide est calculée à partir du flux de chaleur transféré, lui même déduit du coefficient d'échange thermique interne et de la température de paroi.
- Les pertes de pression par frottements sont calculées pour des propriétés thermodynamiques moyennées entre l'entrée et la sortie. Les propriétés en entrée et en sortie sont estimées à la pression d'entrée de l'élément.

La troisième partie du modèle concerne les pertes de pression le long du collecteur. Les pertes de pressions dues à l'intrusion des barrettes et à la réunion des courants sont prises en compte.

L'étude de sensibilité au maillage a permis d'identifier un nombre d'élément optimal. Cette étude de sensibilité repose sur l'estimation de l'écart quadratique des débits en fonction du nombre d'éléments de maillage considérés. Dans le cas de la comparaison entre 5 et 10 éléments, cet écart est donné par :

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \left(\left(\dot{m}_{5,i}^* - \dot{m}_{10,i}^* \right) / \dot{m}_{5,i}^* \right)^2}{N}} \quad (4.106)$$

N étant le nombre de barrettes. Ainsi, le passage de 5 à 10 éléments génère un écart de 1,80 %. Cette différence passe à 2,00 % et chute à 0,55 % avec le passage de 10 à 25 éléments et de 25 à 50 éléments, respectivement. Enfin, le passage de 50 à 100 éléments génère un écart de 0,30 %. De façon à minimiser le temps de calcul, les barrettes ont donc été divisées en 25 éléments.

4.1.5 Algorithme de résolution global

Les pertes de pression sont calculées en fonction de la configuration de l'échangeur. Pour une configuration en U, l'équation à vérifier pour chacun des trajets est la suivante :

$$\Delta p_{tot,i} = \sum_{j=1}^i \Delta p_{dist,j} + \Delta p_{tube,i} + \sum_{j=1}^i \Delta p_{col,j} \quad (4.107)$$

Pour une configuration en Z, l'équation est la suivante :

$$\Delta p_{tot,i} = \sum_{j=1}^i \Delta p_{dist,j} + \Delta p_{tube,i} + \sum_{j=i}^N \Delta p_{col,j} \quad (4.108)$$

Le paramètre d'optimisation est la distribution des débits et le critère d'optimisation la distribution des pressions. Ainsi, la distribution des débits est optimisée à l'aide de l'algorithme de Levenberg-Marquardt, modifié par Fletcher (1971), de façon à minimiser le critère ϵ tel que :

$$\epsilon = \frac{\Delta p_{\text{tot},i} - \Delta \bar{p}_{\text{tot}}}{\Delta \bar{p}_{\text{tot}}} \quad (4.109)$$

avec :

$$\Delta \bar{p}_{\text{tot}} = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta p_{\text{tot},i}}{N} \quad (4.110)$$

N est de nombre de barrettes considérées.

L'algorithme de résolution global peut donc être décrit, en notant NT le nombre de tubes, NE le nombre d'éléments et ϵ le critère de convergence, comme suit :

Dimensions : NT, NE, Config, D_{dist} , D_{col} , S_{tube} , P_{tube} , L_{tube} , S_{int} , S_{ext}

Paramètres d'entrée : p_e , h_e , \dot{m}_e , T_{air} , \dot{V}_{air} , $\dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow \text{NT}}$

1 Coefficient d'échange thermique externe

$$\alpha_{\text{air}} = f(\dot{V}_{\text{air}})$$

2 Séparation des phases

$$\dot{m}_{\text{dist},1} = f(\dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow \text{NT}})$$

$$x_{\text{dist},1} = f(h_e, p_e)$$

Pour $i = 1$ à NT-1

$$x_{\text{tube},1,i} = f(\dot{m}_{\text{dist},i}, x_{\text{dist},i}, \dot{m}_{\text{tube},i})$$

$$\dot{m}_{\text{dist},i+1} = f(\dot{m}_{\text{dist},i}, \dot{m}_{\text{tube},i})$$

$$x_{\text{dist},i+1} = f(\dot{m}_{\text{dist},i+1}, \dot{m}_{\text{dist},i}, x_{\text{dist},i}, \dot{m}_{\text{tube},i}, x_{\text{tube},1,i})$$

Fin

$$x_{\text{tube},1,\text{NT}} = x_{\text{dist},\text{NT}}$$

$$h_{\text{dist},1 \rightarrow \text{NT}} = f(x_{\text{dist},1 \rightarrow \text{NT}}, p_e)$$

$$h_{\text{tube},1,1 \rightarrow \text{NT}} = f(x_{\text{tube},1,1 \rightarrow \text{NT}}, p_e)$$

3 Pertes de pression le long du distributeur

$$\Delta p_{\text{dist},1} = f(h_{\text{dist},1}, \dot{m}_{\text{dist},1}, p_e)$$

$$p_{1,1} = f(p_e, \Delta p_{\text{dist},1})$$

Pour $i = 1$ à NT-1

$$\Delta p_{\text{dist},i+1} = f(h_{\text{dist},i}, h_{\text{dist},i+1}, h_{\text{tube},1,i}, \dot{m}_{\text{dist},i}, \dot{m}_{\text{tube},i}, p_{1,i})$$

$$p_{1,i+1} = f(p_{1,i}, \Delta p_{\text{dist},i+1})$$

Fin

4 Pertes de pression et changements de phase le long des tubes

Pour $i = 1$ à NE-1

$$\Delta z = ((i - 1/2) L_{\text{tube}}) / \text{NE}$$

$$T_{i+1,1 \rightarrow \text{NT}} = f(h_{\text{tube},i,1 \rightarrow \text{NT}}, p_{i,1 \rightarrow \text{NT}}, \Delta z)$$

$$\alpha_{i+1,1 \rightarrow \text{NT}} = f(h_{\text{tube},i,1 \rightarrow \text{NT}}, \dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow \text{NT}}, p_{i,1 \rightarrow \text{NT}}, \Delta z)$$

$$T_{\text{par},i+1,1 \rightarrow \text{NT}} = f(\alpha_{i+1,1 \rightarrow \text{NT}}, T_{i+1,1 \rightarrow \text{NT}}, \alpha_{\text{air}}, T_{\text{air}})$$

$$h_{\text{tube},i+1,1 \rightarrow \text{NT}} = f(\alpha_{i+1,1 \rightarrow \text{NT}}, T_{i+1,1 \rightarrow \text{NT}}, T_{\text{par},i+1,1 \rightarrow \text{NT}}, h_{\text{tube},i,1 \rightarrow \text{NT}}, \dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow \text{NT}}, p_{i,1 \rightarrow \text{NT}})$$

$$\Delta p_{\text{tube},i+1,1 \rightarrow \text{NT}} = f(h_{\text{tube},i+1,1 \rightarrow \text{NT}}, h_{\text{tube},i,1 \rightarrow \text{NT}}, \dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow \text{NT}}, p_{i,1 \rightarrow \text{NT}}, \Delta z)$$

$$p_{i+1,1 \rightarrow NT} = f(p_{i,1 \rightarrow NT}, \Delta p_{\text{tube},i,1 \rightarrow NT})$$

$$x_{\text{tube},i+1,1 \rightarrow NT} = f(h_{\text{tube},i+1,1 \rightarrow NT}, p_{i+1,1 \rightarrow NT})$$

Fin

5 Pertes de pression le long du collecteur

Si Config = U

$$\dot{m}_{\text{col},1 \rightarrow NT} = \dot{m}_{\text{dist},1 \rightarrow NT}$$

$$\Delta p_{\text{col},NT} = f(h_{\text{col},NT}, \dot{m}_{\text{col},NT}, p_{\text{NE},NT})$$

$$p_{\text{NE},NT} = f(p_{\text{NE},NT}, \Delta p_{\text{col},NT})$$

Pour $i = 1$ à $NT-1$

$$\Delta p_{\text{col},NT-i} = f(h_{\text{col},NT-i}, h_{\text{col},NT-i+1}, h_{\text{tube},NT,NT-i}, \dot{m}_{\text{col},NT-i}, \dot{m}_{\text{tube},NT-i}, p_{\text{NE},NT-i+1})$$

$$p_{\text{NE},NT-i} = f(p_{\text{NE},NT-i+1}, \Delta p_{\text{col},NT-i})$$

Fin

Sinon, si Config = Z

$$\dot{m}_{\text{col},1 \rightarrow NT} = \dot{m}_{\text{dist},NT \rightarrow 1}$$

$$\Delta p_{\text{col},1} = f(h_{\text{dist},1}, \dot{m}_{\text{col},1}, p_{\text{NE},1})$$

$$p_{\text{NE},1} = f(p_{\text{NE},1}, \Delta p_{\text{col},1})$$

Pour $i = 2$ à NT

$$\Delta p_{\text{col},i} = f(h_{\text{col},i}, h_{\text{col},i-1}, h_{\text{tube},NT,i}, \dot{m}_{\text{col},i}, \dot{m}_{\text{tube},i}, p_{\text{NE},i-1})$$

$$p_{\text{NE},i} = f(p_{\text{NE},i-1}, \Delta p_{\text{col},i})$$

Fin

Fin

6 Pertes de pression sur chacun des trajets

Si Config = U

Pour $i = 1$ à NT

$$\Delta p_{\text{tot},i} = \sum_{j=1}^i \Delta p_{\text{dist},j} + \sum_{j=1}^{\text{NE}} \Delta p_{\text{tube},j,i} + \sum_{j=1}^i \Delta p_{\text{col},j}$$

Fin

Sinon, si Config = Z

Pour $i = 1$ à NT

$$\Delta p_{\text{tot},i} = \sum_{j=1}^i \Delta p_{\text{dist},j} + \sum_{j=1}^{\text{NE}} \Delta p_{\text{tube},j,i} + \sum_{j=i}^{\text{NE}} \Delta p_{\text{col},j}$$

Fin

Fin

Vérification de la convergence

$$\text{Si } \frac{\sum_{i=1}^{\text{NT}} (\Delta p_{\text{tot},i} - \sum_{j=1}^{\text{NT}} \Delta p_{\text{tot},i}/\text{NT})}{\sum_{j=1}^{\text{NT}} \Delta p_{\text{tot},j}/\text{NT}} + \frac{\sum_{i=1}^{\text{NT}} |\dot{m}_{\text{tube},i} - \dot{m}_e|}{\dot{m}_e} > \epsilon$$

Optimisation par la méthode de Levenberg-Marquardt

$$\dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow NT}^{\text{opt}} = f(\Delta p_{\text{tot},1 \rightarrow NT}, \dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow NT}, \dot{m}_e)$$

$$\dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow NT} = \dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow NT}^{\text{opt}}$$

Retourner au 2

Fin

Résultats : $\alpha_{1 \rightarrow \text{NE},1 \rightarrow \text{NT}}, T_{\text{par},1 \rightarrow \text{NE},1 \rightarrow \text{NT}}, \dot{m}_{\text{tube},1 \rightarrow \text{NT}}, x_{1 \rightarrow \text{NE},1 \rightarrow \text{NT}}$

4.2 Validation du modèle

Afin de valider le modèle, nous avons comparé les résultats obtenus à partir des simulations à des résultats expérimentaux. Le modèle de distribution des phases a été développé dans le cas d'un distributeur horizontal et d'un écoulement ascendant dans les barrettes. Les résultats expérimentaux utilisés comme références ont été obtenus pour cette orientation de l'échangeur.

Dans un premier temps, nous avons comparé les résultats de la simulation à nos résultats dans le cas du mélange eau-air. Dans un second temps, nous nous sommes intéressés aux simulations dans le cas d'un fonctionnement réel, c'est à dire en prenant en compte l'évaporation d'un fluide frigorigène.

4.2.1 Confrontation des résultats numériques à des résultats expérimentaux dans le cas du mélange eau-air

Le modèle a été adapté à la simulation des échanges thermiques d'un fluide diphasique sans changement de phase. Pour cela, la corrélation de Guerrieri et Talty, donnée par l'équation (4.99), a été remplacée par la corrélation de Ghajar et Tang (2009) :

$$\alpha = F h_l \left[1 + 0,55 \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0,1} \left(\frac{1-F}{F} \right)^{0,4} \left(\frac{\text{Pr}_g}{\text{Pr}_l} \right)^{1/4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{1/4} I^{1/4} \right] \quad (4.111)$$

F est un coefficient qui dépend du régime d'écoulement :

$$F = (1 - \epsilon) + \epsilon \left[\frac{2}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{\rho_g (v_g - v_l)^2}{g D_h (\rho_l - \rho_g)} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (4.112)$$

et I un coefficient d'inclinaison :

$$I = 1 + \frac{(\rho_l - \rho_g) g D_h^2}{\sigma} |\sin(\Theta)| \quad (4.113)$$

La comparaison des résultats expérimentaux aux résultats obtenus par simulation est présentée figure 4.13.

En s'attachant tout d'abord à l'influence de la densité de flux massique, il apparaît que la simulation sous-estime l'inertie de la phase liquide pour la densité de flux massique la plus faible. Les coefficients d'échange sont largement surestimés au niveau des cinq premières barrettes et sous-estimés au niveau des deux dernières. Cette observation est également valable, dans une moindre mesure, pour de plus fortes densités de flux massique. Pour la plus faible densité de flux massique, la chute prédite par la simulation au niveau de la dernière barrette n'est pas non plus observée expérimentalement. Toutefois, au-delà de ces considérations, l'allure générale des courbes est bien prédite par le modèle. Les coefficients d'échange thermique sont distribués de façon relativement uniforme pour les cinq premières barrettes et croissent à partir de la sixième.

La comparaison de l'influence des titres révèle une différence de comportement pour le titre le plus faible. La simulation prédit des coefficients d'échange qui croissent le long de l'échangeur, tandis que les valeurs expérimentales enregistrent une chute au niveau de la dernière barrette. Pour les autres valeurs du titre, la différence observée est du même ordre que pour l'influence du flux massique : un palier surestimé sur les cinq premières barrettes entraîne une sous-estimation des échanges au niveau des dernières. Dans l'ensemble, le modèle fournit une distribution des échanges conforme aux résultats expérimentaux.

Ainsi, le modèle prédit bien l'influence de la densité de flux massique et du titre sur la distribution des coefficients d'échange. Seules les valeurs les plus faibles de l'un et l'autre paramètres génèrent des différences notables.

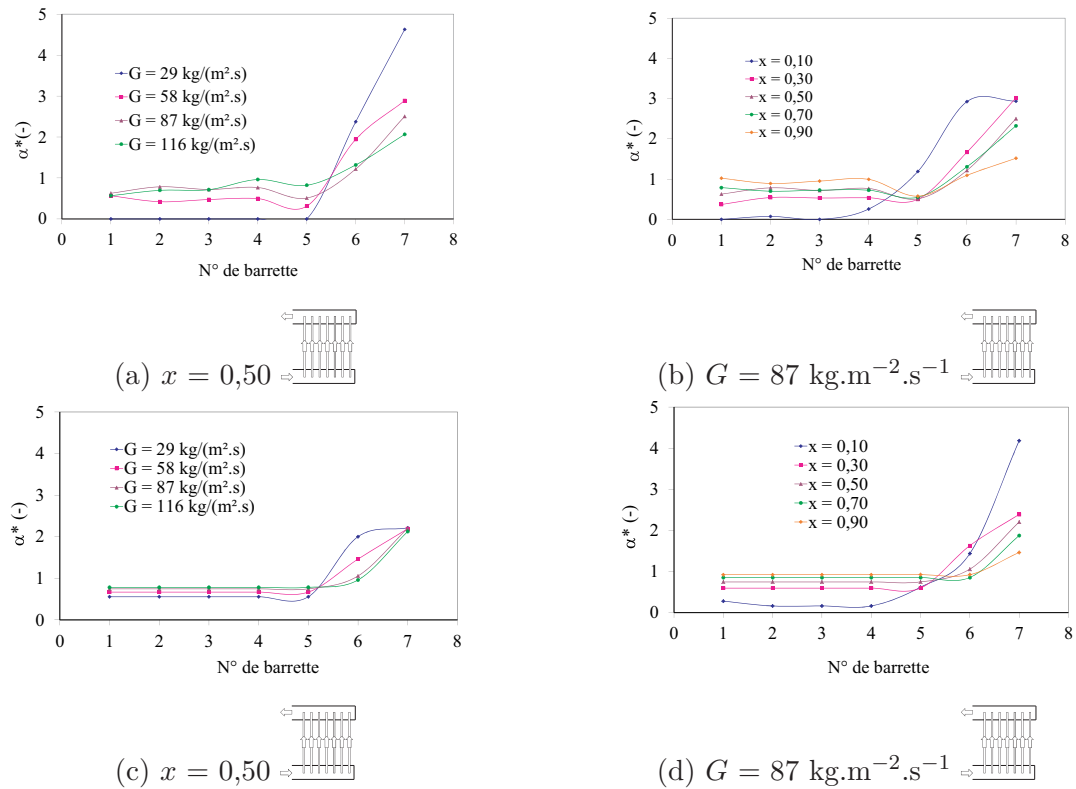


FIGURE 4.13 – Comparaison de la distribution obtenue expérimentalement (a,b) et par simulation (c,d) dans le cas d’un distributeur horizontal et d’un écoulement ascendant dans les barrettes pour plusieurs titres et densités de flux massique

Concernant la différence observée d’un point de vue quantitatif, deux explications sont envisageables.

Cette différence peut s’expliquer par l’usage de la corrélation de Seeger *et al.* (1986), qui décrit la séparation des phases au niveau du distributeur. En effet, comme le montre l’équation (4.56), le modèle fournit, au niveau des premières barrettes, un titre supérieur à 1. Pour parer à ce problème, un titre maximum de 0,96 a été fixé. Ce titre correspond à la valeur imposée au niveau des premières barrettes par le modèle de Jin (2006), présenté Annexe C. Le titre est donc de 0,96 au niveau des cinq premières barrettes dans la plupart des cas, ce qui explique les distributions obtenues.

La différence observée peut également être une conséquence de l’utilisation de la corrélation de Ghajar et Tang (2009), décrite équation (4.111). Une sous-estimation de l’augmentation du coefficient d’échange thermique avec le titre pourrait, en effet, l’expliquer.

4.2.2 Confrontation des résultats numériques à des résultats expérimentaux dans le cas du R-134a

L’un des objectifs de la thèse était d’étudier la distribution de fluide frigorigène. Le manque de temps n’a finalement pas permis de caractériser le dispositif. Les résultats de simulation obtenus dans le cas de l’évaporation d’un fluide frigorigène n’ont donc pas pu être comparés à nos propres résultats expérimentaux. Pour combler ce manque, les résultats obtenus à partir de la simulation ont été comparés à des résultats expérimentaux issus de la littérature.

4.2.2.1 Comparaison des températures de surface

La première étude ayant servi de référence est issue des travaux de Bielskus (2011). L'échangeur utilisé, présenté figure 4.14, est composé d'un distributeur et d'un collecteur de section circulaire, connectés à 34 barrettes de mini-canaux. Celles-ci sont insérées dans le distributeur et le collecteur jusqu'à mi-diamètre. Le fluide frigorigène utilisé est le R-134a. Bielskus (2011) présente dans ses travaux la cartographie des températures de la surface frontale de l'évaporateur.



FIGURE 4.14 – Evaporateur à mini-canaux utilisé par Bielskus (2011)

En se basant sur une géométrie identique à celle utilisée par Bielskus (2011), dont les dimensions sont présentées tableau 4.3, la simulation de l'évolution de la température de paroi de l'ensemble des barrettes pour deux configurations, en U et en Z, a été menée. Les paramètres d'entrée sont présentés tableau 4.4.

TABLEAU 4.3 – Dimensions de l'échangeur utilisé par Bielskus (2011)

Paramètre	Valeur
Pincement entre les ailettes [mm]	1,3
Hauteur des ailettes [mm]	7,9
Profondeur des ailettes [mm]	21,3
Epaisseur des ailettes [mm]	0,1
Angle des persiennes [°]	27
Pincement entre les persiennes [mm]	1,4
Hauteur des persiennes [mm]	6,6
Nombre de barrettes	34
Pincement entre les barrettes [mm]	9,8
Profondeur des barrettes [mm]	18,8
Longueur des barrettes [mm]	275
Epaisseur des barrettes [mm]	1,9
Nombre de canaux par barrette	19
Diamètre hydraulique [mm]	0,77
Diamètre du distributeur / collecteur [mm]	20,3

Configuration en U Les résultats obtenus expérimentalement et par simulation pour la configuration en U sont présentés figure 4.15. D'un point de vue qualitatif, la zone de haute température située sur la partie gauche de l'échangeur est bien prédite par le modèle. La largeur de cette zone, correspondant au nombre de barrettes fortement alimentées en vapeur, est toutefois sous-estimée.

TABLEAU 4.4 – Paramètres d’entrée du modèle, Bielskus (2011)

Paramètre	Valeur	
	U	Z
Configuration	U	Z
Densité de flux massique du fluide frigorigène [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$]	75,4	76,9
Titre [-]	0,3	0,3
Température du fluide frigorigène [$^{\circ}\text{C}$]	9,4	9,2
Température de l’air [$^{\circ}\text{C}$]	40,8	40,7
Débit volumique d’air [$\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$]	0,21	0,21

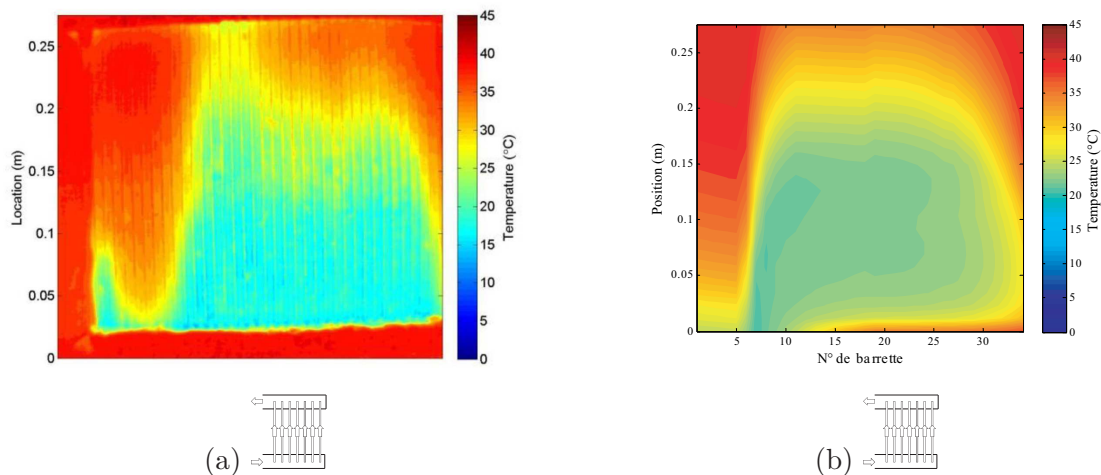


FIGURE 4.15 – Cartographie des températures de surface obtenue expérimentalement par Bielskus (2011) (a) et fournie par la simulation (b) dans le cas d’une configuration en U

Cette différence est liée au modèle de distribution des phases. En effet, comme précisé plus haut, le titre au niveau des premières barrettes est plafonné à une valeur de 0,96. Une grande partie de la vapeur est donc concentrée dans cette première partie de l’échangeur. Les résultats expérimentaux semblent suggérer un titre moins élevé au niveau des premières barrettes, et un nombre de barrettes fortement alimentées en vapeur plus grand.

Cette assertion est appuyée par le fait que la température du coin inférieur gauche, mesurée expérimentalement, est inférieure à celle prédite par le modèle. Cela suppose des coefficients d’échange convectif plus élevés. Dans le cas de la simulation, le titre du fluide au niveau des premières barrettes est de 0,96. Cela implique des coefficients d’échange internes faibles. Les températures obtenues expérimentalement au niveau des premières barrettes laissent donc présumer des titres inférieurs.

Une autre similitude entre les deux séries de résultats est la présence d’une zone à température élevée dans le coin supérieur droit. Cette élévation de température est révélatrice d’une zone de vapeur pure. La configuration obtenue est une conséquence de la diminution des débits le long de l’échangeur. En effet, une fois passées les premières barrettes fortement alimentées en vapeur, le titre chute brutalement. Les vingt à vingt-cinq dernières barrettes sont alimentées avec un titre très faible. La longueur de tube nécessaire à l’évaporation totale du fluide dépend donc principalement du débit.

Toutefois, les contours de cette zone, en particulier vers le milieu de l’échangeur, diffèrent. Il semblerait qu’expérimentalement, le débit soit légèrement plus important entre les barrettes 12 et 16. Etant donnée la faible différence observée, celle-ci pourrait être liée aux pertes de pression dans le distributeur ou dans le collecteur. Un tel comportement pourrait en effet résulter d’une surestimation des pertes de pression d’un fluide diphasique au niveau d’une jonction T. Afin d’égaliser les pertes de charge, l’algorithme d’optimisation serait donc contraint d’imposer des

débites suffisamment faibles pour obtenir une évaporation presque complète.

Une décroissance en température sur la partie inférieure de l'échangeur, au milieu et à gauche, obtenue par simulation, n'est pas constatée expérimentalement. Cette observation en amène une autre : la température de surface obtenue expérimentalement est homogène sur une grande partie de l'échangeur. Cela semble supposer que le modèle sous-estime les coefficients d'échange internes.

D'un point de vue quantitatif, il apparaît, comme relevé plus haut, que le nombre de barrettes fortement alimentées en vapeur est sous-estimé. Toutefois, le modèle fournit des résultats satisfaisants en ce qui concerne les niveaux de température. En effet, la température obtenue sur la majeure partie de la surface oscille entre 17 °C et 20 °C d'après les résultats expérimentaux, tandis que le modèle fournit une température d'environ 22 °C. La température mesurée est celle de la surface frontale, donc principalement des ailettes. La température des barrettes serait plus de l'ordre de 20 °C, celle des ailettes de 17 °C. La différence entre les valeurs numériques et expérimentales est donc faible.

Configuration en U Dans le cas de la configuration en Z, les résultats sont présentés figure 4.16. La même tendance est observée en entrée, à savoir une forte alimentation en vapeur des premières barrettes qui se traduit par une rapide augmentation de la température de paroi. Toutefois, trois différences relevées dans le cas de la configuration en U sont également vraies dans le cas de la configuration en Z : le nombre de barrettes fortement alimentées en vapeur est sous-estimé, une température importante est prédite en sortie de distributeur sur la seconde moitié de l'échangeur et la variation de température au cours de la vaporisation est surestimée. Les mêmes raisons seront donc invoquées, à savoir une surestimation des titres au niveau des premières barrettes et une sous-estimation des coefficients d'échange internes. De plus, dans ce cas de figure, l'augmentation de température prédite par le modèle dans le coin supérieur gauche est surestimée. Cette différence peut être simplement due à une légère sous-estimation du débit dans les dernières barrettes.

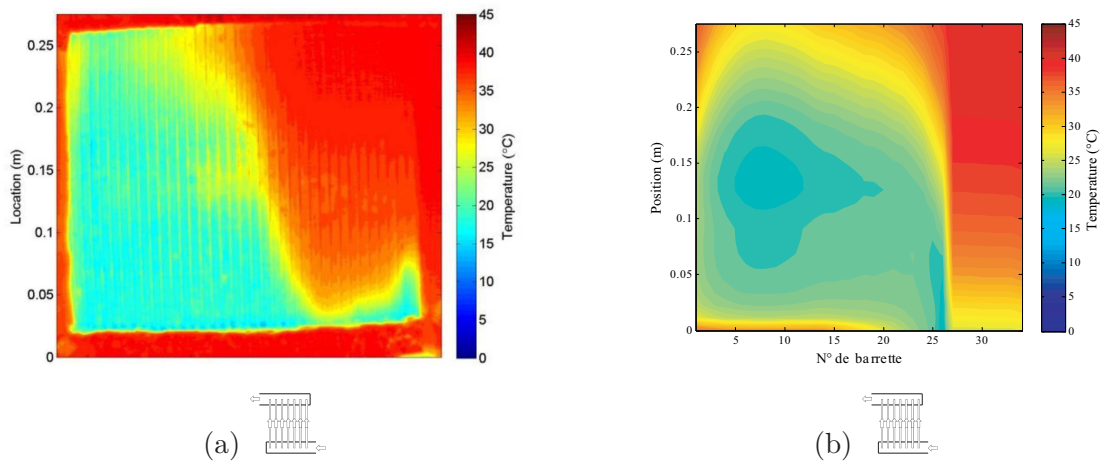


FIGURE 4.16 – Cartographie des températures de surface obtenue expérimentalement par Bielskus (2011) (a) et fournie par la simulation (b) dans le cas d'une configuration en Z

D'un point de vue quantitatif, le modèle prédit relativement bien les températures de paroi. Ainsi, une température allant de 17 °C à 20 °C est observée expérimentalement sur une grande partie de la surface d'échange, tandis que le modèle fournit une température de 20 °C. Or, comme cela a été relevé plus haut, la température de 17 °C semble être celle des ailettes, celle de 20 °C correspondant aux barrettes.

En conclusion, le modèle prédit de façon satisfaisante la distribution des températures en paroi. De manière quantitative, pour les deux configurations étudiées, les valeurs numériques

et expérimentales sont proches. L'allure générale est également conservée. Afin d'avoir une idée plus précise de la justesse du modèle du point de vue de la distribution des phases en entrée, les résultats de distribution de liquide et de vapeur ont été confrontés à des valeurs expérimentales. Cette comparaison fait l'objet de la section suivante.

4.2.2.2 Comparaison des distributions de liquide et de vapeur

Les résultats obtenus par Vist et Pettersen (2004) pour du R-134a ont également été utilisés à des fins de comparaison. L'échangeur, représenté figure 4.17, est composé d'un distributeur, d'un collecteur et de dix tubes cylindriques. Les auteurs ont étudié l'influence de plusieurs paramètres sur les distributions de liquide et de vapeur.

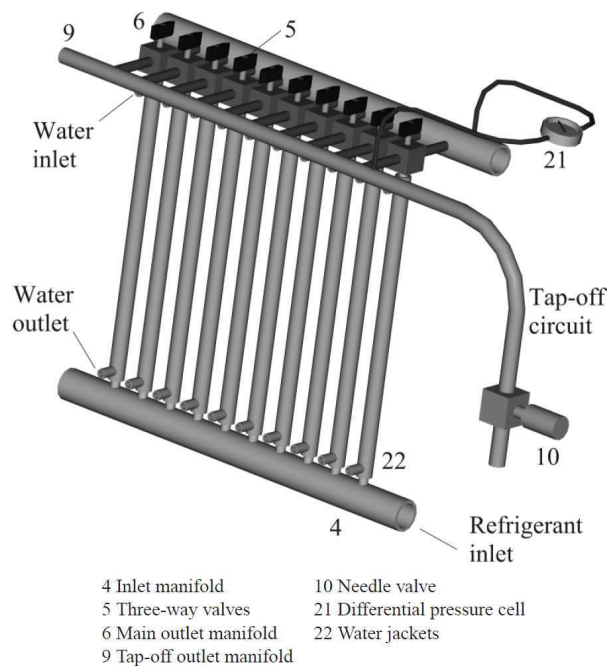


FIGURE 4.17 – Schéma de l'évaporateur utilisé par Vist et Pettersen (2004)

De l'eau, circulant dans la double enveloppe qui entoure chacun des tubes, provoque l'évaporation du R-134a. Les paramètres géométriques sont présentés tableau 4.5 et les paramètres d'entrée tableau 4.6. Les auteurs ont étudié l'influence de la densité de flux massique, de la température d'entrée de l'eau et du titre massique sur les distributions de liquide et de vapeur. Les valeurs par défaut sont respectivement de $82,9 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, $50 \text{ }^\circ\text{C}$ et $0,28$.

TABLEAU 4.5 – Dimensions de l'échangeur utilisé par Vist et Pettersen (2004)

Paramètre	Valeur
Nombre de tubes	10
Pincement entre les tubes [mm]	21
Longueur des tubes [mm]	900
Diamètre des tubes [mm]	4
Diamètre de la double enveloppe [mm]	8
Diamètre du distributeur / collecteur [mm]	16

Influence de la densité de flux massique Dans un premier temps, les auteurs ont comparé l'influence de la densité de flux massique en entrée sur les distributions de liquide et de vapeur.

TABLEAU 4.6 – Paramètres d’entrée du modèle, Vist et Pettersen (2004)

Paramètre	Valeur
Configuration	U
Densité de flux massique du fluide frigorigène [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$]	62,2-103,6
Titre [-]	0,11-0,50
Température du fluide frigorigène [$^{\circ}\text{C}$]	29,5
Température de l’eau [$^{\circ}\text{C}$]	40-60
Débit massique d’eau [$\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$]	500

La comparaison des résultats expérimentaux à nos résultats de simulation est présentée figure 4.18.

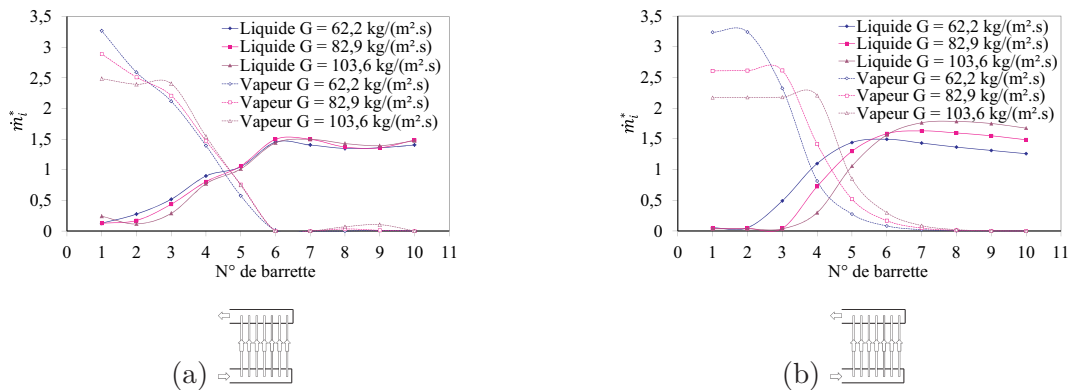


FIGURE 4.18 – Distributions de liquide et de vapeur pour plusieurs densités de flux massique obtenues expérimentalement par Vist et Pettersen (2004) (a) et fournies par la simulation (b)

Concernant la phase vapeur, les deux séries de résultats présentent des similitudes. La part de vapeur reçue par le premier tube décroît avec l’augmentation du débit. Les tubes 6 à 10 reçoivent très peu de vapeur. Par contre, comme cela a été évoqué plus haut, la distribution de vapeur au niveau des premiers tubes présente un palier, qui s’étend à mesure que croît la densité de flux massique. Cette distribution est une conséquence directe du modèle de séparation des phases. Ces paliers correspondent à un titre de 0,96 en entrée. Ainsi, le débit total de vapeur est majoritairement distribué dans un nombre de barrettes qui croît avec la densité de flux massique.

Pour ce qui est de la distribution de liquide, les allures sont sensiblement identiques. Les différences se situent principalement au niveau de l’influence du débit. Les résultats expérimentaux montrent que celui-ci influe peu sur la distribution. D’un autre côté, la simulation prédit une augmentation de l’alimentation des derniers tubes aux dépens des premiers. De nouveau, le modèle de séparation des phases peut être mis en cause. L’augmentation de la distribution de liquide débute avec la chute de celle de vapeur. Or, expérimentalement, la distribution de vapeur est globalement conservée, quel que soit la densité de flux massique. La différence de comportement de la phase liquide est donc une conséquence de la différence de comportement de la phase vapeur.

Influence de la température de l’eau Intéressons-nous à présent à l’influence de la température d’entrée de l’eau sur la distribution. La comparaison des résultats expérimentaux et obtenus par simulation est présentée figure 4.19.

L’influence de la température sur la distribution de la vapeur au niveau du premier tube est de nouveau bien anticipée. La simulation prédit, toutefois, la formation d’un palier au niveau des

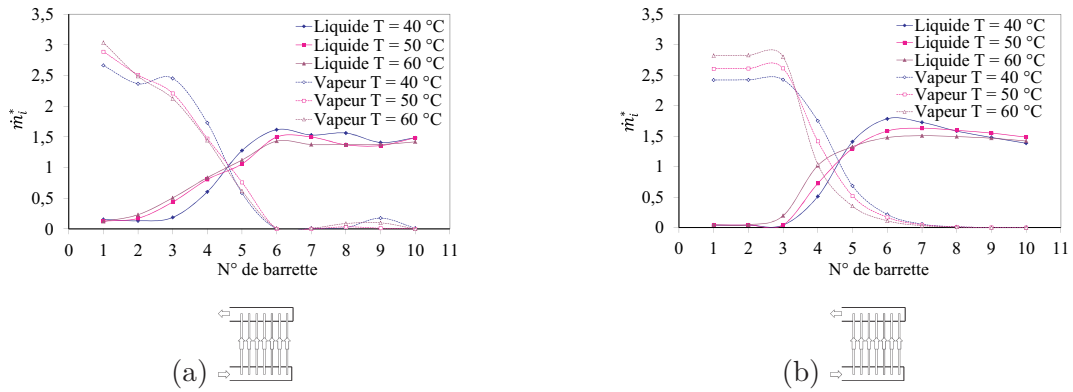


FIGURE 4.19 – Distributions de liquide et de vapeur pour plusieurs températures d'entrée d'eau obtenues expérimentalement par Vist et Pettersen (2004) (a) et fournies par la simulation (b)

trois premiers tubes, qui n'apparaît pas lors de l'expérience. Les allures des courbes au niveau des tubes 6 à 10 sont, par contre, similaires.

La température de l'eau en entrée, contrairement à la densité de flux massique de fluide frigorigène, n'influe pas sur la distribution des titres autrement que par un léger ajustement des débits. Le palier observé s'étend sur trois barrettes, indépendamment de la température de l'eau. La distribution globale varie peu, et présente un comportement conforme aux résultats expérimentaux.

Les deux approches fournissent une distribution de liquide comparable. La seule réelle différence entre les deux séries de résultats réside dans la formation d'un palier au niveau des trois premiers tubes. Il n'est observé expérimentalement que pour une température d'eau en entrée de 60 °C. Ce palier est une conséquence de celui évoqué plus haut pour la phase vapeur.

Influence du titre Enfin, Vist et Pettersen (2004) se sont intéressés à l'influence du titre. La comparaison des résultats est présentée figure 4.20.

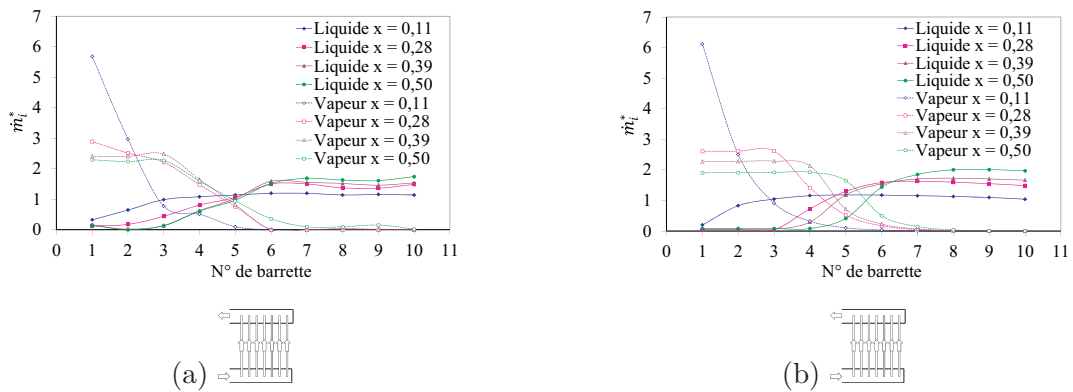


FIGURE 4.20 – Distributions de liquide et de vapeur pour plusieurs titres en vapeur obtenues expérimentalement par Vist et Pettersen (2004) (a) et fournies par la simulation (b)

La comparaison des résultats sur l'influence du titre sur la distribution de vapeur est globalement satisfaisante. Pour le titre le plus faible, les deux séries de résultats présentent des allures similaires. La quantité de vapeur n'est pas suffisante pour former un palier, la première barrette est donc la seule à se voir attribuer un titre de 0,96. Les paliers de distribution apparaissent et s'étendent avec l'augmentation du titre. L'étendue de ces paliers est surestimée, mais les résultats expérimentaux révèlent bien leur existence. Cette différence est probablement liée à la

valeur de 0,96, fixée comme maximum. Au vu des résultats expérimentaux, la valeur plafond devrait croître avec le débit, réduisant ainsi le nombre de tubes concernés.

L'influence du titre sur la distribution de la phase liquide est prédite de façon satisfaisante par le modèle. Toutefois, l'augmentation de la distribution de liquide le long du distributeur est tardive et trop brutale. Ainsi, le nombre de tubes sous-alimentés en liquide est légèrement sous-évalué pour un titre supérieur à 0,11. Cette différence est, une fois de plus, une conséquence de la distribution de vapeur, et donc du modèle de séparation des phases.

De manière générale, la modélisation permet d'obtenir des distributions de liquide et de vapeur satisfaisantes. Bien que le modèle de distribution tende à fournir des paliers de distribution au niveau des premiers et derniers tubes, il apparaît que ce comportement est proche de celui observé expérimentalement. Par ailleurs, quel que soit le paramètre étudié, les deux séries de résultats présentent des ordres de grandeur comparables.

4.3 Conclusion sur la modélisation

Ces premiers résultats ont permis de valider le modèle. Dans le cas du mélange eau-air, la configuration de la distribution des échanges est correctement prédite. Les valeurs minimales et maximales obtenues avec la simulation ne correspondent toutefois pas à celles obtenues expérimentalement.

Dans le cas d'un fluide frigorigène en cours d'évaporation, la comparaison des températures de surface simulées à des résultats expérimentaux est satisfaisante. Le principal point faible semble être une sous-estimation des coefficients d'échange thermique du fluide à l'état diphasique. Pour obtenir de meilleurs résultats, une corrélation plus adaptée, prenant par exemple en compte l'effet de confinement, pourra remplacer celle implémentée dans le modèle. Ce changement se fera toutefois au prix d'une augmentation du temps de calcul.

Concernant les distributions de liquide et de vapeur, les résultats de simulation concordent avec l'expérimentation. Toutefois, le modèle de séparation des phases, relativement simple, mériterait d'être amélioré. En effet, ce modèle est au cœur de la plupart des différences observées entre simulation et expérimentation.

Malgré les quelques écarts cités précédemment, cette simulation a été validée dans le cas d'un évaporateur. La simulation offre la possibilité de vérifier l'influence de plusieurs paramètres, tels que la profondeur d'intrusion des barrettes, leur nombre et le diamètre du distributeur et du collecteur, sur la distribution. L'amélioration de la distribution au moyen de systèmes pourrait également faire l'objet de simulations. L'ajout d'un modèle de corps poreux dans le distributeur pourrait, par exemple, être étudié.

Conclusions générales et perspectives

Cette thèse est l'aboutissement des travaux menés sur la caractérisation de la distribution d'un fluide diphasique dans un évaporateur. Plusieurs tâches ont été définies et réalisées du fait de la multiplicité des critères à prendre en compte : études existantes, définition d'un protocole de mesure, définition d'un outil d'expérimentation et simulation numérique.

Une étude bibliographique sur la distribution d'un fluide diphasique dans un échangeur de chaleur à mini-canaux a mis en évidence la forte influence des paramètres de fonctionnement et de la géométrie sur ses performances. De nombreux travaux antérieurs ont porté sur l'optimisation de la distribution. Parmi ceux-ci, la modification de l'orientation de l'alimentation permet, notamment, de l'améliorer. D'autres modifications visent à briser l'élan de la phase liquide. L'utilisation d'atomiseurs et l'insertion d'obstacles dans le distributeur améliorent sensiblement la distribution. La littérature fournit un grand nombre de méthodes de mesure de la distribution, mais les bancs d'essai développés sont souvent complexes et modifient les conditions opératoires.

Une méthode destinée à mesurer les coefficients de transfert convectif dans un tube d'échangeur de chaleur a été développée. Cette méthode est basée sur la mesure par thermographie infrarouge de la réponse en température de la paroi d'un tube à la modulation d'un flux de chaleur généré par effet Joule. Elle a permis de dresser une cartographie des échanges sur l'ensemble de la surface d'un échangeur. La mesure des coefficients d'échange basée sur une source de chaleur modulée présente l'avantage d'être non intrusive. Elle permet également d'obtenir, de manière quasi instantanée, les coefficients d'échange, grâce à la simplicité du modèle analytique développé pour les mini-canaux.

Cette méthode est applicable à tout échangeur de type tubes et ailettes, quel que soit le fluide. L'application à un échangeur réel nécessitera une adaptation du modèle, de façon à prendre en compte les échanges convectifs externes. Ainsi, des perspectives d'application à un évaporateur connecté à une machine frigorifique sont envisageables afin de caractériser la distribution en régime établi et transitoire. Son application à des échangeurs réels renseignerait sur l'influence d'un grand nombre de paramètres, tels que l'orientation de l'échangeur ou le circuitage, sur la distribution des échanges. Ainsi, des gains sur l'efficacité énergétique des échangeurs de chaleur sont certainement envisageables.

Des essais de mesure des coefficients de transfert thermique ont été menés dans le cas d'un tube de section circulaire et d'une barrette de mini-canaux. Les valeurs relatives des coefficients d'échange thermique sont correctement mesurées et la transition du régime laminaire au régime turbulent est parfaitement identifiée. L'utilisation de la thermographie infrarouge a permis de mesurer la distribution des échanges sur toute la surface d'un échangeur.

L'influence de l'orientation de l'échangeur et du débit sur la distribution a été évaluée dans le cas d'un fluide monophasique. La distribution obtenue révèle certaines hétérogénéités, principalement liées à la conception de la maquette. La distribution des coefficients d'échange a ensuite été mesurée dans le cas d'un fluide diphasique, pour toute une gamme de débits et de titres et pour plusieurs orientations. Au vu des résultats, la distribution serait principalement gouvernée par l'inertie de la phase liquide.

A partir de cette observation, et des conclusions tirées de la bibliographie, des essais exploratoires ont été menés sur l'influence de l'intrusion d'un corps poreux dans le distributeur sur la distribution des coefficients d'échange. Le corps poreux permet de casser l'élan de la phase liquide par une dispersion du fluide et assure le mélange des phases.

Les résultats obtenus ont montré qu'au delà de l'amélioration de la distribution observée, la dépendance de la distribution des échanges au débit et au titre est amortie. Cette solution semble d'autant plus prometteuse que les pertes de pression engendrées par le corps poreux sont très faibles comparées à celles attribuées aux mini-canaux. Cette étude a donc permis de démontrer qu'il est possible d'améliorer la distribution du fluide dans un échangeur via l'insertion d'un corps poreux. Des recherches sur la sélection d'un matériau poreux, et en particulier sur sa porosité, doivent être menées afin de limiter les pertes de charge et d'améliorer la distribution.

Cette thèse n'est que le premier pas de l'analyse d'un échangeur complet. Grâce aux résultats obtenus, un pilote expérimental, représentatif d'un échangeur de chaleur à mini-canaux industriel, a été mis au point au cours de la thèse. Il se compose de deux maquettes d'échangeur composées de trente barrettes, présentées Annexe J. Celles-ci ont été conçues de façon à pouvoir étudier l'influence de plusieurs paramètres, parmi lesquels :

- la configuration de l'échangeur, en U ou en Z ;
- l'orientation des tubes d'entrée et de sortie, dans le prolongement du distributeur / collecteur ou perpendiculaire à ceux-ci ;
- la profondeur d'intrusion des barrettes, nulle ou jusqu'à mi-diamètre.

Les distributeurs et collecteurs sont composés de deux parties, de façon à pouvoir introduire des dispositifs de mélange des phases. L'effet de l'intrusion d'un corps poreux ou d'un dispositif de dispersion pourra ainsi être étudié, de même que l'influence de la longueur du distributeur et du collecteur.

Le distributeur et le collecteur ont été réalisés en PVC transparent, de façon à permettre la visualisation de l'écoulement. Enfin, parmi les essais prévus ultérieurement figure l'étude de la distribution d'un fluide frigorigène à l'état diphasique. Les deux échangeurs supportent pour cela une pression interne de 7 bar.

Cette étude a permis de montrer la faisabilité de la méthode de mesure de la distribution à l'aide d'une caméra infrarouge. Nous pouvons désormais passer à l'étape suivante, qui est l'étude d'un échangeur à trente barrettes.

Parallèlement aux travaux expérimentaux, un modèle analytique de la distribution d'un fluide diphasique dans un évaporateur, basé sur l'équilibrage des pertes de charge sur l'ensemble des circuits parcourus par le fluide, a été développé. La confrontation à des résultats expérimentaux issus de la littérature a permis de valider le modèle dans le cas d'un mélange eau-air et du fluide frigorigène R-134a. Un tel outil offre un grand nombre de possibilités. L'influence sur la distribution de paramètres tels que le nombre de barrettes, la profondeur d'intrusion ou encore la géométrie des distributeurs et collecteurs peut ainsi être évaluée.

Le modèle développé au cours de la thèse se limite à une seule orientation de l'échangeur. Le modèle de séparation des phases utilisé, bien que perfectible, fournit des résultats satisfaisants. La simulation du comportement de l'échangeur pour d'autres orientations nécessitera des recherches bibliographiques, ou le développement de modèles adaptés.

La modélisation d'un corps poreux, ou de la dispersion du fluide dans le distributeur, pourra également être implémentée. Le modèle développé fournit un outil fiable pour l'étude de l'influence d'un grand nombre de paramètres géométriques. Il pourra être utilisé, en particulier, pour caractériser la distribution dans les échangeurs de chaleur de plus grande puissance, pour lesquels la problématique est accrue.

A l'issue de cette thèse, tous les outils sont disponibles pour « l'Optimisation d'un évaporateur à mini-canaux par la maîtrise de la distribution en fluide frigorigène ».

Valorisation de la thèse

Article de revue scientifique à comité de lecture

IR thermography measurement of convective heat transfer coefficients in a horizontal pipe with periodic excitation by Joule effect. (soumis)

P. Leblay, J.-F. Henry, D. Caron, D. Leducq, A. Bontemps et L. Fournaison

International Journal of Thermal Sciences

Articles de congrès

Two-phase flow distribution in the header of a compact heat Exchanger.

P. Leblay, D. Leducq, L. Fournaison et A. Bontemps

2nd IIR Workshop on Refrigerant Charge Reduction, Stockholm, Suède, 2010

Infrared Thermography applied to measurement of Heat transfer coefficient of water in a pipe heated by Joule effect.

P. Leblay, J.-F. Henry, D. Caron, D. Leducq, A. Bontemps et L. Fournaison

11th Quantitative InfraRed Thermography, Naples, Italie, 2012

IR thermography measurement of convective heat transfer coefficients with periodic excitation by joule effect applied to the estimation of compact heat exchanger efficiency.

P. Leblay, J.-F. Henry, D. Caron, D. Leducq, A. Bontemps et L. Fournaison

3rd IIR Workshop on Refrigerant Charge Reduction, Valence, Espagne, 2012

Annexes

Annexe A

Bilan des géométries et paramètres étudiés

Ref.	Fluide	Conditions opératoires	Orientation du (ou des) tube(s) d'alimentation (nombre) / Diamètre interne / Longueur [mm]	Orientation du distributeur / Orientation de l'écoulement dans les canaux	Géométrie du distributeur / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Géométrie des tubes / Nombre de canaux / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Pincement entre les tubes / Profondeur d'insertion [mm]
Ahmad <i>et al.</i> (2009)	HFE 7100	$G = 70 - 400$ $x = 0,05 - 0,45$ $T = 333$ $p = 0,9 - 1,2$	Co / 17,3 / 1 600	DH / CVD; DH / CH; DH / CVA	C / 50; 30; 17,3 / 127	P / 8 / 3,846 / 235	10 / 0
Bernoux (2000)	R-113	$G = 35 - 100$ $x = 0,1 - 0,8$ $T = 313 - 343$	Co / 17,3; 50 / 1 600	DH / CVD	C / 50 / 96	P / 4; 8 / 3,85 / 100	10 / 0
Bielskus (2011)	R-134a	$\dot{m} = 0,0098 - 0,0290$ $x = 0,0 - 0,3$ $T_{\text{air}} = 25 - 40$	Co / /	DH / CVA	C / 16 /	/ 34x19 / 0,77 / 900	9,8 / 0,5 <i>D</i>
Bowers <i>et al.</i> (2006)	R-134a	$\dot{m} = 0,015 - 0,035$ $x = 0 - 0,35$ $p = 8 - 29$ $T = 295 - 338$	Pe (4) / / 89; 267	DH / CVD	C / 20,42 / 482,6	P / 15x6 / 1,54 / 317,5	9,9 / 5,6; 10,2; 14,7 ¹
Canière <i>et al.</i> (2006)	Eau-air	$\dot{V}_l = 0,0017 - 0,4667$ $\dot{V}_v = 0,0017 - 5,0000$	Co / 8,8 (deux canaux); 25,4 (six canaux) /	DH-DV / CH-CVA ²	C / Dext = 100 / Lext = 150	C / 2; 6 / 8,8 /	/

Suite sur la page suivante

1. Une intrusion croissante ou décroissante dans le sens de l'écoulement a également été expérimentée. Les variations sont comprises entre 5,6 mm et 14,7 mm.
2. Le distributeur est un cylindre dont l'axe est parallèle à ceux des canaux. L'angle de l'ensemble peut varier de 0 ° à 90 °. Trois cas sont étudiés : deux canaux alignés horizontalement (pour un angle de 0 °), deux canaux alignés verticalement (une fois encore pour un angle de 0 °) et six canaux.

Ref.	Fluide	Conditions opératoires	Orientation du (ou des) tube(s) d'alimentation (nombre) / Diamètre interne / Longueur [mm]	Orientation du distributeur / Orientation de l'écoulement dans les canaux	Géométrie du distributeur / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Géométrie des tubes / Nombre de canaux / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Pincement entre les tubes / Profondeur d'insertion [mm]
Cho et Cho (2004)	R-22	Adiabatique $G = 60$ $x = 0,1 - 0,3$ $T = 280$ $p = 6,22$	Pe; Co; In / 9,52 /	DVA / CH; DH / CH	C / 19,4 / 148	P / 15x8 / 1,32 / 617 /	/
Cho et Cho (2006)	R-22	Adiabatique et non adiabatique $\dot{m} = 0,0183$ $x = 0,1 - 0,3$ $T = 10$ (adiabatique) $\dot{m} = 0,0383 - 0,0433$ $x = 0,1 - 0,2$ $T = 280$ (non adiabatique)	Pe; Co; In / 9,52 (adiabatique) /; Pe (3; 6) / /	DVA / CH; DH / CH (adiabatique); DH / CV; DH / CIA (de 0 ° à 15 °) (non adiabatique)	C / 19,4 / 148 (adiabatique); 429 (non adiabatique) P / 15x8 / 1,3 / 617 (adiabatique);	P / 41x8 / 1,3 / 624 (non adiabatique)	/
Fei <i>et al.</i> (2002)	R-134a	Adiabatique $\dot{m} = 20 - 60$ $x = 0 - 0,3$	Co / 10 / 120	DH / CVD	/ / 67	C / 5 / /	/ 0
Fei et Hrnjak (2004)	R-134a	Adiabatique $G = 10 - 100$ $x = 0 - 0,4$	Co / 6; 8,7; 12; 15,3 / 120; Co / 3,2; 6,4; 9,5 / 120; Co / 1 / 120	DH / CVD	PC / / 305; / / 67	C / 5 / /; P / 5 / /	/ 0
Horiki et Osakabe (1999)	Eau-air	Adiabatique $v_{sup,1} = 0,054 - 0,100$	Co / / 600	DH / CVA	PC / 40 / 390	C / 4 / 10 / 585; 800; 1 000	130 / 0; 20; 30
Hwang <i>et al.</i> (2007)	R-134a	$\dot{m} = 0,030 - 0,060$ $x = 0,15 - 0,45$ $T = 280,2$ $\dot{Q} = 5$	Co; Pe / /	DH /	/ /	P / 30x6 / 1,7 / 1 000	2,86 (pincement entre barrettes 10) / 9,5
Hwang <i>et al.</i> (2007)	R-410a	$\dot{m} = 0,030 - 0,060$ $x = 0,3$ $T = 280,2$ $\dot{Q} = 0 - 10$	Co; Pe / / 190	DH / CVA	/ 19 /	P / 18x6; 24x6; 30x6 / 1,7 / 1 000	2,86 (pincement entre barrettes 8; 10; 12) / 9,5
Kim et Sin (2006)	Eau-air	Adiabatique $G = 70 - 200$ $x = 0,2 - 0,6$	Co / 17 / 1 000	DH / CVD; DH / CVA	C / 17 / 400	P / 30x8 / 1,32 /	1,89 (pincement entre barrettes 9,8) / 0; 4,25 (0,25 D); 8,5 (0,5 D)
Kim et Lee (2006)	R-134a	$G = 70 - 400$ $x = 0,2 - 0,6$	Co / 17 / 1 000	DH / CVD; DH / CVA	C / 17 / 400	P / 10 / 1,32 / 910	1,89 (pincement entre barrettes 9,8) / 0; 8,5 (0,5 D)
Kim <i>et al.</i> (2007)	R-134a	$G = 70 - 400$ $x = 0,2 - 0,6$	Co / 17 / 1 000	DH / CVD; DH / CVA	C / 17 / 150	P / 10x8 / 1,32 / 910	1,89 (pincement entre barrettes 9,8) / 0; 8,5 (0,5 D)

Suite sur la page suivante

Ref.	Fluide	Conditions opératoires	Orientation du (ou des) tube(s) d'alimentation (nombre) / Diamètre interne / Longueur [mm]	Orientation du distributeur / Orientation de l'écoulement dans les canaux	Géométrie du distributeur / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Géométrie des tubes / Nombre de canaux / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Pincement entre les tubes / Profondeur d'insertion [mm]
Koyama <i>et al.</i> (2006)	R-134a	$G = 130$ $x = 0, 1 - 0, 4$ $T = 294$	Co / /	DH / CVA	C / 9 /	C / 6x6 / 0,85 /	1,5 / 4,5 (0,5 D); 0-6,075 (0 D -0,675 D) ³
Lee et Lee (2004)	Eau-air	Adiabatique $G = 54 - 134$ $x = 0, 2 - 0, 5$ $p = 0, 5 - 1, 0$	Co / PC 24x24 / 1 650	DVA / CH	PC / 24 / 20,8	P / 6 / 3,33 / 500	11,4 / 0; 1; 2; 3; 4; 5; 6; 12
Lee (2009b)	Eau-air	Adiabatique $v_{sup,l} = 0, 08 - 0, 28$ $v_{sup,v} = 13, 2 - 21, 4$ $x = 0, 15 - 0, 25$	Co / PC 8x8 / 1 000	DVA / CH	PC / 8 /	P / 2 / 1,78 / 300	9-49 / 0
Lee (2009a)	Eau-air	Adiabatique $G = 70 - 165$ $x = 0, 3 - 0, 7$ $p = 1, 5 - 2, 0$	Co / / 1650	DVA / CH	PC / 14 / 171	P / 30; 30x6 / 2,498; 1,570 / 690	9,8 / 0; 6; 12
Marchitto <i>et al.</i> (2008)	Eau-air	Adiabatique $v_{sup,l} = 0, 20 - 1, 20$ $v_{sup,v} = 1, 50 - 16, 50$ $p = 1, 5 - 2, 2$	Co / 26 / 2 000	DH / CVA	C / 26 / 376	P / 16 / 16,364 / 500	18 / 0
Marchitto <i>et al.</i> (2009)	Eau-air	Adiabatique $v_{sup,l} = 0, 20 - 1, 20$ $v_{sup,v} = 1, 50 - 16, 50$ $p = 1, 4 - 4, 5$	Co / 26 / 2 000	DH / CVA	C / 26 / 376	P / 16 / 16,364 / 500	18 / 0
Osakabe <i>et al.</i> (1999)	Eau-air	Adiabatique $v_{sup,l} = 0, 054 - 0, 100$ $Re_l = 2 000 - 4 000$ (avec bulles)	Co / / 600	DH / CVA	PC / 40 / 390	C / 4 / 10 / 585; 800; 1 000	130 / 0
Poggi (2008)	HFE 7100	Adiabatique $G = 41 - 111$ $x = 0, 15 - 0, 90$ (horizontal) $G = 39 - 166$ $x = 0, 15 - 0, 9$ (vertical) $T = 328 - 362$ $p = 0, 85 - 2, 20$	Co / 16 / 1502 (horizontal); 1202 (vertical)	DH / CVD; DVD / CH	C / 16 / 180	P / 8x7 / 0,889 / 235	2 (pincement entre les barrettes 10) / 8 (0,5 D)
Pustyl-nik <i>et al.</i> (2006)	Eau-air	Adiabatique $p = 1$	Pe / /	DH / CIA (0 °à 15 °)	C / 50 /	C / 4 / 26 / 6 000	600 / 0

Suite sur la page suivante

3. Les trois barrettes proches de l'entrée sont insérées de 0,675 D tandis que les trois autres sont affleurantes.

Ref.	Fluide	Conditions opératoires	Orientation du (ou des) tube(s) d'alimentation (nombre) / Diamètre interne / Longueur [mm]	Orientation du distributeur / Orientation de l'écoulement dans les canaux	Géométrie du distributeur / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Géométrie des tubes / Nombre de canaux / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Pincement entre les tubes / Profondeur d'insertion [mm]
Rong <i>et al.</i> (1996)	Eau-air	Adiabatique $v_{\text{sup},1} = 0,015 - 0,241$ $v_{\text{sup},v} = 4,48 - 32,19$	Co //	HH / CVA; HH / CVD ⁴	C //	Canaux constitués de l'assemblage de plaques / 1-5 // 183 C / 4 / 26 / 6 000	/ 0 600 / 0
Taitel <i>et al.</i> (2003)	Eau-air	Adiabatique $\dot{V}_1 = 0,1 - 3,0$ $\dot{V}_v = 0,05 - 3,00$	Pe //	DH / CIA (0 ° à 15 °)	C / 50 /		
Teclemariam <i>et al.</i> (2003)	Eau-air	Adiabatique $\dot{m}_1 = 0,2528 - 0,4893$ $\dot{m}_v = 0,0010 - 0,0162$ (une alimentation) $\dot{m}_1 = 0,2618 - 0,5040$ $\dot{m}_v = 0,0010 - 0,0153$ (deux alimentations) $p = 1,7$	Pe (2) / 36,2; 36,2 ⁵ /	DH / CVD, CID, CH ⁶	C / 38,1 / 484,8	C / 6x52 / 6,4 / 63,5	66,9 / 0
Tompkins <i>et al.</i> (2002)	Eau-air	$G = 50 - 400$ $x = 0 - 0,4$	Pe (4) // // 116,33; 303,78 ⁷	DH / CVD	P / 15,06; 9,46; 6.24 / 560	P / 15x6 / 1,586 / 317,5	9,9 / 0
Vist et Pettersen (2004)	R-134a	$G = 124 - 836$ $\dot{m} = 0,025 - 0,042$ $x = 0,11 - 0,50$ $p = 6,9 - 7,1$ $T_{\text{air}} = 40 - 60$	Co / 16 / 250; 50	DH / CVA; DH / CVD	C / 8; 16 /	C / 10 / 4 /	21 / 0
Watanabe <i>et al.</i> (1995)	R-11	Adiabatique $G = 40 - 120$ (DH / CVA) $G = 440 - 620$ (DVA / CH) $x = 0,0 - 0,3$	Co //	DH / CVA; DVA / CH	/ 20 (DH / CVA); 6 (DVA / CH) /	C / 2-4 (DH / CVA); 3-5 (DVA / CH) / 6 /	/ 0
Webb et Chung (2005)	Eau-air	Adiabatique $\dot{m}_1 = 36,01 - 189,19$ $\dot{m}_v = 87,8 - 240,99$ $x = 0,3 - 0,8$	Co //	DH / CV	Section en D / 32 /	P / 20x11 / 1,3 / 750	2,2 / 0; 4; 10; 15; 20

Suite sur la page suivante

4. Deux types d'échangeurs à plaques sont testés, à obstacles circulaires et à ailettes inclinées. Chacun est formé de deux passes, une ascendante (ou descendante), l'autre descendante (ou ascendante).

5. Les axes des alimentations sont situés à 55,2 mm et à 290,2 mm de l'une des extrémités du distributeur.

6. Les ensembles de canaux sont numérotés de 1 à 6, chacun comprenant deux canaux horizontaux, deux canaux orientés à 45 ° et un canal vertical.

7. Quatre entrées sont connectées perpendiculairement au distributeur, à ses deux extrémités. La longueur du distributeur précédant la première barrette dépend de l'extrémité considérée. D'un côté, la première barrette est située à 116,33 mm de l'alimentation, de l'autre à 303,78 mm. D'autre part, à chaque extrémité, deux alimentations sont situées du côté des barrettes, deux du côté opposé aux barrettes.

Ref.	Fluide	Conditions opératoires	Orientation du (ou des) tube(s) d'alimentation (nombre) / Diamètre interne / Longueur [mm]	Orientation du distributeur / Orientation de l'écoulement dans les canaux	Géométrie du distributeur / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Géométrie des tubes / Nombre de canaux / Diamètre hydraulique / Longueur [mm]	Pincement entre les tubes / Profondeur d'insertion [mm]
Wen <i>et al.</i> (2008)	R-134a	$G = 130 - 145$ $p = 1,735$	Co / /	DH / CH ⁸		C / 13 / 4 / 1 200	/
Yoo <i>et al.</i> (2002)	Eau-air	$G = 39 - 393$ $x = 0,03 - 0,48$	Pe (4) / / 116,33; 303,78 ⁹	DH / CVD; DVA / CH	P / 15,06; 9,46; 6.24 / 560	P / 15x6 / 1,586 / 317,5	9,9 / 0
Zhang <i>et al.</i> (2003)	R-134a	$\dot{m} = 0,015 - 0,035$ $x = 0 - 0,35$	Pe (4) / / 116,33; 303,78 ¹⁰	DH / CVD	P / 15,06; 9,46; 6.24 / 560	P / 15x6 / 1,586 / 317,5	9,9 / 0

Nomenclature : G : flux massique [$\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$]; x : titre massique en vapeur [-]; Re_l : nombre de Reynolds du liquide [-]; Re_v : nombre de Reynolds du gaz [-]; $v_{\text{sup},l}$: vitesse superficielle du liquide [m.s^{-1}]; $v_{\text{sup},v}$: vitesse superficielle du gaz [m.s^{-1}]; \dot{V}_l : débit volumique de liquide [l.s^{-1}]; \dot{V}_v : débit volumique de gaz [l.s^{-1}]; \dot{m} : débit massique [kg.s^{-1}]; \dot{m}_l : débit massique du liquide [kg.s^{-1}]; \dot{m}_v : débit massique du gaz [kg.s^{-1}]; T : température [K]; p : pression d'entrée [bar]; \dot{Q} : flux de chaleur appliqué aux tubes [kW]; DH : distributeur horizontal; DVA : distributeur vertical écoulement ascendant; DVD : distributeur vertical écoulement descendant; CH : canaux horizontaux; CVA : canaux verticaux écoulement ascendant; CVD : canaux verticaux écoulement descendant; CIA : canaux inclinés écoulement ascendant; CID : canaux inclinés écoulement descendant; C : cylindrique; P : parallélépipédique; PC : parallélépipédique de section carrée; Pe : perpendiculaire au distributeur; Co : coaxial au distributeur; In : incliné par rapport au distributeur.

8. Trois types de distributeurs sont testés : un distributeur Venturi, un distributeur Venturi connecté à un tube à micro-ailettes spiralées internes et un distributeur Venturi comprenant un rouleau.

9. Quatre entrées sont connectées perpendiculairement au distributeur, à ses deux extrémités. La longueur du distributeur précédant la première barrette dépend de l'extrémité considérée. D'un côté, la première barrette est située à 116,33 mm de l'alimentation, de l'autre à 303,78 mm. D'autre part, à chaque extrémité, deux alimentations sont situées du côté des barrettes, deux du côté opposé aux barrettes.

10. Deux entrées sont connectées perpendiculairement au distributeur, à ses deux extrémités. La longueur du distributeur précédant la première barrette dépend de l'extrémité considérée. D'un côté, la première barrette est située à 116,33 mm de l'alimentation, de l'autre à 303,78 mm. Les deux alimentations sont situées du côté opposé aux barrettes.

Annexe B

Pertes de pression engendrées par la réunion des courants

Pour les pertes de pression dues à la réunion des courants, dans le cas d'un fluide diphasique, Schmidt et Loth (1994) ont proposé trois modèles de résolution baptisés modèle de coefficient de pertes de pression, modèle de coefficient de contraction et modèle de coefficient de quantité de mouvement. Ces modèles sont dérivés de modèles développés pour un fluide monophasique. Les modèles de coefficient de pertes de pression et de coefficient de quantité de mouvement seront ici présentés.

Le modèle de coefficient de pertes de pression, tout d'abord, repose sur la configuration de l'écoulement présentée figure B.1. Ce modèle est basé sur les hypothèses suivantes :

- le régime d'écoulement est supposée quasi-établi,
- il n'y a ni échange, ni production de chaleur,
- $S_{3b} = S_{3b,1} + S_{3b,2} = S_3$,
- les propriétés thermophysiques du fluide sont supposées constantes,
- la pression est supposée uniforme sur chaque section,
- les forces intervenant sur le contour d'un écoulement n'affectent que les échanges d'énergie mécanique entre les deux écoulements représentés figure B.1.

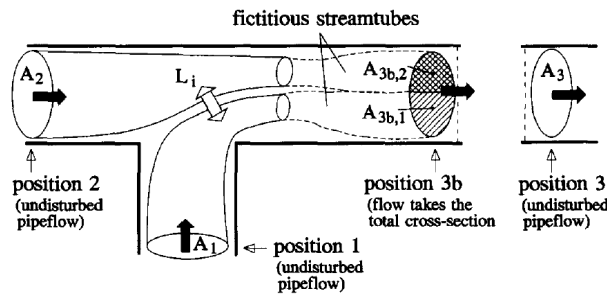


FIGURE B.1 – Configuration de l'écoulement dans le cas du modèle de coefficient de pertes de pression (Schmidt et Loth, 1994)

Schmidt et Loth (1994) précisent que les sections S_{3b} , $S_{3b,1}$ et $S_{3b,2}$ ne sont que des sections fictives, l'expérience montrant que les deux écoulements sont mélangés en ces points. Les pertes de pression entre l'entrée du tube secondaire et du tube principal et la sortie s'expriment donc par :

$$\Delta p_{3-1} = \frac{\rho_{dp,3} v_{dp,3}^2}{2} (1 + \xi_{P,3-1}) - \frac{\rho_{dp,1} v_{dp,1}}{2} F_{\rho} v_{3,1}^3 + \Delta p_{ad} \quad (B.1)$$

et :

$$\Delta p_{3-2} = \frac{\rho_{dp,3} v_{dp,3}^2}{2} (1 + \xi_{P,3-2}) - \frac{\rho_{dp,1} v_{dp,1}^2}{2} + \Delta p_{ad} \quad (\text{B.2})$$

avec Δp_{ad} les pertes de pression additionnelles. En effet, l'écoulement au niveau de la section S_{3b} est plus homogène qu'au niveau de la section S_3 . Les deux phases se séparent de plus en plus à partir de la section S_{3b} . Cette séparation est provoquée par les frottements du fluide avec la paroi. Les pertes de pression sont donc égales à la somme des pertes de pression par frottement et des pertes de pression dues à la variation d'énergie cinétique. Les pertes de pression par frottement s'expriment par :

$$\Delta p_{fr} = \frac{\rho_{dp,3} v_{dp,3}^2}{2} (1 - F_{\rho v^3,3}) \quad (\text{B.3})$$

Les pertes de pressions additionnelles s'expriment par :

$$\Delta p_{ad} = \rho_{dp,3} v_{dp,3}^2 (F_{\rho v^2,3} - 1) + \Delta p_{fr} \quad (\text{B.4})$$

soit :

$$\Delta p_{ad} = \rho_{dp,3} v_{dp,3}^2 (F_{\rho v^2,3} - 0,5 F_{\rho v^3,3} - 0,5) \quad (\text{B.5})$$

Les coefficients de pertes de pression $\xi_{P,3-1}$ et $\xi_{P,3-2}$ sont basés sur des modèles développés pour un fluide monophasique. Ils sont définis comme suit :

$$\xi_{P,3-1} = 2,065 \omega^3 - 4,604 \omega^2 + 4,764 \omega - 0,939 \quad (\text{B.6})$$

et :

$$\xi_{P,3-2} = 0,871 \omega^3 - 2,190 \omega^2 + 1,896 \omega + 0,065 \quad (\text{B.7})$$

En se basant sur un fluide monophasique incompressible en régime turbulent, le ratio des débits ω s'exprime :

$$\omega = \left(1 + \left(\frac{\rho_{dp,2} v_{dp,2}^2 S_2}{\rho_{dp,1} v_{dp,1}^2 S_1} \right)^{1/2} \right)^{-1} \quad (\text{B.8})$$

Les facteurs de correction de l'écoulement $F_{\rho v^3,i}$ et $F_{\rho v^2,i}$ de la section i , proposés par Schmidt et Loth (1994), s'expriment par :

$$F_{\rho v^3,i} = \frac{\dot{m}_i^3 \left(\frac{x_i^3}{\rho_v^2 \epsilon_i^2} + \frac{(1-x_i)^3}{\rho_l^2 (1-\epsilon_i)^2} \right)}{A_i^3 \rho_{dp,i} v_{dp,i}^3} \quad (\text{B.9})$$

et :

$$F_{\rho v^2,i} = \frac{\dot{m}_i^2 \left(\frac{x_i^2}{\rho_v \epsilon_i} + \frac{(1-x_i)^2}{\rho_l (1-\epsilon_i)} \right)}{A_i^2 \rho_{dp,i} v_{dp,i}^2} \quad (\text{B.10})$$

Le modèle de coefficient de quantité de mouvement repose sur la résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans le sens de l'écoulement. La configuration de l'écoulement est présentée figure B.2. Ce modèle ne peut donc être appliqué que pour la détermination des pertes de pression Δp_{3-2} le long de la branche principale. A partir des mêmes hypothèses que pour le modèle du coefficient de contraction, présenté Section 4.1, et en supposant la vitesse dans la branche secondaire normale à la vitesse dans la branche principale, les variations de pression entre la branche principale et la sortie s'expriment par :

$$\Delta p_{3-2} = \left(\rho_{dp,3} v_{dp,3}^2 - \rho_{dp,2} v_{dp,2}^2 \right) \xi_{M,3-2} + \Delta p_{ad} \quad (\text{B.11})$$

De même, à partir des mêmes hypothèses que pour le modèle du coefficient de contraction, le coefficient de quantité de mouvement $\xi_{M,3-2}$ s'exprime :

$$\xi_{M,3-2} = \frac{1 + \xi_{L,3-2} - (1 - \omega)^2}{1 - (1 - \omega)^2} \quad (\text{B.12})$$

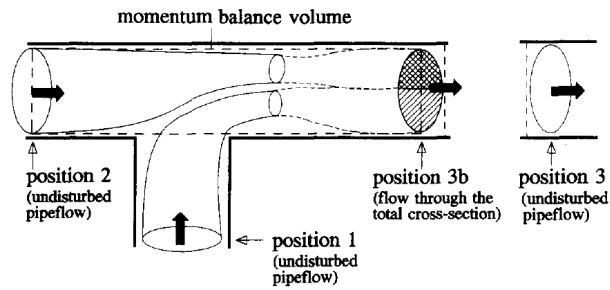


FIGURE B.2 – Configuration de l'écoulement dans le cas du modèle de coefficient de quantité de mouvement (Schmidt et Loth, 1994)

Annexe C

Modèles de séparation des phases

Afin d'évaluer la distribution des titres en gaz le long du distributeur, deux modèles ont été proposés. Le premier, issu des travaux de Jin (2006), correspond à la distribution dans le cas d'un distributeur horizontal et à une alimentation des tubes ascendante. Ce modèle repose sur la division du distributeur en trois parties. La première partie correspond à un rapport de la densité de flux de vapeur locale sur la densité de flux massique de vapeur en entrée supérieur à 0,7. Aux tubes répondant à ce critère est attribué un titre en gaz en entrée de 0,96. Pour un rapport des densités de flux inférieur à 0,2, le titre en gaz attribué est de 0,123. Les tubes ayant des rapports de densité intermédiaire reçoivent un titre en gaz obtenu par interpolation entre 0,9 et 0,1. Cette définition du profil de distribution des titres en gaz augmente sensiblement le temps de convergence lorsqu'il est utilisé en conjonction avec le modèle de distribution des débits massiques. Une simplification de ce modèle a donc été développée par Bielskus (2011).

Au lieu d'un profil de distribution en trois parties requérant une interpolation entre les deux, Bielskus (2011) a proposé un profil en deux parties. Les tubes les plus proches de l'entrée du distributeur se verront attribuer un titre en gaz de 0,7. Les tubes suivants reçoivent également un titre en gaz de 0,7 tant que l'équation de conservation de la masse de vapeur est vérifiée. Lorsque celle-ci n'est plus vérifiée, le titre en vapeur au niveau du tube est considéré équivalent au titre en gaz local dans le distributeur. La méthode peut être décrite sous forme d'équations comme suit :

Si :

$$\dot{m}_{\text{dist},i} x_{\text{dist},i} - \dot{m}_{\text{bar},i} x_{\text{bar},i} > 0 \quad (\text{C.1})$$

lorsque :

$$x_{\text{bar},i} = 0,7 \quad (\text{C.2})$$

alors :

$$x_{\text{bar},i} = 0,7 \quad (\text{C.3})$$

Sinon :

$$x_{\text{bar},i} = x_{\text{dist},i} \quad (\text{C.4})$$

Les calculs effectués par Bielskus (2011) permettent de conclure que les deux modèles donnent des résultats proches.

Annexe D

Pertes de pression dans le cas d'un fluide diphasique

La corrélation la plus répandue permettant de quantifier les pertes de pression dues aux frottements, dans le cas d'un mélange diphasique, a été développée par Lockhart et Martinelli (1949). Les pertes de pression du fluide diphasique sont déduites à travers une corrélation qui relie le multiplicateur de pertes de pression :

$$\phi_1^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_1} \text{ et } \phi_v^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_v} \quad (\text{D.1})$$

aux pertes de pression des phases liquide ou vapeur s'écoulant seules dans la conduite avec leurs débits respectifs :

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_1 = \frac{f_l G^2 (1-x)^2}{2 \rho_l D_h} \quad -\left(\frac{dp}{dz}\right)_1 = \frac{f_l G^2 (1-x)^2}{2 \rho_l D_h} \text{ et } -\left(\frac{dp}{dz}\right)_v = \frac{f_v G^2 x^2}{2 \rho_v D_h} \quad (\text{D.2})$$

Les facteurs de frottement f_l et f_v sont déduits, comme dans le cas du fluide monophasique, des nombres de Reynolds de chaque phase. Ceux-ci sont définis par :

$$\text{Re}_l = \frac{G (1-x) D_h}{\mu_l} \text{ et } \text{Re}_v = \frac{G x D_h}{\mu_v} \quad (\text{D.3})$$

Les multiplicateurs de pertes de pression des phases liquide et vapeur sont reliés au paramètre de Lockhart et Martinelli :

$$\chi^2 = \frac{(dp/dz)_l}{(dp/dz)_v} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^2 \frac{\rho_v f_l}{\rho_l f_v} \quad (\text{D.4})$$

Une représentation graphique de la corrélation est présentée figure D.1.

Plusieurs courbes sont proposées en fonction des régimes d'écoulement de chacune des phases. Chisholm (1967) a développé des équations permettant de retrouver les valeurs des courbes de Lockhart et Martinelli (1949) :

$$\phi_1 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \text{ et } \phi_v = 1 + C \chi + \chi^2 \quad (\text{D.5})$$

Le coefficient adimensionnel C dépend du régime d'écoulement. Le régime est considéré laminaire pour $\text{Re} < 1\,000$ et turbulent pour $\text{Re} > 2\,000$. Les valeurs proposées par Chisholm (1967) sont présentées tableau D.1.

Par ailleurs, Mishima et Hibiki (1996) a développé une expression du coefficient C dans le cas des mini-canaux :

$$C = 21 \left(1 - e^{-0,319 D_h}\right) \quad (\text{D.6})$$

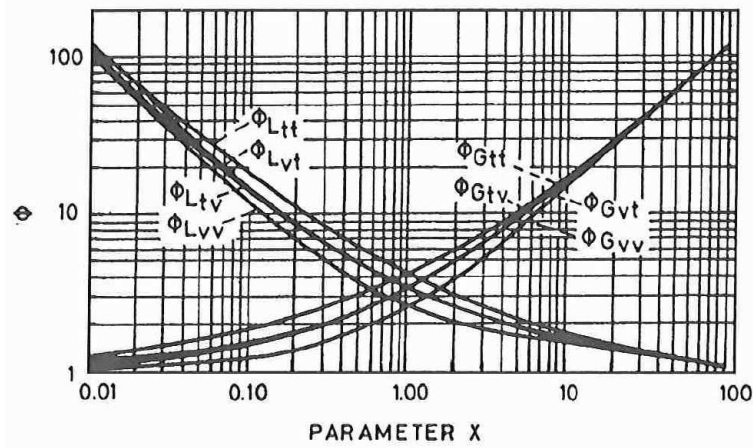


FIGURE D.1 – Correlation de Lockhart et Martinelli (1949)

TABLEAU D.1 – Valeurs du coefficient C pour l'estimation du multiplicateur de perte de pression de Lockhart et Martinelli (1949), d'après Chisholm (1967)

Liquide	Vapeur	Indice	C [-]
Turbulent	Turbulent	tt	20
Laminaire	Turbulent	lt	12
Turbulent	Laminaire	tl	10
Laminaire	Laminaire	ll	5

Cette corrélation tient compte de l'influence de la largeur des canaux dans le cas où celle-ci est du même ordre que le diamètre des bulles de gaz.

Les pertes de pression du fluide diphasique peuvent également être déduites des pertes de pression de la phase considérée s'écoulant seule dans la conduite avec le débit total du mélange. Les multiplicateurs de pertes de pression de la phase seule sont alors donnés par :

$$\phi_{ls}^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_{ls}} \text{ et } \phi_{vs}^2 = \frac{(dp/dz)}{(dp/dz)_{vs}} \quad (D.7)$$

Les pertes de pression des phases liquide et vapeur seules sont données par :

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{ls} = \frac{f_{ls} G^2}{2 \rho_l D_h} \text{ et } -\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vs} = \frac{f_{vs} G^2}{2 \rho_v D_h} \quad (D.8)$$

Les facteurs de frottement f_{ls} et f_{vs} dépendent des nombres de Reynolds. Ceux-ci sont définis pour chaque phase par :

$$Re_{ls} = \frac{G D_h}{\mu_l} \text{ et } Re_{vs} = \frac{G D_h}{\mu_v} \quad (D.9)$$

Plusieurs corrélations permettent de déduire la valeur des coefficients multiplicateurs. Pour de fortes pressions, la corrélation de Baroczy (1966), mise en équation par Chisholm (1973a), est la plus adaptée (Lallemand, 2006) :

$$\phi_{ls} = 1 + (Y^2 - 1) \left(B x^{(2-n)/2} (1-x)^{(2-n)/2} + x^{1-n} \right) \quad (D.10)$$

avec n correspondant à l'exposant du nombre de Reynolds pour la détermination du coefficient de frottement. Ainsi, n vaut 1 d'après la corrélation de Blasius, et 0,25 d'après l'équation de Shah et London. Le coefficient Y est donné par l'équation :

$$Y^2 = \frac{(dp/dz)_{ls}}{(dp/dz)_{vs}} \quad (D.11)$$

Le coefficient B dépend de la valeur de ce coefficient Y et du débit massique. Sa valeur en fonction de ces paramètres est donnée tableau D.2.

TABLEAU D.2 – Valeurs du coefficient B pour l'estimation du multiplicateur de pertes de pression, d'après Chisholm (1973a)

Y [-]	G [kg.m ⁻² .s ⁻¹]	B [-]
	≤ 500	4,8
$Y \leq 9,5$	$500 < G < 1\ 900$	$2\ 400/G$
	$\geq 1\ 900$	$55/G^{1/2}$
$9,5 < Y < 28$	≤ 600	$520/(Y G^{1/2})$
	> 600	$21/G$
$Y \geq 28$	–	$15\ 000/(Y^2 G^{1/2})$

Annexe E

Coefficient d'échange thermique d'un fluide monophasique

L'estimation des coefficients d'échange thermique nécessite de déterminer un certain nombre de grandeurs. Tout d'abord, les propriétés physiques du fluide sont évaluées à la température moyenne de l'écoulement :

$$T_{\text{moy}} = \frac{T_e + T_s}{2} \quad (\text{E.1})$$

Afin de déterminer le régime d'écoulement, le nombre de Reynolds du fluide doit être calculé. Le régime est considéré laminaire jusqu'à un nombre de Reynolds de 2 300. Au-delà, le régime est transitoire et l'écoulement n'est pleinement turbulent qu'à partir d'un nombre de Reynolds de 10^5 .

Dans le cas d'un écoulement en régime laminaire, la longueur de l'établissement revêt une importance particulière. En effet, les régimes dynamiques et thermiques ne sont chacun établis qu'à partir d'une certaine longueur. Le rapport L/D_h doit donc être estimé.

A partir de ces données, le coefficient d'échange thermique peut être évalué en sélectionnant la corrélation appropriée.

Le coefficient d'échange thermique en régime laminaire a été étudié par de nombreux auteurs (Shah et London, 1978). Il dépend principalement du mode de chauffage utilisé, qui peut être soit à température de paroi uniforme, soit à flux de chaleur uniforme.

GRETh (1987) précisent que, pour un grand nombre d'échangeurs, la condition de température de paroi uniforme est celle qui se rapproche le plus des conditions réelles. Le coefficient d'échange thermique dépend aussi grandement des conditions d'établissement, et donc de la longueur du tube.

Ainsi, dans le cas d'un tube très long, *i.e.* lorsque les profils de vitesse et de température sont établis, les coefficients d'échange thermique ne dépendent que de la condition de chauffage :

- pour une température de paroi uniforme :

$$\text{Nu} = 3,66 \quad (\text{E.2})$$

- pour un flux de chaleur uniforme :

$$\text{Nu} = 4,36 \quad (\text{E.3})$$

Dans le cas d'un tube court, cas le plus fréquemment rencontré dans les échangeurs, le régime dynamique est établi mais pas le régime thermique. Ce cas correspond à un tube dont le rapport L/D_h est tel que :

$$L/D_h < 0,1 \text{ Re Pr} \quad (\text{E.4})$$

La longueur $L = 0,1 D_h \text{ Re Pr}$ représente la longueur d'établissement du régime thermique.

Dans ce cas de figure, nous proposerons la corrélation de Sieder et Tate citée par GRETh (1987) :

$$\text{Nu} = 1,86 (\text{Re Pr } D_h/L)^{1/3} (\mu/\mu_{\text{par}})^{0,14} \quad (\text{E.5})$$

μ et μ_{par} représentant respectivement la viscosité à la température moyenne du fluide et la viscosité à la température de la paroi en contact avec le fluide. Cette corrélation est valable pour $0,6 < \text{Pr} < 100$, $100 < \text{Re} < 2\,100$ et $L/D_h < 0,1 \text{ Re Pr}$.

Enfin, dans le cas d'un tube très court, soit $L/D_h < 10$, les régimes dynamique et thermique ne sont pas établis. Dans ce cas, GRETh (1987) recommandent l'utilisation de la corrélation de Pohlhausen, développée pour des plaques planes mais adaptée aux cylindres :

$$\text{Nu} = 0,664 \frac{1}{\sqrt[6]{\text{Pr}}} \sqrt{\text{Re Pr } D_h/L} \quad (\text{E.6})$$

En régime transitoire et turbulent, le nombre de Nusselt est estimé à partir d'une corrélation de la forme (GRETh, 1987) :

$$\text{Nu} = K \text{Re}^a \text{Pr}^b f(D_h/L) \quad (\text{E.7})$$

Les coefficients K , a et b sont fonction des résultats expérimentaux et varient suivant les auteurs et les conditions opératoires. Contrairement au régime laminaire, le mode de chauffage n'a généralement pas d'importance et la longueur d'établissement, bien plus courte qu'en régime laminaire, n'est bien souvent pas prise en compte dans les corrélations.

Les corrélations de Dittus-Boelter (Winterton, 1998) font partie des premières corrélations à avoir été développées en régime turbulent :

$$\text{Nu} = 0,0243 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \quad (\text{E.8})$$

pour un fluide qui s'échauffe,

$$\text{Nu} = 0,0265 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,3} \quad (\text{E.9})$$

pour un fluide qui se refroidit.

Cette corrélation est valable pour $0,7 < \text{Pr} < 120$, $10^4 < \text{Re} < 1,2 \cdot 10^5$ et $L/D_h > 60$. Les propriétés du fluide sont évaluées à la température moyenne du fluide T_{moy} , donnée par :

$$T_{\text{moy}} = \frac{T_e + T_s}{2} \quad (\text{E.10})$$

avec T_e et T_s les températures du fluide en entrée et en sortie, respectivement.

Colburn (1933) a proposé une corrélation semblable :

$$\text{Nu} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{1/3} \quad (\text{E.11})$$

valable pour $0,5 < \text{Pr} < 100$. Les propriétés thermodynamiques sont considérées à la température de film, donnée par :

$$T_{\text{film}} = \frac{T_{\text{par}} + T_{\text{moy}}}{2} \quad (\text{E.12})$$

La température de paroi T_{par} doit être identifiée par un procédé itératif.

Annexe F

Coefficient d'échange thermique d'un fluide diphasique

Historiquement, le premier modèle de coefficient d'échange thermique d'un fluide diphasique a été développé par Chen (1964). Il reste le plus utilisé. Selon Rohsenow et Hartnett (1973), cité par Schalbart (2006), la corrélation de Chen (1964) est valable pour un grand nombre de configurations, notamment l'écoulement dans une conduite circulaire, une large gamme de diamètres et de débits et un titre en vapeur allant de 0 à 0,71. La corrélation de Chen (1964) s'exprime :

$$\alpha = S \alpha_{\text{vase}} + F \alpha_{\text{cv}} \quad (\text{F.1})$$

Le terme d'ébullition nucléée en vase α_{vase} est pondéré par un facteur d'atténuation S . Ce paramètre prend en compte la variation de la température le long de l'épaisseur du film liquide. La bulle se développe donc à une température différente de la température de paroi. Le coefficient S , proposé par Collier cité par Carey (1992), s'exprime :

$$S = \left(1 + 2,56 \cdot 10^{-6} \left(\text{Re}_l F^{1,25} \right)^{1,17} \right)^{-1} \quad (\text{F.2})$$

Le coefficient F représente le facteur d'amplification du coefficient d'échange thermique pour la convection forcée α_{cv} . Une expression couramment utilisée a été proposée par Collier. Cette expression dépend de la valeur du paramètre de Lockhart et Martinelli χ . Si $\chi^{-1} \leq 0,1$:

$$F = 1 \quad (\text{F.3})$$

sinon, si $\chi^{-1} > 0,1$:

$$F = 2,35 \left(\chi^{-1} + 0,213 \right)^{0,736} \quad (\text{F.4})$$

D'autres valeurs pour F et S sont proposées dans la littérature (Carey, 1992 ; Kandlikar *et al.*, 1999 ; Branescu, 2000).

Plusieurs corrélations permettent d'estimer le coefficient d'échange thermique pour d'ébullition en vase. L'une des premières corrélations permettant d'estimer ce coefficient est la corrélation de Rohsenow (1962), reliant le nombre de Nusselt au nombre de Reynolds et au nombre de Prandtl. Bedecarrats (2008) précise que le nombre de Reynolds s'exprime en fonction de la vitesse de formation du film liquide à la paroi lorsqu'une bulle de vapeur se détache. La dimension caractéristique pour l'évaluation du nombre de Nusselt et du nombre de Reynolds est proportionnelle au diamètre des bulles lorsque celles-ci se détachent. Ce diamètre peut être obtenu par

bilan entre les forces de tension interfaciale et les forces de flottabilité. La corrélation s'exprime sous la forme :

$$\frac{c_{p,l} (T_{\text{par}} - T_{\text{sat}})}{h_{lv}} = C_{\text{fp}} \left(\frac{\dot{q}''}{\mu_l h_{lv}} \left(\frac{\sigma}{g (\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} \right)^{0,33} \text{Pr}^s \quad (\text{F.5})$$

Rohsenow (1962) propose $s = 1$ pour l'eau et $s = 1,7$ pour les autres fluides. Le coefficient C_{fp} dépend de la combinaison liquide-paroi. Plusieurs valeurs sont proposées par Rohsenow (1962) et Nix *et al.* (1967), allant de 0,0049 à 0,0800. En l'absence de résultats expérimentaux et de données, $C_{\text{fp}} = 0,013$ servira de première approximation (Bedecarrats, 2008).

Etant donnée la difficulté d'utilisation de la corrélation de Rohsenow (1962), nous proposerons la corrélation de Stephan et Abdelsalam (1980), valable pour $0,003 \leq p_{\text{red}} \leq 0,780$, où $p_{\text{red}} = p/p_{\text{cr}}$ est la pression réduite, et $1 \leq 29 \text{Re}_l^{-0,3} \text{Fr}_l^{0,2} \leq 1,2$:

$$\alpha_{\text{vase}} = 207 \left(\frac{\dot{q}'' D_b}{k_l T_{\text{sat}}} \right)^{0,745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,581} \text{Pr}_l^{0,533} \frac{k_l}{D_b} \quad (\text{F.6})$$

où D_b représente le diamètre de détachement d'une bulle :

$$D_b = 0,0208 \beta \left(\frac{\sigma}{g (\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} \quad (\text{F.7})$$

L'angle de contact β a pour valeur 35° , quel que soit le fluide considéré.

Nous citerons également la corrélation d'ébullition nucléée en vase de Forster et Zuber (1955), proposée par Chen (1964), qui s'exprime :

$$\alpha_{\text{vase}} = 0,00122 \left(\frac{k_l^{0,79} c_{p,l}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{1/2} \mu_l^{0,29} h_{lv}^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) (T_{\text{par}} - T_{\text{sat}})^{0,24} \Delta p_{\text{sat}}^{0,75} \quad (\text{F.8})$$

où l'écart de pression Δp_{sat} est donné par la relation de Clausius-Clapeyron :

$$\Delta p_{\text{sat}} = \frac{h_{lv} (T_{\text{par}} - T_{\text{sat}})}{T_{\text{sat}} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right)} \quad (\text{F.9})$$

Enfin, une autre corrélation valable pour exprimer le coefficient d'échange thermique pour l'ébullition en vase est celle de Cooper (1984) :

$$\alpha_{\text{vase}} = 55 p_{\text{red}}^{0,12-0,434 \ln(\varepsilon)} (-0,434 \ln(p_{\text{red}}))^{-0,55} \bar{M}^{-1/2} \dot{q}''^{2/3} \quad (\text{F.10})$$

avec \bar{M} la masse molaire du fluide et ε la rugosité de la paroi, exprimée en μm . Liu et Winterton (1991) et Thome (2003) en présentent une version modifiée de façon à ne plus tenir compte de la rugosité de la paroi. Cette nouvelle corrélation est valable pour $0,001 < p_{\text{red}} < 0,9$ et $2 < \bar{M} < 200$:

$$\alpha_{\text{vase}} = 55 p_{\text{red}}^{0,12} (-0,4343 \ln(p_{\text{red}}))^{-0,55} \bar{M}^{-1/2} \dot{q}''^{2/3} \quad (\text{F.11})$$

Les échanges thermiques liés à la convection forcée d'un fluide diphasique sont principalement subordonnés à la présence d'un film liquide en paroi. Ces échanges chutent brutalement avec l'apparition de l'assèchement en paroi. Les échanges par convection forcée sont définis de la même façon que dans le cas d'un fluide monophasique. Les corrélations de Gnielinski (1976) ou de Colburn (1933) peuvent être utilisées pour décrire les échanges thermiques liés à la convection forcée d'un fluide diphasique, en utilisant le nombre de Reynolds Re_l du liquide s'écoulant seul dans la conduite :

$$\text{Re}_l = \frac{G (1-x) D_h}{\mu_l} \quad (\text{F.12})$$

Annexe G

Taux de vide

Le taux de vide peut être déterminé soit à partir du glissement, soit directement à partir de corrélations appropriés. Dans le premier cas, le taux de vide est déduit de l'équation (4.10). Plusieurs corrélations disponibles dans la littérature permettent d'estimer le glissement. La corrélation de Premoli *et al.* (1971), largement utilisée pour évaluer le glissement dans le cas d'un fluide frigorigène à l'état diphasique, est donnée par :

$$\gamma = 1 + E_1 \left(\frac{y}{1 + y E_2} - y E_2 \right)^{1/2} \quad (\text{G.1})$$

avec :

$$y = \frac{\beta}{1 - \beta} \quad (\text{G.2})$$

et :

$$\beta = \frac{\dot{V}_v}{\dot{V}_l + \dot{V}_v} \quad (\text{G.3})$$

Les coefficients E_1 et E_2 sont donnés par :

$$E_1 = 1,578 \text{Re}_l^{-0,19} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,22} \quad (\text{G.4})$$

et :

$$E_2 = 0,0273 \text{We}_{ls} \text{Re}_{ls}^{-0,51} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{-0,08} \quad (\text{G.5})$$

Les nombres de Reynolds et de Weber sont ici évalués pour le liquide seul et sont donnés par :

$$\text{Re}_{ls} = \frac{G D_h}{\mu_l} \quad (\text{G.6})$$

et :

$$\text{We}_{ls} = \frac{G^2 D_h}{\sigma \rho_l} \quad (\text{G.7})$$

Une corrélation simple pour déterminer le glissement est également proposée par Chisholm (1973b) (GRETh, 1987) :

$$\gamma = \left(1 - x \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{G.8})$$

De nombreuses corrélations permettent d'estimer directement le taux de vide. La plus ancienne a été développée par Lockhart et Martinelli (1949) et est basé sur le paramètre de Lockhart et Martinelli, χ :

$$\epsilon = \frac{\phi_{l,tt} - 1}{\phi_{l,tt}} \quad (\text{G.9})$$

avec $\phi_{1,tt}$ le multiplicateur diphasique de la phase liquide dans le cas où les phases liquide et vapeur sont en régime turbulent. Ce coefficient est donné par :

$$\phi_{1,tt} = 1 + \frac{20}{\chi_{tt}} + \frac{1}{\chi_{tt}^2} \quad (\text{G.10})$$

χ_{tt} étant le paramètre de Lockhart et Martinelli.

La corrélation de Lockhart et Martinelli (1949) tend à surestimer le taux de vide pour des débits élevés. Après avoir comparé un ensemble de corrélations pour l'estimation du taux de vide, Butterworth (1975) suggère que le taux de vide peut s'exprimer de la sorte :

$$\epsilon = \left(1 + c \left(\frac{1-x}{x} \right)^q \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^r \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^s \right)^{-1} \quad (\text{G.11})$$

Les constantes c , q , r et s utilisées par différents auteurs sont données dans le tableau G.1.

TABLEAU G.1 – Constantes utilisées pour différents modèles de taux de vide

Modèle	c	q	r	s
Modèle homogène	1	1	1	0
Lockhart et Martinelli (1949)	0,28	0,64	0,36	0,07
Thome (1964)	1	1	0,89	0,18
Zivi (1964)	1	1	0,67	0
Baroczy (1965)	1	0,74	0,65	0,13
Turner (1966)	1	0,72	0,40	0,08

GRETh (1987) recommande l'utilisation de la corrélation de Zuber et Findlay (Traviss et Rohsenow, 1971) modifiée :

$$\epsilon = \frac{x \rho_l}{C_0 (x \rho_l + (1-x) \rho_v) + \rho_v \rho_l v_v^*/G} \quad (\text{G.12})$$

avec, pour $\epsilon > 0,1$:

$$C_0 = 1 + 0,2 (1-x) \left(g D_h \rho_l^2 / G^2 \right)^{1/4} \quad (\text{G.13})$$

et :

$$v_v^* = 1,18 \left(\sigma g \left((\rho_l - \rho_v) / \rho_l^2 \right) \right)^{1/4} (1-x) \quad (\text{G.14})$$

La corrélation de Awad et Muzychka (2005), correspondant à une moyenne entre les fractions de vide inférieure et supérieure, s'exprime par :

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{\text{sup}} + \epsilon_{\text{inf}}}{2} \quad (\text{G.15})$$

avec :

$$\epsilon_{\text{sup}} = \left(1 + 0,28 \left(\left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,875} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,125} \right)^{0,71} \right)^{-1} \quad (\text{G.16})$$

et :

$$\epsilon_{\text{inf}} = \left(1 + \left(\left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,875} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,125} \right)^{16/19} \right)^{-1} \quad (\text{G.17})$$

Enfin, Tae et Cho (2006) se sont basés sur la corrélation de Graham *et al.* (1998) pour un tube horizontal :

$$\epsilon = \left(1 + \left(\frac{G^2 x^3}{(1-x) \rho_v^2 g D_h} \right)^{-1/2} + \chi_{tt} \right)^{-0,321} \quad (\text{G.18})$$

et la corrélation de Klausner *et al.* (1990) pour un tube vertical :

$$\epsilon = \left(C^* \left(1 + \frac{(1-x) \rho_v}{x \rho_l} \right) + \frac{\rho_v}{G x} v_v^* \right)^{-1} \quad (\text{G.19})$$

C^* et v_v^* sont des paramètres qui dépendent du fluide et du sens de l'écoulement. Ainsi, pour un écoulement ascendant et du R-22, Zuber *et al.* (1966) proposent $C^* = 1,07$ et $v_v^* = 0,30 \text{ m.s}^{-1}$ tandis que, pour un mélange eau-air, Arosios *et al.* (1976) proposent $C^* = 1,03$ et $v_v^* = -0,24 \text{ m.s}^{-1}$.

Annexe H

Bilan des corrélations pour un fluide monophasique

Ref.	Phénomène	Corrélation
Idel'cik (1994, 1986)	Rétrécissement	$\Delta p_{co} = \frac{\rho v_2^2}{2} \left(-\xi_{co} - 1 + \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2 \right), \xi_{co} = 0,5 \left(1 - \frac{S_2}{S_1} \right)$
Idel'cik (1994, 1986)	Elargissement	$\Delta p_{ex} = \frac{\rho v_1^2}{2} \left(-\xi_{ex} + 1 - \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 \right), \xi_{ex} = \left(1 - \frac{S_1}{S_2} \right)^2$
Idel'cik (1994, 1986)	Séparation des courants	$\Delta p_{2-1} = \frac{\rho v_2^2}{2} \left(-\xi_2 - 1 + \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2 \right), \xi_2 = \frac{0,4 \left(1 - \frac{\dot{V}_2 S_1}{\dot{V}_1 S_2} \right)^2}{g \left(\frac{\dot{V}_2 S_1}{\dot{V}_1 S_2} \right)^2}$
		$\Delta p_{3-1} = \frac{\rho v_3^2}{2} \left(-\xi_3 - 1 + \left(\frac{v_1}{v_3} \right)^2 \right), \xi_3 = \frac{A \left(0,34 + \left(\frac{\dot{V}_3 S_1}{\dot{V}_1 S_3} \right)^2 \right)}{g \left(\frac{\dot{V}_3 S_1}{\dot{V}_1 S_3} \right)^2}$

Suite sur la page suivante

Ref.	Phénomène	Corrélation
Idel'cik (1994, 1986)	Réunion des courants	$\Delta p_{3-2} = \frac{\rho v_2^2}{2} \left(-\xi_2 + 1 - \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^2 \right), \quad \xi_2 = \frac{1,55 \frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_3} - \left(\frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_3} \right)^2}{g \left(1 - \frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_3} \right)^2}$
		$\Delta p_{3-1} = \frac{\rho v_1^2}{2} \left(-\xi_1 - 1 + \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^2 \right), \quad \xi_1 = \frac{A \left(1 + \left(\frac{\dot{V}_1 S_3}{\dot{V}_3 S_1} \right)^2 - 2 \left(1 - \frac{\dot{V}_1}{\dot{V}_3} \right) \right)}{g \left(\frac{\dot{V}_1 S_3}{\dot{V}_3 S_1} \right)^2}$
Lallemand (2001)	Contrainte de cisaillement	$\tau = \frac{f G^2}{8 \rho}$
Rohsenow et Hartnett (1973)	Coefficient de frottement	$f = \frac{64}{\text{Re}}$
Petukhov (1970)	Coefficient de frottement	$f = (0,790 \ln(\text{Re}) - 1,64)^{-2}$
Hausen (1943)	Coefficient d'échange	$\text{Nu} = 3,66 + \frac{0,0668 (D_h/L) \text{Re Pr}}{1 + 0,04 ((D_h/L) \text{Re Pr})^{2/3}}$
Gnielinski (1976)	Coefficient d'échange	$\text{Nu} = \frac{f/8 (\text{Re} - 1\,000) \text{Pr}}{1 + 12,7 \sqrt{f/8} (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \left(1 + (D_h/L)^{2/3} \right) (\text{Pr}/\text{Pr}_{\text{par}})^{0,11}$
Kim et Bullard (2002)	Coefficient d'échange externe	$\alpha_{\text{ext}} = j \frac{\rho_{\text{air}} v_{\text{air}} c_{p,\text{air}}}{\text{Pr}_{\text{air}}^{2/3}}$

Suite sur la page suivante

Ref.	Phénomène	Corrélation
		$j = \text{Re}_{\text{ext}}^{-0,487} \left(\frac{L_{\alpha}}{90} \right)^{0,257} \left(\frac{F_p}{L_p} \right)^{-0,13} \left(\frac{H}{L_p} \right)^{-0,29}$ $\times \left(\frac{F_d}{L_p} \right)^{-0,235} \left(\frac{L_1}{L_p} \right)^{0,68} \left(\frac{T_p}{L_p} \right)^{-0,279} \left(\frac{\delta_f}{L_p} \right)^{-0,05}$

Annexe I

Bilan des corrélations pour un fluide diphasique

Ref.	Phénomène	Corrélation
Collier et Thome (1996)	Rétrécissement	$\Delta p_{co} = \frac{G_2^2}{2} \left(2 \left(\frac{1}{\sigma} - 1 \right) - \left(\frac{1}{C_{co}} - 1 \right)^2 \right) \left(\frac{1}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_{dp}} \right)$
Collier et Thome (1996)	Elargissement	$\Delta p_{ex} = G_1^2 \sigma (1 - \sigma) \left(\frac{1}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_{dp}} \right)$
Tae et Cho (2006)	Séparation des courants	$\Delta p_{2-1} = \frac{1}{2} \left(G_1^2 \left(\frac{x_1^2}{\epsilon_1 \rho_v} + \frac{(1-x_1)^2}{(1-\epsilon_1) \rho_l} \right) - G_2^2 \left(\frac{x_2^2}{\epsilon_2 \rho_v} + \frac{(1-x_2)^2}{(1-\epsilon_2) \rho_l} \right) \right)$ $\Delta p_{3-1} = \frac{1}{2} \left(G_1^2 \left(\frac{x_1^2}{\epsilon_1 \rho_v} + \frac{(1-x_1)^2}{(1-\epsilon_1) \rho_l} \right) - G_3^2 \left(\frac{x_3^2}{\epsilon_3 \rho_v} + \frac{(1-x_3)^2}{(1-\epsilon_3) \rho_l} \right) \right)$ $+ \frac{\xi_{3-1}}{2} \frac{G_1^2 (1-x_1)^2}{\rho_l} \left(1 + \frac{C_{3-1}}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \right)$

Suite sur la page suivante

Ref.	Phénomène	Corrélation
		$\chi^2 = \left(\frac{1-x}{x} \right)^2 \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{f_l}{f_v}$
		$\xi_{3-1} = 0,95 (1 - \omega_1)^2 + 0,8 \omega_1 (1 - \omega_1) + 1,3 \omega_1^2$
		$\omega_1 = \frac{S_3 (1 - \epsilon_3)}{S_1 (1 - \epsilon_1)}$
		$C_{3-1} = \left(\lambda + (C - \lambda) \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} \right)^{1/2} \right) \left(\left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} + \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/2} \right)$
		$\lambda = 1, C = 1,75$
Schmidt et Loth (1994)	Réunion des courants	$\Delta p_{3-1} = \frac{\rho_{dp,1} v_{dp,1}^2}{2} \left(\frac{1}{\xi_{C,3-1}^2} - F_{\rho v^3,1} \right) + \rho_{dp,3} v_{dp,3}^2$
		$- \frac{\rho_{dp,1} v_{dp,1}^2}{\xi_{C,3-1}} - \frac{\rho_{dp,2} v_{dp,2}^2}{\xi_{C,3-2}} + \Delta p_{ad}$
		$\xi_{C,3-1} = 0,159 \omega^3 - 0,418 \omega^2 + 0,719 \omega + 0,018$
		$\Delta p_{3-2} = \frac{\rho_{dp,2} v_{dp,2}^2}{2} \left(\frac{1}{\xi_{C,3-2}^2} - 1 \right) + \rho_{dp,3} v_{dp,3}^2 - \frac{\rho_{dp,1} v_{dp,1}^2}{\xi_{C,3-1}} - \frac{\rho_{dp,2} v_{dp,2}^2}{\xi_{C,3-2}} + \Delta p_{ad}$
		$\xi_{C,3-2} = -0,583 \omega^3 + 1,277 \omega^2 - 1,487 \omega + 0,783$
		$\Delta p_{ad} = \rho_{dp,3} v_{dp,3}^2 \left(F_{\rho v^2,3} - 0,5 F_{\rho v^3,3} - 0,5 \right)$

Suite sur la page suivante

Ref.	Phénomène	Corrélation
		$F_{\rho v^3,i} = \frac{\dot{m}_i^3 \left(\frac{x_i^3}{\rho_v^2 \epsilon_i^2} + \frac{(1-x_i)^3}{\rho_l^2 (1-\epsilon_i)^2} \right)}{\rho_{dp,i} v_{dp,i}^3}$
		$F_{\rho v^2,i} = \frac{\dot{m}_i^2 \left(\frac{x_i^2}{\rho_v \epsilon_i} + \frac{(1-x_i)^2}{\rho_l (1-\epsilon_i)} \right)}{\rho_{dp,i} v_{dp,i}^2}$
Seeger <i>et al.</i> (1986)	Séparation des phases	$\left(\frac{x_{bar,i}}{x_{dist,i}} \right) = \left(\frac{\dot{m}_{bar,i}}{\dot{m}_{dist,i}} \right)^{-0,8}$
Friedel (1979)	Contrainte de cisaillement	$\tau = \phi_{ls} \tau_{mp}$
		$\phi_{ls}^2 = A_1 + \frac{3,21 A_2 A_3}{Fr^{0,0454} We^{0,035}}$
		$A_1 = (1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{f_{vs}}{f_{ls}}$
		$A_2 = x^{0,78} (1-x)^{0,224}$
		$A_3 = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,7}$
		$Fr = \frac{G^2}{g D_h \rho_{dp}^2}$
		$We = \frac{G^2 D_h}{\sigma \rho_{dp}}$

Suite sur la page suivante

Ref.	Phénomène	Corrélation
Guerrieri et Talty (Turaga et Guy, 1985)	Coefficient d'échange	$\alpha = 3,4 \chi^{-0,45} 0,023 \frac{k_l}{D_h} \left(\frac{G (1-x) D_h}{\mu_l} \right)^{0,8} Pr_1^{0,4}$
Butterworth (1975)	Taux de vide	$\epsilon = (1 + 0,28 \chi^{0,71})^{-1}$

Annexe J

Maquettes d'échangeur à trente barrettes

Afin d'étudier l'influence des paramètres sur la distribution d'un fluide diphasique dans un évaporateur à mini-canaux, une maquette a été développée. L'objectif initial était de se rapprocher de la géométrie d'un échangeur réel. La maquette a donc été conçue avec un nombre élevé de barrettes.

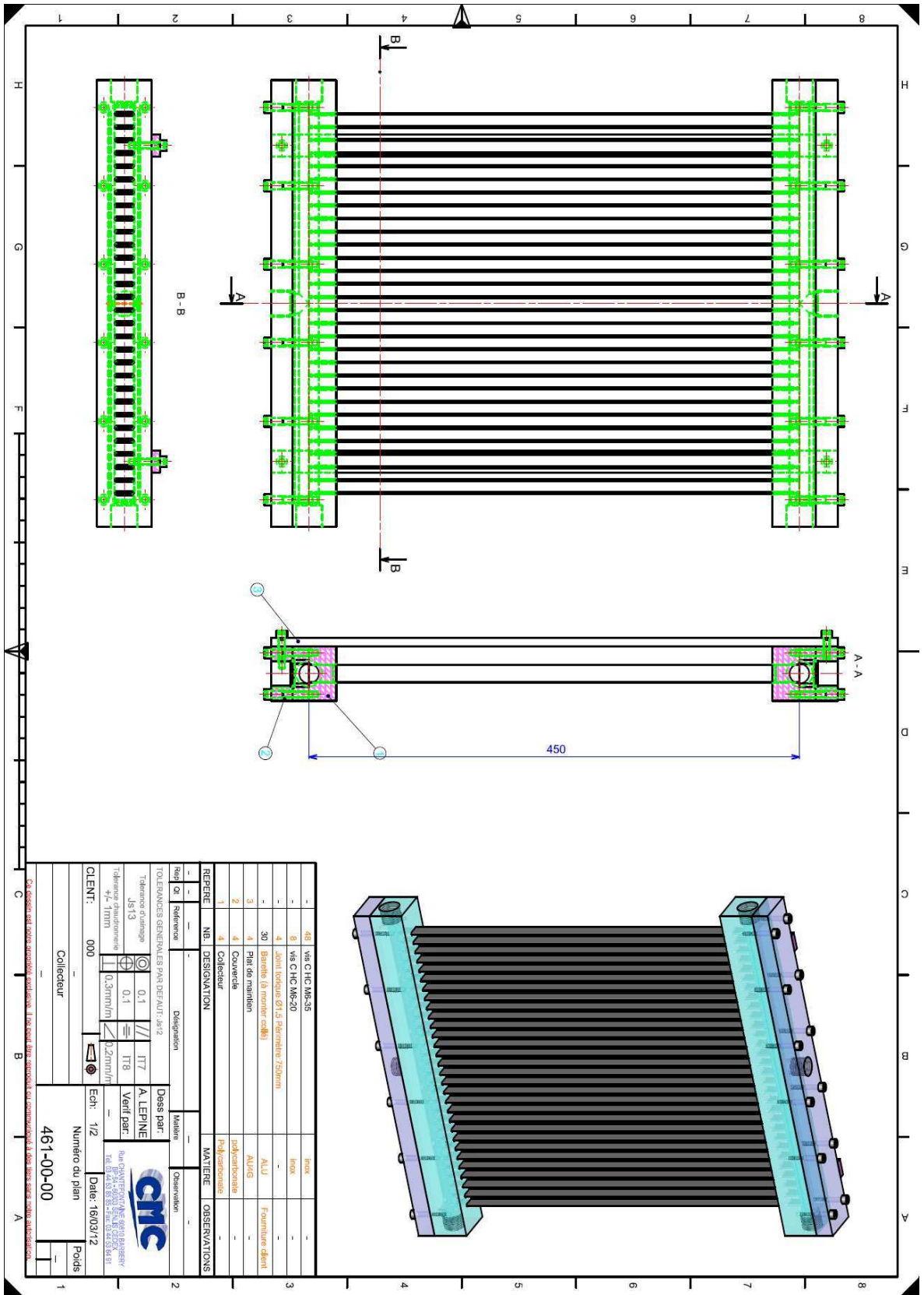
La maquette avait pour vocation d'apporter des réponses à un certain nombre de questionnements concernant la distribution. L'accès visuel aux écoulements dans le distributeur et le collecteur étaient donc, sinon indispensables, en tous cas souhaités.

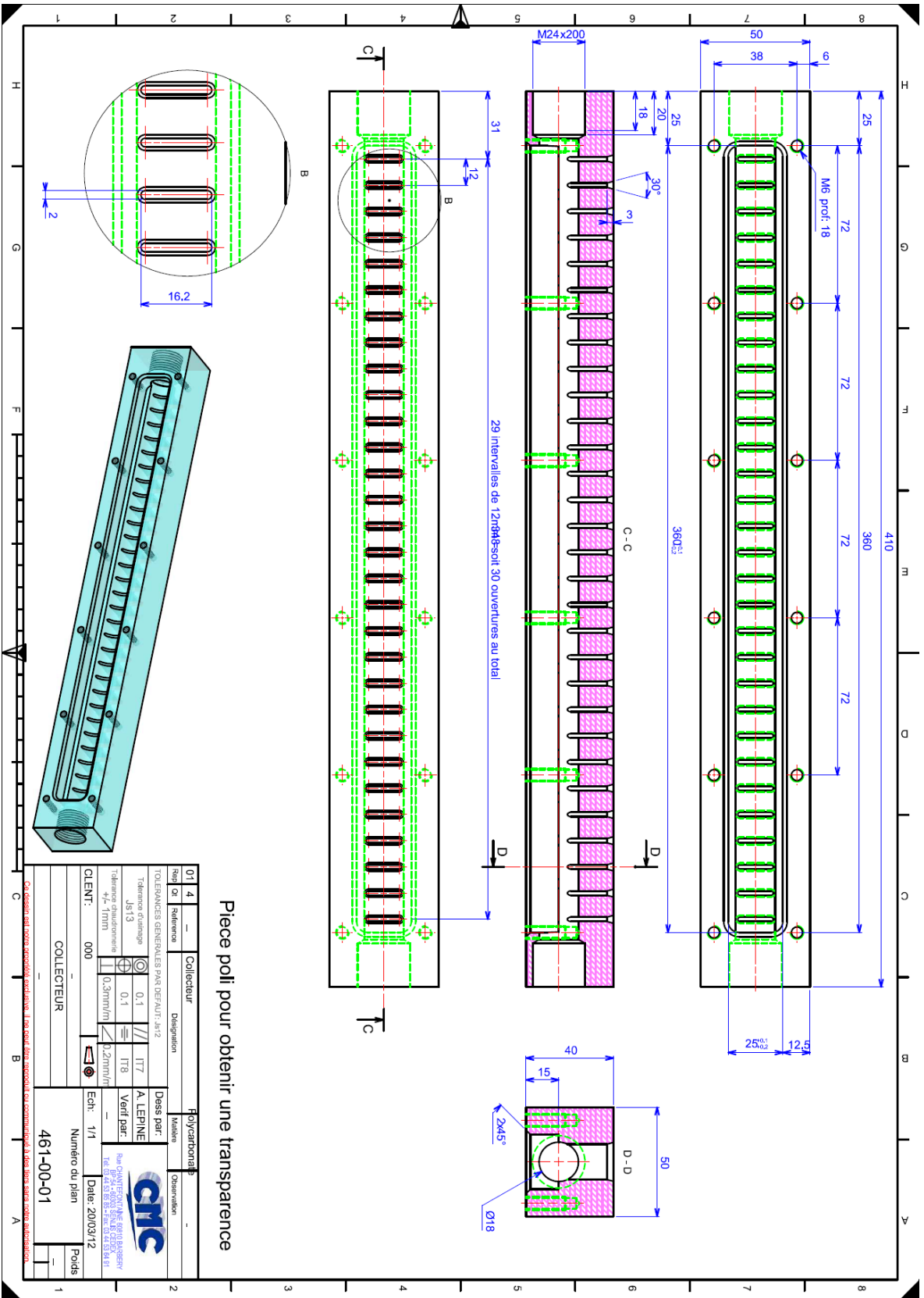
Parmi les pistes prometteuses proposées dans la littérature figurait un tube d'alimentation installé au centre du distributeur. Les distributeurs et collecteurs ont donc été pensés de sorte à pouvoir être connectés de plusieurs façons. Le système de bouchon retenu offre également la possibilité d'alimenter l'échangeur en U et en Z.

Au cours de cette étude, nous avons étudié l'influence sur la distribution de l'intrusion d'un corps poreux dans le distributeur. L'un des défis rencontrés a donc été de concevoir des distributeurs et collecteurs démontables. Ils ont donc été réalisés en deux parties. L'isolation est assurée au moyen de joints filaires. De façon à permettre la visualisation des écoulements, les distributeur et collecteur ont été réalisés en PVC transparent.

Enfin, parmi les ambitions initiales de la thèse figurait l'étude d'un fluide frigorigène à l'état diphasique. Pour cela, en plus des contraintes citées plus haut, l'échangeur devait être capable de supporter une pression de 7 bar, qui correspond à la pression de saturation du R-134a.

Les pièces qui composent les maquettes sont présentées ci-après.





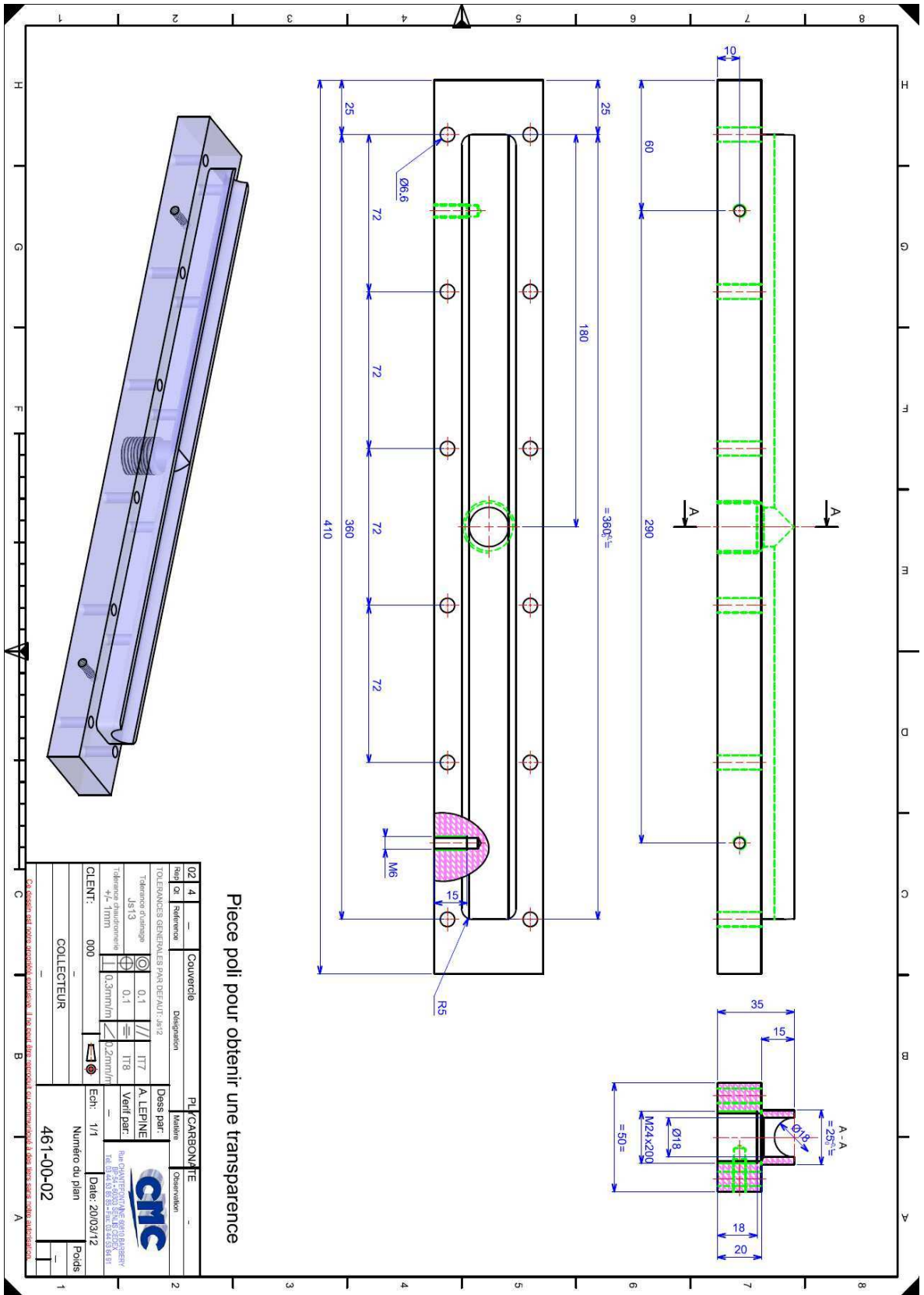
Picee poil pour obtenir une transparence

01	4	—	Collecteur	Designation	Polycarbonate	Matériau	Observation
Tolérances générales par défaut: h/2 Tolérance d'alignement JS13 Tolérance dimensionnelle +/- 0.1mm / 0.2mm/m / 0.2mm/r							
CLIENT:		000		Ech: 1/1		Date: 20/03/12	
COLLECTEUR				Numero du plan			
				461-00-01			
				Poids			

Chiffres et notes approuvés et validés. Les notes d'approbation et de validation à l'usage des clients sont sous réserve d'approbation.



Rue Châteaufort, 14000 Bretteville-sur-Océan
 Tél: 02 33 23 38 10 70 - Fax: 02 33 23 38 10 71



Pièce polie pour obtenir une transparence

02	4	—	Couvercle	Désignation	PLU CARBONATE	Matériau	—	Caractéristique	—
TOLERANCES GÉNÉRALES PAR DÉFAUT: js12									
Tolérance d'alignage JS13									
Tolérance dimensionnelle ±0,1mm									
Tolérance de surface 0,3mm/m									
Tolérance de rugosité Ra 0,2mm/m									
CLIENT: 000									
Ech: 1/1									
Date: 20/03/12									
Numero du plan 461-00-02									
Poids									

Chaque détail doit être accompagné d'une référence à son dessin d'origine. À défaut, une référence à la dernière version sera utilisée.



Bibliographie

- ABLANQUE N., OLIET C., RIGOLA J., PÉREZ-SEGARRA C. D. et OLIVA A. *Two-phase flow distribution in multiple parallel tubes*, International Journal of Thermal Sciences, **49(6)**, pp. 909–921, 2010.
- ACRIVOS A., BABCOCK B. D. et PIGFORD R. L. *Flow distributions in manifolds*, Chemical Engineering Science, **10(1-2)**, pp. 112–124, 1959.
- ADAMS T. M., ABDEL-KHALIK S. I., JETER S. M. et QURESHI Z. H. *An experimental investigation of single-phase forced convection in microchannels*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **41(6-7)**, pp. 851–857, 1998.
- AGOSTINI B. et BONTEMPS A. *Vertical flow boiling of refrigerant R134a in small channels*, International Journal of Heat and Fluid Flow, **26(2)**, pp. 296–306, 2005.
- AHMAD M., BERTHOUD G. et MERCIER P. *General characteristics of two-phase flow distribution in a compact heat exchanger*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **52(1-2)**, pp. 442–450, 2009.
- AHMAD M., FOURMIGUE J. F., MERCIER P. et BERTHOUD G. *CFD simulation of a stratified flow at the inlet of a compact plate heat exchanger*, WIT Transactions on Engineering Sciences, **56**, pp. 75–85, 2007.
- AIT AMEUR M., *Étude expérimentale de l'ébullition naturelle confinée : Analyse des instabilités et des transferts thermiques*, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, Lyon, France, 2006, 150 p.
- ARITOMI M., MIYATA T., HORIGUCHI M. et SUDI A. *Thermo-hydraulics of boiling two-phase flow in high conversion light water reactors (thermo-hydraulics at low velocities)*, International Journal of Multiphase Flow, **19(1)**, pp. 51–63, 1993.
- AROSIOS S., BARTOLINI R., LORENZI A. et SOTGIA G. *Two-phase downward flow in large diameter ducts - Preliminary results*, Energia Nucleare, **23(4)**, pp. 224–232, 1976.
- AURACHER H. *Evaporation of refrigerants in tubes*, In : CETIAT. European conference on finned tube heat exchangers, pp. 1–26, Lyon, France, 1991.
- AWAD M. M. et MUZYCHKA Y. S. *Bounds on two-phase flow : Part II Void fraction in circular tubes*, Proceedings of International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Orlando, USA, 2005.
- AZZOPARDI B. J. *The effect of the side arm diameter on the two-phase flow split at a "T" junction*, International Journal of Multiphase Flow, **10(4)**, pp. 509–512, 1984.
- AZZOPARDI B. J. *Phase separation at T junctions*, Multiphase Science and Technology, **11(4)**, pp. 223–329, 1999.
- AZZOPARDI B. J. et WHALLEY P. B. *The effect of flow patterns on two-phase flow in a T junction*, International Journal of Multiphase Flow, **8(5)**, pp. 491–507, 1982.

- BAJURA R. A. et JONES E. H. *Flow distribution manifolds*, ASME Transactions Series I Journal of Fluids Engineering, **98(4)**, pp. 654–665, 1976.
- BAROCZY C. J. *Correlation of liquid fraction in two-phase flow with application to liquid metals*, Chemical Engineering Progress Symposium Series, **61(57)**, pp. 179–191, 1965.
- BAROCZY C. J. *A systematic correlation for two-phase pressure drop*, Chemical Engineering Progress Symposium Series, **62(64)**, pp. 232–249, 1966.
- BASSIOUNY M. K. et MARTIN H. *Flow distribution and pressure drop in plate heat exchangers-I U-type arrangement*, Chemical Engineering Science, **39(4)**, pp. 693–700, 1984a.
- BASSIOUNY M. K. et MARTIN H. *Flow distribution and pressure drop in plate heat exchangers-II Z-type arrangement*, Chemical Engineering Science, **39(4)**, pp. 701–704, 1984b.
- BEDECARRATS J.-P., *Transferts thermiques avec changement de phase*, Rap. tech., LaTEP, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Pau, France, 2008.
- BERNOUX P., *Étude de la distribution d'un mélange liquide-vapeur à l'entrée des échangeurs de chaleur*, Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré - Nancy I, 2000, 240 p.
- BERNOUX P., MERCIER P. et LÉBOUCHE M. *Two-phase flow distribution in a compact heat exchanger*, Proceedings of the 3rd International Conference on Compact Heat Exchangers, pp. 347–352, 2001.
- BIELSKUS A. V., *Two Phase Flow Distribution In Parallel Flow Heat Exchangers - Experimentally Verified Model*, Thèse de doctorat, Graduate College of the University of Illinois, Illinois, USA, 2011, 136 p.
- BONJOUR J., *Amélioration des transferts de chaleur en ébullition naturelle convective par effet de confinement*, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1996, 163 p.
- BONJOUR J., BOULANGER F., GENTILE D. et LALLEMAND M. *Étude phénoménologique de l'ébullition en espace confiné à partir d'un site de nucléation isolé*, Revue Générale de Thermique, **36**, pp. 562–572, 1997.
- BOOTEN C. W. et EATON J. K. *Optically based rapid heat transfer measurements in complex internal flows*, Journal of Heat Transfer, **129(12)**, pp. 1655–1665, 2007.
- BOWERS C. D., HRNJAK P. S. et NEWELL T. A. *Two-phase refrigerant distribution in a micro-channel manifold*, Proceedings of the 11th International Refrigeration Air Conditioning Conference, p. 161, School of Mechanical Engineering, Purdue, USA, 2006.
- BOWERS C. D., MAI H., ELBEL S. et HRNJAK P. S. *Refrigerant distribution effects on the performance of microchannel evaporators*, Proceedings of the 14th International Refrigeration and Air Conditioning Conference, p. 2173, School of Mechanical Engineering, Purdue, USA, 2012.
- BOWERS C. D., WUJEK S. S. et HRNJAK P. S. *Quantification of refrigerant distribution and effectiveness in microchannel heat exchangers using infrared thermography*, Proceedings of the 13th International Refrigeration and Air Conditioning Conference, p. 2117, School of Mechanical Engineering, Purdue, USA, 2010.
- BOYE H., STAATE Y. et SCHMIDT J. *Experimental investigation and modeling of heat transfer during convective boiling in a minichannel*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **50(1-2)**, pp. 208–215, 2007.

- BRANESCU C. N., *Ébullition en convection forcée du R22 et du R407c à l'intérieur de tubes horizontaux lisses et micro-ailetés*, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, Lyon, France, 2000, 192 p.
- BUEL J. R., SOLIMAN H. M. et SIMS G. E. *Two-phase pressure drop and phase distribution of a horizontal tee junction*, International Journal of Multiphase Flow, **20(5)**, pp. 819–836, 1994.
- BUTTERWORTH D. *A comparison of some void-fraction relationships for co-current gas-liquid flow*, International Journal of Multiphase Flow, **1(6)**, pp. 845–850, 1975.
- CANIÈRE H., T'JOEN C., WILLOCKX A. et DE PAEPE M. *Experimental study of two-phase flow through distributors*, Collection of Technical Papers - 9th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference Proceedings, **1**, pp. 656–665, 2006.
- CAREY V. P., *Liquid-vapor phase-change phenomena - An introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment*, Hemisphere, New York, USA, 1992, 645 p.
- CAVALLINI A., CENSI G., DEL COL D., DORETTI L., LONGO A. G. et ROSSETTO L. *Condensation heat transfer and pressure drop inside channels for AC/HP application*, Proceedings of the 12th International Heat Transfer Conference, **1**, pp. 171–186, 2002.
- CHEN J. C. *A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow*, ASME Publication, **63-HT-34**, 1964, 11 p.
- CHISHOLM D. *A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **10(12)**, pp. 1767–1778, 1967.
- CHISHOLM D. *Pressure gradients due to friction during the flow on evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **16**, pp. 347–348, 1973a.
- CHISHOLM D. *Void fraction during two-phase flow*, Journal of Mechanical Engineering Science, **15**, pp. 235–236, 1973b.
- CHISHOLM D. et SUTHERLAND L. A. *Prediction of pressure gradients in pipeline systems during two-phase flow*, Symposium on Fluid Mechanics and Measurements in Two-phase Flow Systems, Leeds, 4, 1969.
- CHO H. et CHO K. *Mass flow rate distribution and phase separation of R-22 in multi-microchannel tubes under adiabatic condition*, Microscale Thermophysical Engineering, **8(2)**, pp. 129–139, 2004.
- CHO H. et CHO K. *Two-phase flow distribution and pressure drop in microchannel tubes under non-heating and heating conditions*, Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering, **10(3)**, pp. 233–247, 2006.
- CHOI C. W., KIM M. H., LEE J., CHO N., LEE J. et PARK J. *Distribution of two phase flow in the evaporator header having multi-channels*, Proceedings of the 3rd Asian Conference on Refrigeration and Air-Conditioning Vols I and II, pp. 113–116, 2006.
- CHURCHILL S. W. *Frictional equation spans all fluid flow regimes*, Chemical Engineering, **84(24)**, pp. 91–92, 1977.
- COLBURN A. P. *A method of correlating forced convection heat transfer data and a comparison with fluid friction*, AIChE Transactions, **29**, pp. 174–210, 1933.

- COLLIER J. G. *Convective boiling and condensation, 2nd Ed*, McGraw Hill, New York, pp. 26–69, 1981.
- COLLIER J. G. et THOME J. R. *Convective Boiling and Condensation*, Oxford Science, 1996.
- COOPER M. G. *Saturation nucleate pool boiling – A simple correlation*, I.C.H.E.M.E. Symposium Series, 1st United Kingdom Conference on Heat Transfer, pp. 785–793, 1984.
- CRITOPH R. E., HOLLAND M. K. et FISHER M. *Comparison of steady state and transient methods for measurement of local heat transfer in plate fin-tube heat exchangers using liquid crystal thermography with radiant heating*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **42(1)**, pp. 1–12, 1999.
- DAS G., DAS P. K. et AZZOPARDI B. J. *The split of stratified gas-liquid flow at a small diameter T-junction*, International Journal of Multiphase Flow, **31(4)**, pp. 514–528, 2005.
- DATTA A. B. et MAJUMDAR A. K. *Flow Distribution In Parallel And Reverse Flow Manifolds*, International Journal of Heat and Fluid Flow, **2(4)**, pp. 253–262, 1980.
- DEMBI N. J., DHAR P. L. et ARORA C. P. *Statistical analysis of heat transfer data for convective boiling of refrigerants in a horizontal tube*, Letters in Heat and Mass Transfer, **5(5)**, pp. 287–296, 1978.
- FEI P., CANTRAK D. et HRNJAK P. S., *Refrigerant distribution in the inlet header of plate evaporators*, Rap. tech., SAE Technical Paper Series, 2002.
- FEI P. et HRNJAK P. S., *Adiabatic Developing Two-phase Refrigerant Flow in Manifolds of Heat Exchangers*, Rap. tech., ACRC, 2004.
- FLETCHER R., *A modified Marquardt subroutine for nonlinear least squares*, Report, AERE-R 6799, Harwell, 1971.
- FORSTER H. K. et ZUBER N. *Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer*, AIChE Journal, **1(4)**, pp. 531–535, 1955.
- FREUND S., *Local Heat Transfer Coefficients Measured with Temperature Oscillation IR Thermography*, Thèse de doctorat, Helmut Schmidt University, Hannover, Hamburg, 2008, 142 p.
- FREUND S. et KABELAC S. *Measurement of local convective heat transfer coefficients with temperature oscillation IR Thermography and radiant heating*, Proceedings of the ASME Summer Heat Transfer Conference, **1**, pp. 663–669, 2005.
- FREUND S. et 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(19-20)**, pp. 3764–3781, 2010.
- FREUND S., PAUTSCH A. G., SHEDD T. A. et KABELAC S. *Local heat transfer coefficients in spray cooling systems measured with temperature oscillation IR thermography*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **50(9-10)**, pp. 1953–1962, 2007.
- FRIEDEL L. *Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow*, European Two-Phase Flow Group Meeting, tm. 18, pp. 485–491, Ispra, Italy, 1979.
- GARDEL A. *Pressure drops in flows through T-shaped pipe-fittings*, Bulletin technique de la Suisse Romande, **9**, pp. 122–130, 1957.

- GHAJAR A. J. et TANG C. C., *Advances in Multiphase Flow and Heat Transfer*, tm. 1, chap. Advances in Void Fraction, Flow Pattern Maps an Non-Boiling Heat Transfer Two-Phase flow in Pipes with Various Inclination, pp. 1–52, Bentham Science Publishers, 2009.
- GNIELINSKI V. *New equations for heat and mass-transfer in turbulent pipe and channel flow*, International Journal of Chemical Engineering, **16(2)**, pp. 359–368, 1976.
- GRAHAM T. M., KOPKE H. R., WILSON M. J., YASHAR D. A., CHATO J. C. et NEWELL T. A., *An investigation of void fraction in the stratified/annular flow regions in smooth, horizontal tubes*, Rap. tech., Prepared as part of ACRC Project 74, Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois, Mechanical & Industrial Engineering Department, Urbana, USA, 1998.
- GRETH, *Manuel technique*, 1987.
- HAUSEN H., *Chemical Engineers' Handbook*, tm. 4, chap. Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure Beiheft Verfahrenstech, p. 91, McGraw Hill, New York, USA, 6th Ed., 1943.
- HAUSEN H. *Wärmeübertragung im Gegenstrom, Gleichstrom und Kreuzstrom*, 2nd ed., Springer Verlag, 1976.
- HETSRONI G., *Handbook of Multiphase Systems*, McGraw Hill, New York, USA, 1982, 1466 p.
- HEWITT G. F., *Handbook of Multiphase Systems*, chap. Flow regimes. Pressure drop., Hetsroni, G., McGraw Hill, New York, USA, 1982, 1466 p.
- HONG K. C. *Two-Phase Flow Splitting at a Pipe Tee*, Journal of Petroleum Technology, **30**, pp. 290–296, 1978.
- HORIKI S. et OSAKABE M. *Water flow distribution in horizontal protruding-type header contaminated with bubbles*, ASME Publication Heat Transfer Division, **364-2**, pp. 69–76, 1999.
- HRNJAK P. S. *Microchannel heat exchangers as a design option for charge reduction in NH₃ and HC systems*, Zero Leakage - Minimum Charge, pp. 111–118, 2002.
- HRNJAK P. S. *Developing Adiabatic Two Phase Flow in Headers - Distribution Issue in Parallel Flow Microchannel Heat Exchangers*, Heat Transfer Engineering, **25(3)**, pp. 61–68, 2004a.
- HRNJAK P. S. *Flow distribution issues in parallel flow heat exchangers*, ASHRAE Transactions, **110**, pp. 301–306, 2004b.
- HWANG S. T., SOLIMAN H. M. et LAHEY JR. R. T. *Phase separation in dividing two-phase flows*, International Journal of Multiphase Flow, **14(4)**, pp. 439–458, 1988.
- HWANG Y., JIN D.-H. et RADERMACHER R. *Refrigerant distribution in minichannel evaporator manifolds*, HVAC&R Research, **13(4)**, pp. 543–555, 2007.
- IDEL'CIK I. E. *Memento des pertes de charge*, Collection de la Direction des Etudes et Recherches D'EDF, Eyrolles, 1986.
- IDEL'CIK I. E., *Handbook of hydraulic resistance*, Chemical Rubber Company Press, 3rd Ed., 1994.
- INCROPERA F. P. et DEWITT D. P., *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, John Wiley & Sons, New York, USA, 4th Ed., 1996, 886 p.
- JIN D. H., *Investigation on refrigerant distribution in evaporator manifolds*, Thèse de doctorat, University of Maryland, Maryland, USA, 2006, 195 p.

- KANDLIKAR S. G. et GRANDE W. J. *Evolution of microchannel flow passages - Thermohydraulic performance and fabrication technology*, Heat Transfer Engineering, **24(1)**, pp. 3–17, 2003.
- KANDLIKAR S. G., SHOJI M. et DHIR V. K., *Handbook of Phase Change : Boiling and Condensation*, Taylor & Francis, Philadelphia, USA, 1999, 738 p.
- KIM M.-H. et BULLARD C. W. *Air-side thermal hydraulic performance of multi-louvered fin aluminum heat exchangers*, International Journal of Refrigeration, **25(3)**, pp. 390–400, 2002.
- KIM N.-H., HAM J.-H. et KIM D.-Y. *Two-phase refrigerant distribution in a parallel-flow heat exchanger*, Congress of Refrigeration, 2007.
- KIM N.-H. et HAN S.-P. *Distribution of air-water annular flow in a header of a parallel flow heat exchanger*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **51(5-6)**, pp. 977–992, 2008.
- KIM N.-H. et KIM D. Y. *Two-phase refrigerant distribution in a parallel-flow heat exchanger*, Journal of Enhanced Heat Transfer, **17(1)**, pp. 59–75, 2010.
- KIM N.-H., KIM D.-Y., CHO J.-P., KIM J.-O. et PARK T.-K. *Effect of flow inlet or outlet direction on air-water two-phase distribution in a parallel flow heat exchanger header*, International Journal of Air Conditioning Refrigeration, **16**, pp. 1–7, 2008.
- KIM N.-H. et LEE E.-R. *R-134a distribution in a header of a parallel flow heat exchanger*, Proceedings of the 3rd Asian Conference on Refrigeration and Air-Conditioning, **1-2**, pp. 105–108, 2006.
- KIM N.-H. et SIN T.-R. *Two-phase flow distribution of air-water annular flow in a parallel flow heat exchanger*, International Journal of Multiphase Flow, **32(12)**, pp. 1340–1353, 2006.
- KIM S., CHOI E. et CHO Y. I. *The effect of header shapes on the flow distribution in a manifold for electronic packaging applications*, International Communications in Heat and Mass Transfer, **22(3)**, pp. 329–341, 1995.
- KITTO JR. J. B. et ROBERTSON J. M. *Effects of maldistribution of flow on heat transfer equipment performance*, Heat Transfer Engineering, **10(1)**, pp. 18–25, 1989.
- KLAUSNER J. F., CHAO B. T. et SOO S. L. *An improved method for simultaneous determination of frictional pressure drop and vapor volume fraction in vertical flow boiling*, Experimental Thermal and Fluid Science, **3**, pp. 404–415, 1990.
- KOYAMA S., KUWAHARA K., WIJAYANTA A. T. et IKUTA S. *Developing adiabatic two-phase flow distribution in minichannel-branch headers*, Congress of Refrigeration, pp. 125–128, 2006.
- KULKARNI T., BULLARD C. W. et CHO K. *Header design tradeoffs in microchannel evaporators*, Applied Thermal Engineering, **24(5-6)**, pp. 759–776, 2004.
- LALLEMAND A. *Écoulements des fluides - Écoulements en conduites. Réseaux*, Techniques de l'ingénieur, B 8161, **BE2**, 2001.
- LALLEMAND M. *Transferts en changement de phase - Ébullition convective*, Techniques de l'ingénieur, BE 8236, **BE8**, 2006.
- LEBON L. et LEBLOND J. *Pulsed gradient nmr techniques for studying flows*, Revue de l'IFP, **53(4)**, pp. 501–506, 1998.
- LEE J. K. *Branching of two-phase flow from a vertical header to horizontal parallel channels*, Journal of Mechanical Science and Technology, **23(6)**, pp. 1628–1636, 2009a.

- LEE J. K. *Two-phase flow behavior inside a header connected to multiple parallel channels*, Experimental Thermal and Fluid Science, **33(2)**, pp. 195–202, 2009b.
- LEE J. K. et LEE S. Y. *Dividing two-phase annular flow within a small vertical rectangular channel with a horizontal branch*, Proceedings of the 3rd International Conference on Compact Heat Exchangers and Enhancement Technology for the Process Industries, pp. 361–368, 2001.
- LEE J. K. et LEE S. Y. *Distribution of two-phase annular flow at header-channel junctions*, Experimental Thermal and Fluid Science, **28(2-3)**, pp. 217–222, 2004.
- LEE S. Y. *Flow distribution behaviour in condensers and evaporators*, Proceedings of the 13th International Heat Transfer Conference, KN-08, Sydney, Australia, 2010.
- LEVAC M. L.-J., SOLIMAN H. M., AZZOPARDI B. J. et SIMS G. E. *Systematic testing of the two-phase pressure-drop equations for horizontal dividing T-junctions*, Multiphase Science and Technology, **14(3)**, pp. 227–266, 2002.
- LI G., FRANKEL S., BRAUN J. E. et GROLL E. A. *Application of CFD models to two-phase flow in refrigerant distributors*, HVAC&R Research, **11(1)**, pp. 45–62, 2005.
- LI K.-N., WU X.-B. et YIN Y.-L. *Experimental study of gas-liquid two-phase flow even distribution in parallel-flow evaporator*, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, **23(6)**, pp. 1111–1114, 2010.
- LIU Z. et WINTERTON R. H. S. *A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **34(11)**, pp. 2759–2766, 1991.
- LOCKHART R. W. et MARTINELLI R. C. *Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes*, Chemical Engineering Progress, **45(1)**, pp. 39–48, 1949.
- MANDHANE J. M., GREGORY G. A. et AZIZ K. *A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes*, International Journal of Multiphase Flow, **1(4)**, pp. 537–553, 1974.
- MARCHITTO A., DEVIA F., FOSSA M., GUGLIELMINI G. et SCHENONE C. *Experiments on two-phase flow distribution inside parallel channels of compact heat exchangers*, International Journal of Multiphase Flow, **34(2)**, pp. 128–144, 2008.
- MARCHITTO A., FOSSA M. et GUGLIELMINI G. *Distribution of air-water mixtures in parallel vertical channels as an effect of the header geometry*, Experimental Thermal and Fluid Science, **33(5)**, pp. 895–902, 2009.
- MEHENDALE S. S., JACOBI A. M. et SHAH R. K. *Fluid flow and heat transfer at micro- and meso-scales with application to heat exchanger design*, Applied Mechanics Reviews, **53(7)**, pp. 175–193, 2000.
- MEYER J. P. et HALLQUIST M. *Heat transfer coefficients for laminar to turbulent flow in tubes at constant heat flux*, 8th International Conference on Heat Transfer, Fluid Dynamics and Thermodynamics, pp. 648–653, 2011.
- MISHIMA K. et HIBIKI T. *Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes*, International Journal of Multiphase flow, **22(4)**, pp. 703–712, 1996.
- MOFFAT R. J. *What's new in convective heat transfer ?*, International Journal of Heat and Fluid Flow, **19(2)**, pp. 90 – 101, 1998.
- MUELLER A. C. *Effects of some types of maldistribution on the performance of heat exchangers*, Heat Transfer Engineering, **8(2)**, pp. 75–86, 1987.

- MUELLER A. C. et CHIOU J. P. *Review Of Various Types Of Flow Maldistribution In Heat Exchangers*, Heat Transfer Engineering, **9(2)**, pp. 36–50, 1988.
- NAKAMURA Y., JIA W. et YASUHARA M. *Incompressible flow through multiple passages*, Numerical heat transfer, **16(4)**, pp. 451–465, 1989.
- NIX G. H., TANGER G. E. et VACHON R. I. *Evaluation of constants for the Rohsenow pool-boiling correlation*, ASME Paper, **67-HT-33**, 1967.
- OH S.-J., LEE K.-S. et MOON S.-J. *Optimal design of a parallel-flow heat exchanger using a response surface methodology*, Numerical Heat Transfer Part A : Applications, **49(4)**, pp. 411–426, 2006.
- O'HALLORAN S. P., HOSNI M. H., BECK B. T. et ECKELS S. J. *Three dimensional velocity measurements in an automotive-size evaporator using particle image velocimetry*, Proceedings of the ASME Heat Transfer/Fluids Engineering Summer Conference, HT/FED, **3**, pp. 723–731, 2004.
- OLIET C., ABLANQUE N., RIGOLA J., PÉREZ-SEGARRA C. D. et OLIVA A. *Numerical studies of two-phase flow distribution in evaporators*, Proceedings of the 22th International Congress of Refrigeration, 2007.
- OSAKABE M., HAMADA T. et HORIKI S. *Water flow distribution in horizontal header contaminated with bubbles*, International Journal of Multiphase Flow, **25(5)**, pp. 827–840, 1999.
- PENG X. F. et PETERSON G. P. *The effect of thermo-fluid and geometrical parameters on convection of liquids through rectangular microchannels*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **38(4)**, pp. 755–758, 1995.
- PENG X. F. et PETERSON G. P. *Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **39(12)**, pp. 2599–2608, 1996a.
- PENG X. F. et PETERSON G. P. *Forced convection heat transfer of single-phase binary mixtures through microchannels*, Experimental Thermal and Fluid Science, **12(1)**, pp. 98–104, 1996b.
- PENG X. F. et WANG B.-X. *Forced convection and flow boiling heat transfer for liquid flowing through microchannels*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **36(14)**, pp. 3421–3427, 1993.
- PENG X. F., WANG B. X., PETERSON G. P. et MA H. B. *Experimental investigation of heat transfer in flat plates with rectangular microchannels*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **38(1)**, pp. 127–137, 1995.
- PERRY R. H., H. C. C. et D. K. S., *Chemical engineers' handbook*, McGraw Hill, New York, USA, 4th Ed., 1963, 1915 p.
- PETRICK M. et SWANSON B. S. *Expansion and contraction of an air water mixture in vertical flow*, AIChE Journal, **5(4)**, pp. 440–455, 1959.
- PETTERSEN J. *Flow vaporization of CO₂ in microchannel tubes*, Compact Heat Exchangers. A Festschrift on the 60th Birthday of Ramesh K. Shah, pp. 33–41, 2002.
- PETUKHOV B. S., *Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties*, tm. 6, T. F. Irvine and J. P. Hartnett, Eds., 1970.

- POGGI F., *Étude de la distribution d'écoulements mono- et diphasiques dans un échangeur à mini-canaux. Pertes de pression régulières et singulières*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2008, 242 p.
- PREMOLI A., FRANCESCO D. et PRINA A. *A dimensionless correlation for determining the density of two-phase mixtures*, La Termotecnica, **25**, pp. 17–26, 1971.
- PUSTYLNİK L., BARNEA D. et TAITEL Y. *Prediction of two-phase flow distribution in parallel pipes using stability analysis*, AIChE Journal, **52(10)**, pp. 3345–3352, 2006.
- REBAY M., ARFAOUI A., MEBARKI G., BEN MAAD R. et PADET J. *Improvement of the pulsed photothermal technique for the measurement of the convective heat transfer coefficient*, Journal of Thermal Science, **19(4)**, pp. 357–363, 2010.
- REIMANN J., BRINKMANN H. J. et DOMANSKI R. *Gas-liquid flow in dividing T-junction with horizontal inlet and different branch orientations and diameters*, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Reaktorbauelemente Report KfK, **4399**, pp. 105–119, 1988.
- REIMANN J. et SEEGER W. *Two-phase flow in a T-junction with a horizontal inlet. Part II : Pressure differences*, International Journal of Multiphase Flow, **12(4)**, pp. 587–608, 1986.
- RICHARDSON B. L., *Some problems in horizontal two-phase two-component flow*, Thèse de doctorat, Purdue University, Indiana, USA, 1959, 149 p.
- ROETZEL W., DAS S. K. et LUO X. *Measurement of the heat transfer coefficient in plate heat exchangers using a temperature oscillation technique*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **37(1)**, pp. 325–331, 1994.
- ROETZEL W., LUO X. et XUAN Y. *Measurement of heat transfer coefficient and axial dispersion coefficient using temperature oscillations*, Experimental Thermal and Fluid Science, **7(4)**, pp. 345–353, 1993.
- RÖGER M. *A periodic-transient method for high-resolution heat transfer measurement on two-dimensional curved surfaces*, Journal of Heat Transfer, **129(12)**, pp. 1638–1654, 2007.
- ROHSENOW W. M. *A method of correlating of heat transfer data for surface boiling of liquids*, ASME Transactions, **84**, pp. 969–975, 1962.
- ROHSENOW W. M. et HARTNETT J. P., *Handbook of Heat Transfer*, McGraw Hill, New York, USA, 1973, 1515 p.
- ROMIE F. *Private communication*, P. Lottes, American Standard Company, 1958.
- RONG X., KAWAJI M. et BURGERS J. G. *Gas-liquid and flow rate distributions in single end tank evaporator plates*, SAE Transactions, **105**, pp. 417–425, 1996.
- SA Y. C., JANG D. Y., KO C. S., OH S. K., OH S. Y. et CHUNG B. Y. *Flow mal-distribution of flat tube evaporator*, Proceedings of the 4th International Symposium on Heating, Ventilating and Air Conditioning, pp. 817–822, 2003.
- SABA N. et LAHEY JR. R. T. *The analysis of phase separation phenomena in branching conduits*, International Journal of Multiphase Flow, **10(1)**, pp. 1–20, 1983.
- SCHALBART P., *Modélisation du fonctionnement en régime dynamique d'une machine frigorifique bi-étagée à turbo-compresseurs - Application à sa régulation*, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, Lyon, France, 2006, 177 p.

- SCHMID P., *Beitrag zur experimentellen Untersuchung strömungs-mechanischer Energieverluste in Rohrvereinigung*, 1977, dissertation, Technische Universität München, Germany.
- SCHMIDT H. et LOTH R. *Predictive methods for two-phase flow pressure loss in tee junctions with combining conduits*, International Journal of Multiphase Flow, **20(4)**, pp. 703–720, 1994.
- SEEGER W., REIMANN J. et MÜLLER U. *Two-phase flow in a T-junction with a horizontal inlet. Part I : Phase separation*, International Journal of Multiphase Flow, **12(4)**, pp. 575–585, 1986.
- SHAH R. K. et LONDON A. L., *Laminar flow forced convection in ducts : a source book for compact heat exchanger analytical data*, Advances in heat transfer : Supplement, Academic Press, New York, USA, 1978.
- SHI J., QU X., QI Z. et CHEN J. *Investigating performance of microchannel evaporators with different manifold structures*, International Journal of Refrigeration, **34(1)**, pp. 292–302, 2011.
- SHOHAM O., BRILL J. P. et TAITEL Y. *Two-phase flow splitting in a tee junction-experiment and modelling*, Chemical Engineering Science, **42(11)**, pp. 2667–2676, 1987.
- STACEY T., AZZOPARDI B. J. et CONTE G. *The split of annular two-phase flow at a small diameter T-junction*, International Journal of Multiphase Flow, **26(5)**, pp. 845–856, 2000.
- STEPHAN K. et ABDELSALAM M. *Heat transfer correlations for natural convection boiling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **23(1)**, pp. 73–87, 1980.
- TAE S.-J. et CHO K. *Two-phase split of refrigerants at a T-junction*, International Journal of Refrigeration, **29(7)**, pp. 1128–1137, 2006.
- TAITEL Y. et DUKLER A. E. *A Model For Predicting Flow Regime Transitions In Horizontal And Near Horizontal Gas-Liquid Flow*, AIChE Journal, **22(1)**, 1976.
- TAITEL Y., PUSTYLNİK L., TSHUVA M. et BARNEA D. *Flow distribution of gas and liquid in parallel pipes*, International Journal of Multiphase Flow, **29(7)**, pp. 1193–1202, 2003.
- TECLEMARIAM Z., SOLIMAN H. M., SIMS G. E. et KOWALSKI J. E. *Experimental investigation of the two-phase flow distribution in the outlets of a horizontal multi-branch header*, Nuclear Engineering and Design, **222(1)**, pp. 29–39, 2003.
- THOME J. R. *Prediction of pressure drop during during forced circulation boiling water*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **7**, pp. 709–724, 1964.
- THOME J. R., *Boiling*, dans A. Bejan et A. D. Kraus, réds., *Heat Transfer Handbook*, chap. 9, pp. 635–717, John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, USA, 2003.
- THONON B. *Échangeurs à plaques : dix ans de recherche au GRETh. Partie 1. Écoulements et transferts de chaleur en simple phase et double phase*, Revue Générale de Thermique, **34(397)**, pp. 77–90, 1995.
- TOMPKINS D. M., YOO T., HRNJAK P. S., NEWELL T. et CHO K. *Flow distribution and pressure drop in microchannel manifolds*, Proceedings of the 9th International Refrigeration and Air Conditioning Conference, p. 2002, School of Mechanical Engineering, Purdue, USA, 2002.
- TRAN T. N., WAMBSGANSS M. W. et FRANCE D. M. *Small circular- and rectangular-channel boiling with two refrigerants*, International Journal of Multiphase Flow, **22(3)**, pp. 485–498, 1996.

- TRAN T. N., WAMBSGANSS M. W., FRANCE D. M. et JENDRZEJCZYK J. A. *Boiling heat transfer in a small, horizontal, rectangular channel*, AIChE Symposium Series, **89(295)**, pp. 253–261, 1993.
- TRAVISS D. P. et ROHSENOW W. M. *Refrigerant forced convection condensation inside horizontal tubes*, ASHRAE Transactions, 1971.
- TRIPLETT K. A., GHIAASIAAN S. M., ABDEL-KHALIK S. I. et SADOWSKI D. L. *Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I : two-phase flow patterns*, International Journal of Multiphase Flow, **25(3)**, pp. 377 – 394, 1999.
- TUO H., BIELSKUS A. V. et HRNJAK P. S. *Experimentally validated model of refrigerant distribution in a parallel microchannel evaporator*, SAE International Journal of Materials and Manufacturing, **5(2)**, pp. 365–374, 2012.
- TURAGA M. et GUY R. W. *Refrigerant side heat transfer and pressure drop estimates for direct expansion coils. A review of works in North American use*, International Journal of Refrigeration, **8(3)**, pp. 134–142, 1985.
- TURNER J. M., *Annular two-phase flow*, Thèse de doctorat, Dartmouth College, Hannover, Hannover, Hamburg, 1966.
- VIST S. et PETTERSEN J. *Two-phase flow distribution in compact heat exchanger manifolds*, Experimental Thermal and Fluid Science, **28(2-3)**, pp. 209–215, 2004.
- WAMBSGANNS M. W., FRANCE D. M., A J. J. et TRAN T. N. *Boiling heat transfer in a horizontal small-diameter tube*, ASME Journal of Heat Transfer, pp. 963–972, 1993.
- WAMBSGANNS M. W., SHAH R. K., CELATA G. P. et ZUMMO G. *Vaporization in compact heat exchangers*, Proceedings of 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, **4**, pp. 2049–2062, 1997.
- WANG B. X. et PENG X. F. *Experimental investigation on liquid forced-convection heat transfer through microchannels*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **37(1)**, pp. 73–82, 1994.
- WANG Z., IRELAND P. T., KOHLER S. T. et CHEW J. W. *Heat transfer measurements to a gas turbine cooling passage with inclined ribs*, American Society of Mechanical Engineers Journal of Turbomachinery, **120**, pp. 63–69, 1998.
- WATANABE M., KATSUTA M. et NAGATA K. *Prediction of two-phase flow distribution in multipass tube by utilizing annular flow division model*, Proceedings of the 11th International Heat Transfer Conference, **2**, pp. 151–156, 1998.
- WATANABE M., KATSUTA M., NAGATA K. et SAKUMA K. *General characteristics of two-phase flow distribution in a multipass tube*, Heat Transfer - Japanese Research, **24(1)**, pp. 32–44, 1995.
- WEBB R. L. et CHUNG K. *Two-phase flow distribution to tubes of parallel flow air-cooled heat exchangers*, Heat Transfer Engineering, **26(4)**, pp. 3–18, 2005.
- WEN M.-Y., LEE C.-H. et TASI J.-C. *Improving two-phase refrigerant distribution in the manifold of the refrigeration system*, Applied Thermal Engineering, **28(17-18)**, pp. 2126–2135, 2008.
- WHALLEY P. B. *Boiling condensation and gas-liquid flow*, Oxford Science Publications, 1987.

- WINTERTON R. H. S. *Where did the Dittus and Boelter equation come from ?*, International Journal of Heat and Mass Transfer, **41(4-5)**, pp. 809–810, 1998.
- WREN E., BAKER G., AZZOPARDI B. J. et JONES R. *Slug flow in small diameter pipes and T-junctions*, Experimental Thermal and Fluid Science, **29(8)**, pp. 893–899, 2005.
- YANG C.-Y. et SHIEH C.-C. *Flow pattern of air-water and two-phase R-134a in small circular tubes*, International Journal of Multiphase Flow, **27(7)**, pp. 1163–1177, 2001.
- YOO T., HRNJAK P. S. et NEWELL T. A., *An experimental investigation of two-phase flow distribution in microchannel manifolds*, Rap. tech., ACRC, 2002.
- ZHANG Q. M., HRNJAK P. S. et NEWELL T. A., *An experimental investigation of R-134a flow distribution in horizontal microchannel manifolds*, Rap. tech., ACRC, 2003.
- ZIVI M. S. *Estimation of steady state steam void fraction by means of the principle of minimum entropy production*, Journal of Heat Transfer, **86**, pp. 20–26, 1964.
- ZUBER N., STAUB F. W. et BIJWAARD G. *Vapor void fraction in subcooled boiling and in saturated boiling systems*, 3^{er} International Heat Transfer Conference Poceeding, tm. 5, pp. 24–38, 1966.