Nancy-Université
Université Henri Poincaré

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

➢ Contact SCD Nancy 1 : theses.sciences@scd.uhp-nancy.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

École E.S.S.T.I.N
École Doctorale EMMA
Département de Formation Doctorale

THÈSE

présentée pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1

en Mécanique et Énergétique

par

Fadil AYAD

Modélisation et caractérisation expérimentale d'un évaporateur à mini-canaux de climatisation automobile fonctionnant au CO_2

Soutenue publiquement le 12 novembre 2007

Membres du jury :

Rapporteurs :	M. Lounes TADRIST	Professeur, IUSTI, Université de Marseille
	M. André BONTEMPS	Professeur, UJF : LEGI, Grenoble
Examinateurs :	M. Tim COWELL	Professeur, Université de Brighton, G-B
	M. Michel FEIDT	Professeur, UHP : LEMTA, Nancy
	M. Riad BENELMIR	Professeur, UHP : LERMAB, Nancy (Directeur de thèse)
	M. Mohamed IDRIS	Docteur ingénieur, Delphi, Luxembourg
Invité :	M. Michel GRADECK	Maître de conférence HDR, LEMTA, Nancy

Laboratoire d'énergétique et de mécanique théorique et appliquée, UMR CNRS 7563

2 avenue de la forêt de Haye, B.P. 160, 54504 Vandoeuvre Cedex, France

École E.S.S.T.I.N
École Doctorale EMMA
Département de Formation Doctorale

THÈSE

présentée pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1

en Mécanique et Énergétique

par

Fadil AYAD

Modélisation et caractérisation expérimentale d'un évaporateur à mini-canaux de climatisation automobile fonctionnant au CO_2

Soutenue publiquement le 12 novembre 2007

Membres du jury :

Rapporteurs :	M. Lounes TADRIST	Professeur, IUSTI, Université de Marseille
	M. André BONTEMPS	Professeur, UJF : LEGI, Grenoble
Examinateurs :	M. Tim COWELL	Professeur, Université de Brighton, G-B
	M. Michel FEIDT	Professeur, UHP : LEMTA, Nancy
	M. Riad BENELMIR	Professeur, UHP : LERMAB, Nancy (Directeur de thèse)
	M. Mohamed IDRIS	Docteur ingénieur, Delphi, Luxembourg
Invité :	M. Michel GRADECK	Maître de conférence HDR, LEMTA, Nancy

Laboratoire d'énergétique et de mécanique théorique et appliquée, UMR CNRS 7563

2 avenue de la forêt de Haye, B.P. 160, 54504 Vandoeuvre Cedex, France

À mes parents, ma sœur et ma tante Ouiza

Remerciements

Ce travail de thèse a fait l'objet d'une Convention Industrielle de Formation par la Recherche (CIFRE) entre le Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, l'entreprise Delphi (équipementier automobile) et moi-même.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à M. Bontemps (professeur à l'université Joseph Fourier) et M. Tadrist (professeur à l'université de Marseille) qui ont accepté de rapporter sur ce travail.

Pour leur participation à mon jury de thèse, j'adresse de sincères remerciements à M. Tim Cowell (professeur à l'université de Brighton), à M. Feidt (professeur à l'université Henri Poincaré) et M. Gradeck (maître de conférence à l'université Henri Poincaré).

Je voudrais exprimer mes sincères remerciements à M. Benelmir (directeur de thèse) et à M. Idris (Docteur ingénieur chez Delphi) de m'avoir accompagné tout au long de ces trois années en m'ayant apporté conseils et critiques constructives et pour m'avoir témoigné leurs amitiés sincères.

Je dois à mesdames Odille-Hirtt et Lang et à Mlle Simonigh de sincères remerciements pour toutes mes quêtes administratives.

Merci enfin, à tous les thésards, en particuliers Jérôme, Fabien, Corinne, Thomas, personnels du laboratoire et êtres divers et variés que j'ai côtoyé et qui ont su maintenir une ambiance de travail humaine et chaleureuse.

Résumé

Ce travail s'inscrit dans le cadre de l'utilisation du dioxyde de carbone comme réfrigérant dans les systèmes de climatisation automobile en remplacement du HFC-134a. L'objectif est d'assurer le bon dimensionnement de l'évaporateur. Cela nécessite une étude du comportement de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux et la caractérisation expérimentale de l'échange de chaleur et de masse côté air assuré par des ailettes à persiennes. La vaporisation du CO_2 est dominée par un régime d'ébullition nucléée offrant des coefficients d'échange très élevés et par un assèchement (disparition du film liquide en contact de la paroi) précoce. À partir de données expérimentales issues de la littérature, une méthode prédictive du coefficient d'échange de chaleur en fonction du titre en vapeur a été développée. Cette méthode combine des modèles de transfert de chaleur d'ébullition nucléée, d'évaporation convective et de post-assèchement. Du côté air de l'évaporateur, un travail expérimental a été mené pour étudier l'impact de l'humidité absolue sur la performance thermohydraulique des ailettes à persiennes. Il ressort qu'à partir d'un nombre de Reynolds relativement faible et en mode de déshumidification, l'augmentation de l'humidité absolue de l'air dégrade le coefficient d'échange de chaleur sensible alors que l'efficacité d'ailette reste quasiment inchangée. Enfin, tous ces résultats nous ont permis de développer un modèle de simulation du fonctionnement des évaporateurs à mini-canaux basé sur une discrétisation fine de l'échangeur ; c'est un outil précieux pour le dimensionnement et l'optimisation de tels échangeurs de chaleur.

Mots clés

Échangeur de chaleur compact, évaporateur à mini-canaux, ébullition en convection forcée, climatisation automobile, CO_2 (R744), ailettes à persiennes, air humide, transfert de chaleur et de masse.

Abstract

This work deals with the use of carbon dioxide as refrigerant for automotive air conditioning systems in replacement of HFC-134a. The objective is to provide the right design of evaporators. For that, it is necessary to study the vaporization of CO_2 inside minichannels and to characterize the heat and mass transfer on the air-side. CO_2 vaporization is characterized by a predominant nucleate boiling, leading to high heat transfer coefficients, and an early dryout (disappearance of liquid film in contact with the wall). From experimental data found in the literature, a predictive method of heat transfer coefficient according to the vapor quality has been developed. This method combines heat transfer models of nucleate boiling, convective evaporation and post-dryout. On the air-side of the evaporator, an experimental work has been performed to study the impact of absolute humidity on the thermal-hydraulic performance of louvered fins. We noted that from a relatively low value of Reynolds number, in dehumidifying conditions, the increase in absolute humidity degrades the sensible heat transfer coefficient, while the fin efficiency remains almost unchanged. Finally, all these results allowed us to develop a numerical model of minichannels evaporator based on a fine discretization of the heat exchanger; it is a valuable tool for the design and optimization of such heat exchangers.

Keywords

Compact heat exchanger, minichannels evaporator, flow boiling, automotive air conditioning, CO_2 (R744), moist air, louvered fins, heat and mass transfer.

Table des matières

Remerciements ..... **vii**
Résumé ..... **ix**
Abstract ..... **x**
Table des matières ..... **xi**
Nomenclature ..... **xix**
Introduction générale **1**
Première partie L'utilisation du CO_2 comme fluide frigorigène **5**
Chapitre 1 Contexte de l'étude **7**
1.1 L'historique du CO_2 en tant que réfrigérant 7
1.1.1 L'âge d'or 7
1.1.2 Le déclin 8
1.1.3 La renaissance 8
1.2 Cycle transcritique du R-744 11
1.3 Propriétés physiques du CO_2 en supercritique 12
1.4 L'évaporateur du système de climatisation automobile 14
1.4.1 Évolution de la technologie des évaporateurs automobiles 14
1.4.2 Les évaporateurs à mini-canaux 18
1.4.3 Évaporateur pour la climatisation fonctionnant au R744 22
Chapitre 2 Analyse du cycle trans-critique du CO_2 ..... **23**
2.1 Pression optimale de refoulement 23
2.2 Analyse exergétique d'un système de climatisation automobile fonctionnant au R744 25
2.2.1 Définition de l'exergie 25
2.2.2 Analyse exergétique des composants d'une machine frigorifique 26
2.2.3 Performance thermodynamique de la machine frigorifique 27
2.2.4 Conclusion du chapitre 31
Deuxième partie Étude sur la vaporisation du CO_2 ..... **33**
Chapitre 3 Étude générale sur la vaporisation dans les tubes **35**
3.1 Introduction 35

3.2 Configurations d'écoulement 35
3.2.1 Configurations d'écoulement pour un tube vertical 35
3.2.2 Configurations d'écoulement pour un tube horizontal 36
3.3 Régimes thermiques lors de la vaporisation des frigorigènes 37
3.4 Définitions de quelques concepts 43
3.5 Cartes de configurations d'écoulement 43
3.5.1 Carte de configurations d'écoulement pour les tubes verticaux 44
3.5.2 Carte de configurations d'écoulement pour les tubes horizontaux : Carte d'écoulement développée par Kattan-Thome-Favrat (1998a) 44
3.6 Modèles de transfert de chaleur de l'ébullition 48
3.6.1 Modèle basé sur les configurations d'écoulements : Modèle de Kattan-Thome-Favrat (1998c), dernière mise à jour par Wojtan et al. (2005) 48
3.7 Synthèse sur les modèles du transfert de chaleur en ébullition 52
3.8 Pertes de pression des écoulements en ébullition forcée 53
3.8.1 Perte de pression par gravité 53
3.8.2 Perte de pression par accélération 54
3.8.3 Perte de pression par frottement 54
3.9 Conclusion du chapitre 57
Chapitre 4 Étude sur l'ébullition dans les mini-canaux 59
4.1 Introduction 59
4.2 Étude du transfert de chaleur et des pertes de pression des écoulements en simple phase 59
4.2.1 Transition du régime laminaire vers le régime turbulent 59
4.2.2 Pertes de pression 60
4.2.3 Transfert de chaleur en simple phase 61
4.3 Effets du confinement et classification des canaux 61
4.4 Impact de l'orientation du tube à mini-canaux sur l'écoulement diphasique 64
4.5 Synthèse succincte sur les caractéristiques des écoulements diphasiques en milieu confiné 66
4.5.1 Configurations d'écoulement 66
4.5.2 Coefficients de transfert de chaleur expérimentaux en ébullition forcée 68
4.5.3 Modèles prédictifs du coefficient de transfert de chaleur 69
4.5.4 Pertes de pression en ébullition forcée dans les mini-canaux 77
4.6 Conclusion du chapitre 79

Chapitre 5 Étude de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux 81
5.1 Introduction 81
5.2 Étude des propriétés thermophysiques du CO_2 à l'état diphasique 81
5.2.1 Comparaison entre les propriétés thermophysiques du CO_2 et celles des réfrigérants classiques 81
5.2.2 Étude des propriétés thermophysiques du CO_2 82
5.3 Ébullition et évaporation à hautes pressions et tension superficielle 87
5.4 Mécanisme de l'entraînement des gouttelettes de liquide 89
5.5 Le phénomène de l'assèchement 92
5.6 Évaporation convective dans un écoulement à brume « mist flow » 93
5.7 Description des études expérimentales portant sur la vaporisation du CO_2 96
5.7.1 Études sur la vaporisation en macro-canaux 96
5.7.2 Études de la vaporisation en mini-canaux 103
5.7.3 Étude de Hihara et Tanaka (2000) 103
5.7.4 Études de Pettersen 104
5.7.5 Étude de Yun et Kim (2004c) 110
5.7.6 Étude de Yun et al. (2005a) 113
5.7.7 Étude de Zhao et al. (2002) 115
5.7.8 Étude de Yun et al. (2005b) 116
5.8 Synthèse sur les études expérimentales de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux 118
5.9 Descriptions des méthodes prédictives du coefficient d'échange de chaleur 121
5.9.1 Modèle prédictif de Hwang 122
5.9.2 Modèle de Yoon et al. (2004) 123
5.9.3 Modèle de Thome et El Hajal 124
5.9.4 Étude de Cheng et al. (2006) 125
5.10 Prédiction du gradient de chute de pression par frottement lors de la vaporisation du CO_2 129
5.11 Conclusion du chapitre 132
Chapitre 6 Développement d'un modèle prédictif du coefficient de transfert de chaleur de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux 133
6.1 Introduction 133
6.2 Constitution d'une banque de données expérimentales du transfert thermique de l'ébullition du CO_2 en mini-canaux 133

6.3 Développement d'un modèle prédictif du coefficient diphasique 134
6.4 Prédiction du coefficient d'échange dans la région pré-assèchement 136
6.4.1 Identification de la valeur critique du nombre d'ébullition 136
6.4.2 Prédiction du coefficient d'échange de l'ébullition nucléée 136
6.4.3 Prédiction du coefficient d'échange en ébullition mixte 139
6.5 Prédiction du titre critique 139
6.5.1 Méthode Auracher et al. (1990) : Critères de similitude de Ahmad 140
6.6 Prédiction du coefficient d'échange dans la région post-assèchement 142
6.6.1 Modèles ne tenant pas compte des effets de non équilibre 143
6.6.2 Modèles tenant compte des effets de non équilibre 143
6.6.3 Évaluation des modèles en post-assèchement 149
6.7 Prédiction du coefficient d'échange dans la région de l'assèchement 151
6.8 Récapitulatif des étapes de calcul du nouveau modèle prédictif du coefficient d'échange 151
6.9 Confrontation du modèle à la base de données en vue de sa validation 152
6.10 Étude de sensibilité du coefficient d'échange de chaleur 159
6.10.1 Impact de la densité de flux thermique 159
6.10.2 Impact de la vitesse massique 159
6.10.3 Impact de la température de saturation 160
6.11 Conclusion du Chapitre 160
Troisième partie Caractérisation expérimentale des ailettes à persiennes, en conditions sèche et humide 163
Chapitre 7 État de l'art sur les ailettes persiennées 165
7.1 Introduction 165
7.2 Configuration des ailettes à persiennes 165
7.3 Structures d'écoulement à travers un réseau d'ailettes persiennées 167
7.3.1 Efficacité d'écoulement 169
7.3.2 Régimes d'écoulement 173
7.4 Les caractéristiques du transfert de chaleur 175
7.4.1 Intensification du transfert thermique avec les ailettes persiennées 175
7.4.2 Transfert de chaleur local dans un réseau d'ailettes persiennées 176
7.4.3 Impact du sillage thermique 177
7.4.4 Optimisation géométrique en vue de minimiser l'impact du sillage thermique 178

7.4.5 Impact des paramètres géométriques sur la performance thermo-hydraulique.... 180
7.4.6 Caractéristiques du transfert de chaleur aux faibles nombres de Reynolds ... 181
7.5 Corrélations du facteur de Colburn et de Fanning 185
7.5.1 Corrélations de Davenport (1983)..... 186
7.5.2 Corrélations de Achaichia et Cowell (1988a) 187
7.5.3 Corrélation de Sunden et Svantesson (1992) 188
7.5.4 Corrélations de Chang et Wang (1997, 2006)..... 188
7.5.5 Corrélation de Kim et Bullard (2002a) 190
7.6 Études de l'impact des condensats sur les ailettes persiennées..... 190
7.6.1 Étude de McLaughlin et Webb (2000)..... 191
7.6.2 Étude de Osada et al. (2001) 192
7.6.3 Étude de Kaiser et Jacobi (2000)..... 195
7.6.4 Étude de Tang et Jacobi (2001)..... 201
7.6.5 Synthèse sur les études en condensation..... 202
7.7 Conclusion du chapitre..... 204
Chapitre 8 Étude des transferts de chaleur et de masse lors d'un refroidissement d'air 205
8.1 Introduction..... 205
8.2 Transfert de chaleur en absence de déshumidification..... 205
8.2.1 Bilan massique 205
8.2.2 Bilan thermique sur l'air humide 205
8.3 Transfert de chaleur et de masse en présence de déshumidification..... 206
8.3.1 Bilan massique 207
8.3.2 Bilan énergétique..... 207
8.4 Application aux batteries ailetées..... 212
8.4.1 Calcul de l'efficacité d'ailette sèche 212
8.4.2 Calcul de l'efficacité d'ailette mouillée 213
8.4.3 Conductance thermique globale de la batterie 215
8.5 Conclusion du chapitre..... 219
Chapitre 9 Étude expérimentale : description du banc d'essais et de la procédure expérimentale..... 220
Chapitre 10 Analyse des résultats expérimentaux 221
Quatrième partie Modèle de simulation pour évaporateurs à mini-canaux..... 223

Chapitre 11 Développement d'un modèle de simulation d'évaporateurs à mini-canaux 225
11.1 Introduction 225
11.2 Types de modèles de simulation d'échangeurs 225
11.3 Capacités du modèle 225
11.4 Configurations de l'évaporateur 226
11.5 Discrétisation de l'évaporateur 226
11.6 Hypothèses du modèle 228
11.7 Entrées et sorties 230
11.8 Estimation des coefficients d'échange de chaleur 231
11.8.1 Coefficient d'échange de chaleur du côté réfrigérant 231
11.8.2 Coefficient d'échange de chaleur du côté air 232
11.8.3 Calcul des variables de sortie côté réfrigérant 232
11.9 Procédure du calcul avec ou sans déshumidification 233
11.9.1 Analyse en condition sèche 233
11.9.2 Analyse en condition humide 235
11.9.3 Calcul des propriétés thermophysiques des fluides 237
11.10 Algorithme de calcul 237
11.11 Exemple de cas simulé 238
11.12 Conclusion du chapitre 239
Conclusion générale 241
Références bibliographiques 245
Annexes 1
Annexe A Modèles de transfert de chaleur de l'ébullition en macro-canaux 3
A.1 Modèles de superposition 3
A.1.1 Modèle de Chen 3
A.1.2 Corrélation de Bennet-Chen (1980) 5
A.1.3 Corrélation de Gungor et Winterton (1986) 5
A.2 Modèles d'intensification 6
A.2.1 Modèle de Shah (1982) 6
A.2.2 Étude de Kandlikar (1990) 8
A.3 Modèles asymptotiques 10
A.3.1 Modèle asymptotique d'ordre 2 : Modèle de Liu et Winterton (1991) 11
A.3.2 Modèle asymptotique d'ordre 3 : Modèle de Steiner et Taborek (1992) 12

Annexe B Modèles de perte de pression diphasique en macro-canaux 17
B.1 Modèle de Friedel (1979) 17
B.2 Corrélation de Grönnerud (1979) 19
B.3 Corrélation de Chisholm (1973) 19
B.4 Corrélation de Müller-Steinhagen et Heck (1986) 20
B.5 Corrélation de Lombardi et Carsana (1992) 21
Annexe C Calcul des pertes de pression et du transfert thermique en simple phase en mini-canaux 23
C.1 Pertes de pression en régime laminaire 23
C.2 Pertes de pression en régime turbulent 24
C.3 Transfert de chaleur en régime laminaire 24
C.4 Transfert de chaleur en régime turbulent 25
Annexe D Modèle de Thome-Dupont-Jacobi 27
D.1 Fréquence de formation des bulles de vapeur 28
D.2 Conditions initiales et équations de base 29
D.3 L'épaisseur du film liquide 31
D.4 Expression du coefficient de transfert de chaleur 32
D.5 Identification des paramètres par comparaison avec les données expérimentales 34
Annexe E Modèles prédictifs de la chute de pression de l'ébullition en mini-canaux 37
E.1 Modèle de Mishima et Hibiki (1996) 37
E.2 Modèle de Lee et Mudawar (2005a) 37
E.3 Modèle de Zhang et Webb (2001) 37
E.4 Modèle de Tran *et al*. (2000) 38
Annexe F Propriétés thermophysiques de l'air humide et de l'eau glycolée 39
F.1 Propriétés thermophysiques de l'air humide 39
F.1.1 Pression partielle de vapeur 39
F.1.2 Pression à saturation de la vapeur 39
F.1.3 Humidité absolue de l'air 40
F.1.4 Humidité absolue à saturation 40
F.1.5 Degré de saturation 40
F.1.6 Humidité relative de l'air 41
F.1.7 Masse volumique de l'air humide 41
F.1.8 Chaleur spécifique de l'air humide 41
F.1.9 Viscosité dynamique de l'air humide 41

F.1.10 Conductivité thermique de l’air..... 41
F.1.11 Enthalpie spécifique de l’air humide..... 42
F.1.12 Débit massique de l’air sec..... 42

Nomenclature

Alphabet latin

A	diffusivité thermique	m^2/s
A	aire	m^2
A_c	aire minimum d'écoulement	m^2
A_{fr}	aire frontale	m^2
b	pente enthalpique	kJ/kg
$\dot{C}$	débit calorifique	J/K·s
C_p	Capacité thermique massique	J/kg·K
COP	Coefficient de performance	
d	diffusivité massique	m^2/s
D	Diamètre	m
D_b	Diamètre de bulle	m
D_h	diamètre hydraulique	m
$\dot{E}x$	flux d'exergie	W
F	facteur d'accroissement de l'évaporation convective	
f	facteur de frottement	
F_d	profondeur d'ailette ou d'écoulement	m
F_l	longueur d'ailette	m
F_p	pas d'ailette	m
G	vitesse massique	$kg/m^2·s$
g	gravité	m/s^2
h	coefficient d'échange de chaleur	$J/m^2·K$
H	hauteur de persienne	m
HR	humidité relative	%
i	enthalpie massique	J/kg
i_{air}	enthalpie spécifique de l'air humide	J/kg_{as}
$\dot{I}$	puissance exergétique détruite	W
j	facteur de Colburn	
K_m	coefficient de transfert de masse	kg/m^2s
L	longueur	m
$L\alpha$	angle de persienne	°
L_p	pas de persienne	m
L_v	chaleur latente	J/kg
m	facteur d'ailette	
$\dot{m}$	débit massique	kg/s
$\tilde{M}$	masse molaire	g/mol
NUT	nombre d'unité de transfer	
p	pression	Pa
P	puissance thermique	W
Δp	perte de pression	Pa
p_r	pression réduite ($=p/p_{cr}$)	

$\dot{q}$	densité de flux thermique	W/m²
$\dot{Q}$	puissance thermique	W
R_a	moyenne arithmétique de la rugosité d'une surface	m
R_{th}	résistance thermique	°C/W
S	facteur de suppression de l'ébullition nucléée	
s	entropie	J/kg·K
S_p	section de passage	m²
T	température	°C, K
T_d	température de rosée de l'air humide	°C, K
T_p	pas de tube	m
T_r	température réduite ($=T/T_{cr}$)	
ΔT	différence de température	°C, K
ΔT_{lm}	différence de température logarithmique moyenne	°C, K
U	conductance globale de l'échangeur	W/m²·K
u	vitesse	m/s
V	volume	m^3
V_{fr}	vitesse frontale	m/s
$\dot{W}$	puissance mécanique	W
x	titre massique en vapeur	
x_a	titre massique en vapeur réel	
x_{cr}	titre massique en vapeur critique	
x_e	titre massique en vapeur d'équilibre	
z	abscisse	m

Alphabet grec

α	taux de vide	
γ	rapport d'aspect	
δ	épaisseur	m
Δ…	variation de …	
ε	efficacité de l'échangeur	
Φ	multiplicateur diphasique	
η	efficacité d'écoulement	
η	efficacité de la surface ailetée	
η_{ex}	rendement exergétique	
η_f	efficacité d'ailette	
ξ	facteur dissipatif	
μ	viscosité dynamique	Pa.s
λ	conductivité thermique	W/m·K
ν	viscosité cinématique	m²/s
υ	volume spécifique	m^3/kg
ω	humidité absolue	$kg_{eau}/kg_{air,sec}$
ρ	masse volumique	kg/m^3
σ	tension superficielle	N/m
σ	porosité de la surface ailetée	
θ	angle de contact	°

Indices et exposants

a	accélération
as	air sec
b	bulle
bulk	cœur de l'écoulement
c	chaud
cr	critique
cv	convectif
dryout	assèchement
e	entrée
eq	équivalent
exp	expérimental
f	ailette
f	froid
f	frottement
fl	fluide
fr	frontal
g	gravité
gc	gas cooler
h	homogène
hum	humide
i	interne
l	liquide
lo	écoulement pris entièrement liquide
ll	liquide et gaz laminaires
lt	liquide laminaire, gaz turbulent
m	moyen
max	maximal
nb	ébullition nucléée
nbp	ébullition nucléée en vase
p	paroi
p,e	paroi externe
p,i	paroi interne
ref	réfrigérant
s	sortie
sat	saturé
sec	sec ou sèche
sen	sensible
sub	sous-refroidissement
TP	diphasique
t	tube
tot	total
tt	liquide et gaz turbulents, relatif aux transferts thermiques
tl	liquide turbulent, vapeur liquide
v	gaz
vo	écoulement pris entièrement gazeux
w	film de condensat

Nombres adimensionnels

$Bd = \frac{(\rho_l - \rho_v) g D_h^2}{\sigma}$	nombre de Bond
$Bo = \frac{\dot{q}}{G L_v}$	nombre d'ébullition
$Co = \frac{\left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right)^{1/2}}{D_h}$	nombre de confinement
$Cv = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5}$	nombre de convection
$f = \left(\frac{dp}{dz}\right) \frac{\rho D_h}{2G^2}$	coefficient de frottement
$Fr = \frac{G^2}{\rho^2 g D_h}$	nombre de Froude
$Lo = \frac{G^2 D_h}{\rho_m \sigma} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0.5}$	nombre de Lombardi
$Nu = \frac{h D_h}{\lambda}$	nombre de Nusselt
$\mathrm{Pr} = \frac{\mu C_P}{\lambda}$	nombre de Prandtl
$Re_l = \frac{G D_h}{\mu_l}(1-x)$	nombre de Reynolds de la fraction liquide
$Re_{lo} = \frac{G D_h}{\mu_l}$	nombre de Reynolds de l'écoulement considéré comme entièrement liquide
$Re_{Lp} = \frac{G L_p}{\mu}$	nombre de Reynolds, de l'écoulement d'air, basé sur le pas de persienne
$Re_v = \frac{G D_h}{\mu_v} x$	nombre de Reynolds de la fraction gazeuse
$Re_{TP} = \frac{G D_h}{\mu_{TP}}$	nombre de Reynolds diphasique
$We = \frac{G^2 D_h}{\rho^2 \sigma}$	nombre de Weber

Introduction générale

La climatisation automobile est devenue aujourd'hui un équipement presque de série. En effet, aux États-Unis et au Japon, le taux d'équipement des véhicules neufs est supérieur à 90 %. En Europe, en 2003, plus de 3 véhicules neufs sur quatre en étaient équipés. D'abord considérée comme un équipement de luxe dans les années 70 et 80, la climatisation automobile est devenue un critère important lors du choix du véhicule ; c'est plus de confort thermique et surtout plus de sécurité.

Cependant, le système de climatisation automobile, à travers ses inétanchéités et la surconsommation en carburant qu'il engendre, a un impact sur l'environnement non négligeable. Pour cela, il a subi des évolutions technologiques pour se conformer aux législations de plus en plus draconiennes. En vue de minimiser la consommation énergétique du système, les équipementiers et constructeurs automobiles fournissent des efforts constants en améliorant son contrôle et en développant de nouvelles technologies de compresseurs. Côté fluide frigorigène, suite au protocole de Montréal, le frigorigène CFC-12, gaz attaquant la couche d'ozone, a été remplacé en 1994 par un réfrigérant, ayant un *ODP*[1] nul, le HFC-134a. Depuis cette date jusqu'à nos jours, ce frigorigène alimente tous les systèmes de climatisation automobile. Cependant, les HFC ont un fort impact sur l'effet de serre ; pour cela, le protocole de Kyoto les a placés sur la liste des gaz à effet de serre à prohiber. De ce fait, l'Union Européenne prévoit leur remplacement, dans les systèmes de climatisation automobile, à l'horizon 2011, par un fluide ayant un *GWP*[2] inférieur à 150.

Cette situation a ramené sur le marché de « vieux » réfrigérants naturels, ayant un *ODP* nul et un faible *GWP*, tels que le dioxyde de carbone, l'ammoniac et les hydrocarbures. Ces deux derniers présentent de sérieuses contraintes sur le plan sécuritaire en raison de leur inflammabilité (hydrocarbures) et de leur toxicité (ammoniac). Par conséquent, le dioxyde de carbone (CO_2), un ancien réfrigérant utilisé dans la marine et dans la production de glace jusqu'au début des années 1930, a été réintroduit grâce aux travaux du professeur Lorentzen (1990). En plus des ses propriétés thermophysiques très avantageuses, le CO_2 possède une production frigorifique volumique Q_v très élevée comparée aux autres frigorigènes, en permettant la conception de systèmes plus compacts.

Néanmoins, le CO_2 présente quelques inconvénients dus essentiellement à : (i) sa faible température critique (31°C) nous obligeant à concevoir des systèmes fonctionnant suivant un cycle transcritique (le rejet de chaleur à la source chaude se fait au-dessus du point critique), et à de hautes pressions de service (jusqu'à 140 bars) ; (ii) ses hautes pressions d'évaporation (35 à 45 bars) qui imposent la révision de la technologie des évaporateurs actuels en optant pour la géométrie tube extrudé à mini-canaux[3]. Ces tubes sont plats et à canaux multiples parallèles obtenus par extrusion. Le diamètre hydraulique est généralement de 0,8 mm.

---

[1] Ozone Depletion Potential (potentiel de destruction de la couche d'ozone), voir § 1.1.3.1.
[2] Global warming Potential (Potentiel d'action d'un gaz sur l'effet de serre), voir § 1.1.3.2.
[3] Canaux ayant un diamètre hydraulique inférieur à 3 mm, voir leur classification au § 4.3.

La surface d'échange externe de ces échangeurs est constituée d'ailettes à persiennes en aluminium ; les tubes et les ailettes sont brasés.

Compte tenu de la pression réduite (rapport de la pression d'évaporation sur la pression critique) élevée du CO_2 dans les cycles transcritiques, les caractéristiques de sa vaporisation sont différentes de celles des réfrigérants classiques. De plus, la vaporisation dans les mini-canaux, pas encore tout à fait maîtrisée, ajoute à la complexité du problème. Ainsi, le dimensionnement et l'optimisation des évaporateurs au CO_2 passent d'abord par la compréhension des phénomènes mis en jeu lors de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux. Aussi, un modèle prédictif du coefficient d'échange de chaleur en vaporisation doit être établi. Dans cette étude, un tel modèle a été développé à partir de données expérimentales provenant de la littérature.

Par ailleurs, la résistance thermique côté air d'un évaporateur représente environ 80 % à 95 % de la résistance globale de l'échangeur. De ce fait, une optimisation de ces échangeurs passe obligatoirement par une réduction de cette résistance thermique. De plus, les équipementiers travaillent à réduire la taille des évaporateurs. Pour ces raisons, la surface externe doit être de haute compacité, offrant un meilleur transfert de chaleur possible tout en occasionnant des pertes de charge acceptables. Pour cela, des ailettes de type interrompu telles que les ailettes à persiennes sont largement utilisées. Du fait de la complexité et du nombre élevé de paramètres géométriques de ces ailettes, les corrélations générales du coefficient de transfert de chaleur et du facteur de frottement, valables en absence de déshumidification, ne sont pas toujours précises. En présence de déshumidification[4], la rétention des condensats sur la surface d'échange externe dégrade la performance thermo-hydraulique et apporte une complexité supplémentaire. Dans ce cas, il n'existe pas de corrélations prédictives générales et l'outil numérique n'est pas encore en mesure de modéliser les interactions entre l'écoulement d'air, les ailettes et le condensat. Pour toutes ces raisons le recours à l'expérimental est indispensable. Dans cette étude, il a été mis en place une procédure expérimentale en vue d'identifier le coefficient d'échange de chaleur et le facteur de frottement, avec et sans déshumidification. De plus, un état de l'art sur le comportement de l'écoulement d'air dans un réseau d'ailettes à persiennes a été dressé. Il nous permettra de nous guider dans l'optimisation des paramètres géométriques de telles ailettes.

Enfin, un modèle de simulation destiné aux évaporateurs à mini-canaux fonctionnant au CO_2, nommé *EvapDesigner*, est développé. C'est un outil d'aide à la conception et à l'optimisation de tels échangeurs. De plus, il pourra être associé à d'autres modèles de simulation de composants (tels que le refroidisseur d'air, le compresseur, la valve de détente…etc.) en vue de développer un outil de simulation du système de climatisation entier. Ce dernier ne fait pas l'objet de cette présente étude. Pour estimer le coefficient d'échange de chaleur interne de l'évaporateur, le programme *EvapDesigner* utilise le modèle prédictif du coefficient d'échange de la vaporisation du CO_2 développé dans cette étude. Pour le coefficient d'échange du côté air, le modèle *EvapDesigner* intègre les corrélations du facteur de Colburn établies expérimentalement par cette étude.

Ce mémoire s'articule autour de quatre parties subdivisées en chapitres. Dans la première, il s'agira de définir le contexte de l'étude et de montrer quelques caractéristiques

[4] Il y a déshumidification lorsque la température de rosée de l'air humide est en-dessous de celle de la surface externe de l'évaporateur. De la vapeur d'eau se condense ainsi sur cette surface. Ce régime a lieu durant une bonne partie du temps de fonctionnement de l'évaporateur.

thermodynamiques du cycle transcritique du CO_2, notamment par une analyse exergétique du système. La deuxième partie s'intéressera à l'étude de la vaporisation en général et particulièrement celle du CO_2, aussi bien dans les tubes conventionnels que dans les mini-canaux. Il sera également présenté un modèle prédictif du coefficient d'échange de chaleur de la vaporisation du CO_2 en mini-canaux. La troisième partie est consacrée à l'étude des caractéristiques du transfert de chaleur et des pertes de pression d'un écoulement d'air, avec et sans déshumidification, traversant un réseau d'ailettes à persiennes. Cette partie présentera un état de l'art, exposera les dispositifs expérimentaux utilsés pour cette étude puis analysera les résultats expérimenatux. La dernière partie présentera le modèle de simulation d'évaporateurs à mini-canaux avant de conclure et d'ouvrir de nouvelles perspectives à cette étude.

Remarque : *Nous signalons que les chapitres 9 et 10 de la troisième partie, relative à l'étude des ailettes à persiennes, seront supprimés de la version publique de ce mémoire pour des raisons de confidentialité.*

Première partie

L’utilisation du CO_2 comme fluide frigorigène

Chapitre 1

Contexte de l'étude

1.1 L'historique du CO_2 en tant que réfrigérant

1.1.1 L'âge d'or

Le CO_2 est un « vieux » réfrigérant, et il est donc normal de faire un bref historique sur l'utilisation de ce réfrigérant dans le siècle passé et de tenter de comprendre son déclin au profit des CFC, après la seconde guerre mondiale. La renaissance récente du CO_2 est également discutée.

Au début du 20ème siècle, le CO_2 était utilisé couramment comme réfrigérant, principalement dans les systèmes marins mais également dans la climatisation et les applications frigorifiques stationnaires. L'américain Alexandre Twining est le premier à avoir proposé, en 1850, le CO_2 comme réfrigérant dans un système à compression de vapeur ; son invention a fait l'objet d'un dépôt de brevet en Angleterre (Bodinus, 1999). Cependant, il a fallu attendre la fin des années 1860 pour qu'un système frigorifique au CO_2 voit le jour ; il a été conçu par l'Américain S.C. Lowe (Thévenot, 1979). En Europe, Karl Linde a construit la première installation au CO_2 en 1881. L'allemand Franz Windhausen a considérablement amélioré la technologie, surtout avec la conception d'un compresseur, et s'est vu attribuer un brevet en Angleterre en 1886. La compagnie J. & E. Hall anglaise a racheté les propriétés industrielles en 1887, et après avoir amélioré davantage la technologie, elle a lancé, en 1889, la commercialisation de la première machine au CO_2 de type bi-étagée. L'application primaire des installations au CO_2 était réservée pour la réfrigération marine, un domaine d'application où le CO_2 était le réfrigérant dominant jusqu'aux années 1950-1960 comme le montre la figure 1.1.

En Europe, les machines frigorifiques au CO_2 étaient souvent le seul choix possible, en raison des restrictions législatives à l'utilisation des réfrigérants toxiques ou inflammables tel que le NH_3 et le SO_2. Aux États-unis, le CO_2 a d'abord été utilisé, aux environs de 1890, dans les systèmes frigorifiques et par la suite, dans les systèmes de conditionnement d'air, aux années 1900. Les applications frigorifiques incluaient de petits systèmes de conservation d'aliments par le froid, alors que des systèmes de conditionnements d'air étaient installés par exemple dans des bateaux, des hôpitaux, des théâtres et des restaurants. L'utilisation du CO_2 a atteint son maximum pendant les années 20.

Cependant, l'utilisation du CO_2 comme frigorigène avait des inconvénients et posait quelques problèmes techniques. Par exemple, les systèmes au CO_2 souffraient plus, comparé à d'autres réfrigérants, d'une dégradation du *COP* (Coefficient Of Performance, Coefficient de

performance) et de la puissance frigorifique lorsque la température du puits de chaleur est élevée ; ce qui constitue un inconvénient majeur dans des pays chauds. Les systèmes utilisés alors fonctionnaient suivant un cycle frigorifique sous-critique. Aussi, la technologie de l'époque était inadaptée pour assurer le stockage et le confinement du CO_2 à haute pression. Par la suite, le recours au rejet de chaleur en supercritique ou l'utilisation de deux étages de compression, a permis de limiter la perte à la fois de la capacité frigorifique et du *COP*. La compression à plusieurs étages, conçue par Voorhees en 1905, est un exemple des améliorations apportées au cycle CO_2 (Kim et al, 2004a). Lorsque le rejet de chaleur en supercritique était nécessaire, on augmentait la charge frigorifique du système.

1.1.2 Le déclin

Vers la fin des années 30, de nouveaux frigorigènes synthétiques, les CFC (ChloroFluoroCarbures), ont été introduits sur le marché. En plus d'être, faiblement toxiques, non inflammables, peu coûteux, faciles à stocker, leur utilisation dans les cycles à compression de vapeur se fait à faibles pressions de fonctionnement et à haute efficacité énergétique. Ainsi, ils ont remplacé rapidement les frigorigènes naturels, dont le CO_2, dans la plupart des applications.

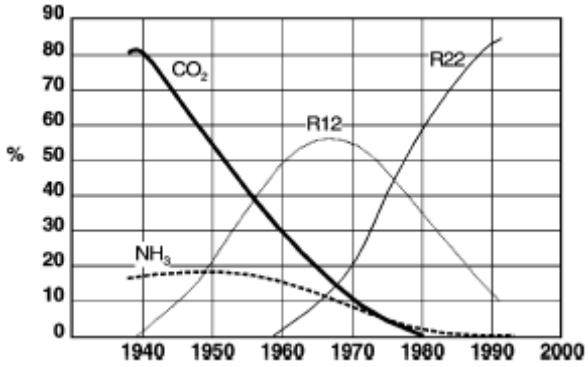


Figure 1.1 *Pourcentage d'utilisation des réfrigérants dans le transport maritime (Kim et al. 2004a)*

Ajouter à cela, un manque de volonté de la part des fabricants de système frigorifiques d'améliorer et de moderniser la conception des systèmes fonctionnant au CO_2.

1.1.3 La renaissance

1.1.3.1 Appauvrissement de la couche d'ozone

En 1974, deux scientifiques américains, Mario Molina et F. Sherwood Rowland, alertent la communauté internationale sur l'appauvrissement de la couche d'ozone, au-dessus de l'Antarctique, sous l'effet de certaines substances chimiques. Il a fallu attendre l'année 1985 pour qu'une conférence internationale ait lieu (conférence de Vienne) sur la protection de la couche d'ozone, et ce n'est qu'en 1987, qu'un accord international, visant à réduire et à terme éliminer complètement les substances qui appauvrissent la couche d'ozone, se concrétise ; il s'agit du protocole de Montréal. Parmi les substances incriminées, les CFC. Ces derniers sont interdits de vente depuis octobre 2000. Un indice, baptisé *ODP* (*Ozone Depletion Potential*), estime le potentiel d'action d'un gaz sur l'ozone stratosphérique rapporté à celui du R11 (soit la masse de R11 qu'il faudrait rejeter pour obtenir la même destruction d'ozone que 1 kg du réfrigérant considéré, divisée par 1 kg pour obtenir un nombre adimensionnel). Les HCFC (HydroFluoroCarbures), dont l'*ODP* est inférieur à celui des CFC, assurèrent l'intérim en attendant la généralisation des HFC (HydroFluoroCarbures), dont l'*ODP* est nul. Dans le

domaine de la climatisation automobile, le CFC-12 était le frigorigène utilisé. Suite au protocole de Montréal, il a été remplacé directement par le HFC-134a. On pensait à l'époque que ce dernier représentait la solution définitive.

1.1.3.2 Accentuation de l'effet de serre

En raison de l'activité humaine qui libère d'autres gaz à effet de serre, un surplus artificiel d'effet de serre provoque un réchauffement du climat, et ce depuis deux siècles environ. Parmi les gaz à effet de serre émis par l'activité humaine, le CO_2, dégagé par la combustion des énergies fossiles, le méthane provenant des activités agricoles et des décharges d'ordure, et les frigorigènes fluorés.

En réponse à ce problème, en 1992, a eu lieu le sommet de la Terre à Rio durant lequel les états les plus riches et responsables de la majorité des émissions de gaz à effet de serre s'y engagent à stabiliser et diminuer leurs émissions. En 1997, cet engagement prend juridiquement forme avec le protocole de Kyoto, mais non ratifié par tous les pays. Dans le cadre de ce protocole, le *GIEC* (Groupe International des Experts du Climat) a été mandaté pour calculer l'indice *GWP* (Global Warming Potential) ou, en français, *PRG* (Potentiel de Réchauffement Global) des gaz à effet de serre. Cet indice estime le potentiel d'action d'un gaz sur l'effet de serre rapporté à celui du CO_2 (soit la masse de CO_2 rapportée à 1 kg qu'il faudrait rejeter pour obtenir le même effet de serre que 1 kg du réfrigérant considéré) ; le tableau 1.1 donne les valeurs du *PRG* de certains frigorigènes. Les HFC possèdent un GWP assez important allant de plusieurs dizaines à plusieurs milliers, ce qui les place, avec cinq autres gaz, sur la liste des gaz à effet de serre à prohiber. Le frigorigène actuellement utilisé dans la climatisation automobile, le HFC-134a, a un *PRG* de 1300 c'est-à-dire que 1 kg de R-134a a le même impact sur l'effet de serre que 1300 kg de CO_2, sur une période de 100 ans. En raison des inétanchéités du système de climatisation automobile, à cause notamment de l'utilisation de compresseurs ouverts, 60 % des émissions de fluides frigorigènes proviennent de tels systèmes (Neksa *et al*. 1998). C'est pourquoi, l'union européenne prévoit son remplacement dans la climatisation automobile, dés 2011, par un frigorigène ayant un *PRG* inférieur à 150.

Remarque : *La contribution des systèmes de climatisation au réchauffement climatique ne se limite pas uniquement aux émissions de fluide frigorigène par des fuites aux niveaux des inétanchéités de tels systèmes (effet direct), elle provient également de l'émission du CO_2 qui résulte de la fourniture de l'énergie au système (effet indirect). Ces deux effets sont pris en compte par l'impact total de réchauffement TEWI (Total Equivalent Warming Impact).*

Cette situation a ramené sur le marché de « vieux » réfrigérants naturels, ayant un *ODP* nul et un faible *GWP*, tels que le dioxyde de carbone, l'ammoniac et les hydrocarbures. Ces deux derniers présentent de sérieuses contraintes sur le plan sécuritaire en raison de leur inflammabilité (hydrocarbures) et de leur toxicité (ammoniac). Par conséquent, le dioxyde de carbone, fluide non toxique[5] et non inflammable, a été réintroduit, en 1990, grâce aux travaux du professeur Lorentzen. Cette année là, il breveta un système au CO_2 fonctionnant suivant un cycle transcritique où la haute pression est contrôlée par la vanne de détente (Lorentzen, 1990). En 1992, il présente les résultats expérimentaux du premier système de climatisation automobile fonctionnant au CO_2 suivant un cycle transcritique (Lorentzen et Pettersen, 1992). Une comparaison a été faite entre un système au R-12 et un système de CO_2 (prototype de

[5] À condition que son pourcentage ne dépasse pas 50 ppm soit 4-5 % en volume, valeur fixée par la médecine du travail

laboratoire) avec des dimensions d'échangeur de chaleur de puissance frigorifique similaires. Bien que les calculs théoriques de cycle aient indiqué que l'efficacité du système au CO_2 serait inférieure, un certain nombre de facteurs pratiques ont rendu les efficacités réelles des deux systèmes similaires. Grâce à ces résultats et d'autres, l'intérêt de l'utilisation du CO_2 comme réfrigérant augmentait considérablement tout au long des années 90, malgré la résistance de l'industrie des fluorocarbures. Un certain nombre de projets de développement et de coopération ont été initiés par l'industrie et le secteur de la recherche, tel que le projet européen de consortium d'industrie « RACE » (Refrigeration and Automotive Climate Systems under Environmental Aspects) portant sur la climatisation automobile utilisant le CO_2. Aussi, le nombre de publications scientifiques en rapport à l'utilisation du CO_2 en cycle transcritique ne cesse d'augmenter, comme en témoigne la figure 1.2.

Dans le domaine de la réfrigération, le CO_2 est désigné par R-744 : « R » pour réfrigérant, « 7 » pour fluide naturel et « 44 » pour 44 g/mol, la masse molaire du CO_2.

Tableau 1.1 *Caractéristiques de certains réfrigérants*

	R12 (CFC)	R22 (HCFC)	R134a (HFC)	R152a	R-717 (NH3)	R-744 (CO_2)
Substance naturelle	Non	Non	Non	Non	Oui	Oui
Prix relatif	1	1	3-4	?	0,2	0,1
ODP	1	0,05	0	0	0	0
GWP (100 ans)	7100	1500	1300	140	0	1
Toxicité	Non	Non	Non	Non	Oui	Non
Inflammabilité	Non	Non	Non	Oui	Non	Non
Température critique (°C)	112	96,2	101,1	113,5	132,2	30,97
Pression critique (bar)	41,6	49,8	40,7	45,2	113,3	73,77
Pression réduite	0,07	0,1	0,077	0,058	0,037	0,47
Capacité frigorifique volumique (kJ/m^3)	3131	4981	3336	2986	5519	24641

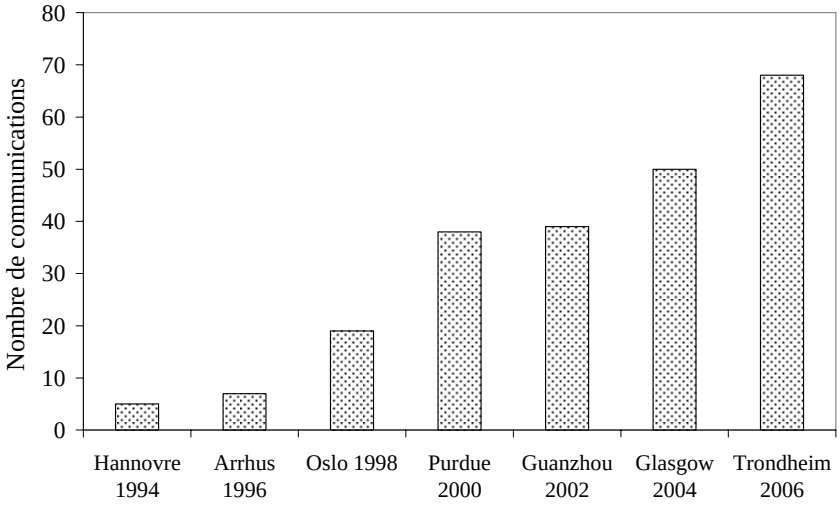


Figure 1.2 *Nombre de papiers sur l'utilisation du CO_2 comme frigorigène primaire présentés à la conférence de l'IIF Gustav Lorentzen*

1.2 Cycle transcritique du R-744

Comme le montre le tableau 1.1, les propriétés thermodynamiques du CO_2 le distinguent des autres réfrigérants : son point critique se situe à une pression de 73,77 bar et une température de 31 °C. Un cycle classique de réfrigération (évaporation / condensation) n'est réalisable efficacement avec le R-744 que lorsque la température d'émission de chaleur est inférieure à la température critique, soit en fin d'une installation en cascade où un autre réfrigérant est utilisé en début de chaîne. Mais à des températures inférieures à 31 °C, le milieu ambiant ne peut pas servir comme fluide d'échange au niveau du condenseur. Pour pouvoir l'utiliser comme puits de chaleur, il faut travailler à des températures plus élevées et donc à des pressions supercritiques : ainsi l'échange de chaleur ne se fait plus par condensation due à un changement de phase mais par refroidissement du R-744 à l'état supercritique. Ce cycle de réfrigération est connu sous le nom de cycle trans-critique. Il est utilisé pour le conditionnement d'air et les pompes à chaleur. Un exemple de ce cycle tracé dans un diagramme pression-enthalpie est donné par la figure 1.3. Ce cycle a été généré grâce à une combinaison entre *Excel* et *Refprop 7.0* (Mc Linden, 1998). La figure 1.3 montre les différents états thermodynamiques du CO_2 évoluant en cycle transcritique. La région supercritique est délimitée par l'isobare critique et par l'isotherme critique. Ainsi, le CO_2 se trouve à l'état supercritique si sa pression et sa température sont supérieures à celles du point critique. Un fluide supercritique peut-être considéré en première approximation en un gaz super-dense (Colasson, 2002).

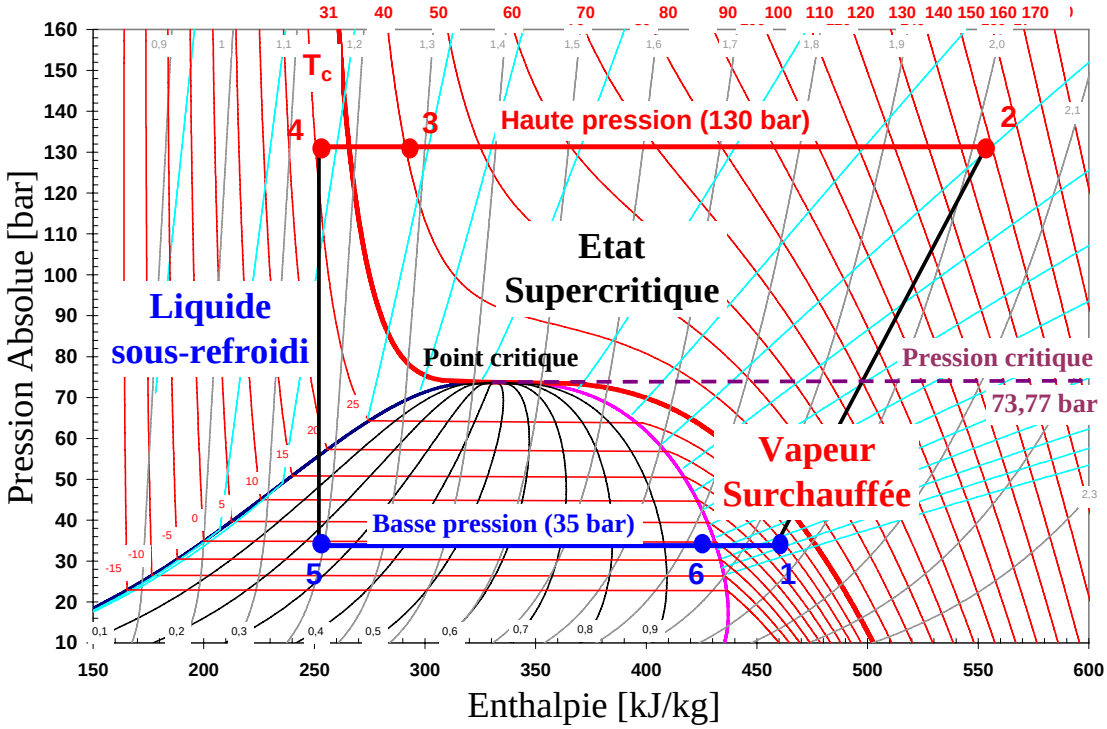


Figure 1.3 *Représentation du cycle transcritique du CO_2 dans un diagramme pression-enthalpie*

Un système de climatisation fonctionnant suivant un cycle transcritique comprend les composants suivants : un compresseur, un refroidisseur de gaz ou gas cooler (qui correspond à un condenseur dans un cycle classique), un détendeur, un évaporateur et un accumulateur. Le fluide frigorigène en traversant le compresseur (évolution 1-2, de la figure 1.3) voit sa pression augmenter. En sortie de celui-ci, le frigorigène sous haute pression (pressions

comprises entre 90 et 140 bar selon les niveaux de température extérieure et selon le réglage choisi) est admis dans le refroidisseur de gaz pour céder de l'énergie thermique à un puits de chaleur en se refroidissant et non en se condensant (évolution 2-4), à pression constante (aux pertes de pression près). Le frigorigène arrive alors au détendeur (4) qui en abaisse la pression. En sortant de ce dernier (5), le frigorigène est sous forme diphasique (liquide/gaz) et à basse pression. Il arrive dans l'évaporateur où il se vaporise à pression constante (aux pertes de pression près), en puisant de la chaleur dans une source froide (5-6).

Il a été constaté que le cycle frigorifique au R-744 en transcritique présente un faible *COP* (Bullock, 1997). Pour l'augmenter, à moindre coût, l'ajout d'un échangeur interne est indispensable. Celui-ci comprend une partie haute pression, intercalée entre le refroidisseur de gaz et le détendeur, et une partie basse pression, intercalée entre l'évaporateur et le compresseur. La partie haute pression permet de réaliser un sous-refroidissement (évolution 3-4) dont le but est d'augmenter la puissance frigorifique et la partie basse pression assure la surchauffe du frigorigène (6-1). Alors que le sous-refroidissement tend à augmenter le *COP*, la surchauffe tend à le diminuer en engendrant une élévation du travail de compression. Comme le CO_2 en phase vapeur possède un faible volume spécifique, le travail de compression est relativement faible comparé aux autres réfrigérants. L'accroissement du *COP* dû au refroidissement est supérieur à l'augmentation du travail de compression sous l'effet de la surchauffe ; ainsi le *COP* augmente. Il est à souligner que l'ajout d'un échangeur interne ne permet pas systématiquement une amélioration du *COP* ; cela dépend des propriétés thermophysiques du frigorigène utilisé. Par exemple, selon Domanski et al. 1994, l'échangeur interne dégrade le *COP* du cycle frigorifique du R-12. Nous verrons au § 2.2.3.1 que l'utilisation d'un échangeur interne pour le cycle transcritique du R-744 a d'autres avantages.

1.3 Propriétés physiques du CO_2 en supercritique

Les variations de la chaleur spécifique, de la masse volumique, de la conductivité thermique et de la viscosité dynamique, le long des isobares 75 à 180 bar, dans un intervalle de température compris entre 10 et 150 °C sont illustrées par la figure 1.4. Excepté les pressions au-delà de 140 bar, ces isobares représentent les pressions typiques auxquelles le CO_2 est admis dans le refroidisseur de gaz. Ces propriétés thermophysiques ont été calculées à l'aide du logiciel RefProp 7.0.

La figure 1.4 montre clairement que les propriétés physiques du CO_2, à l'état supercritique, subissent une variation brusque à l'approche du point critique. La plus forte variation apparaît exactement au point critique. Les points, autres que le point critique, où les propriétés subissent une variation sont appelés points pseudo-critique. À leurs niveaux, la chaleur spécifique présente un pic pour une pression donnée (voir figure 1.4d). Ils correspondent aux points d'inflexion des isothermes comme illustré sur la figure 1.5. Liao (2002) a corrélé les valeurs des températures des points pseudo-critiques en fonction de la pression par la relation suivante :

$$T_{pc} = -122,6 + 6,124\,p - 0,1657\,p^2 + 0,01773\,p^{2,5} - 0,0005608\,p^3 \qquad (1.1)$$

où la température pseudo-critique T_{pc} est donnée en $°C$ et la pression p en *bar*.

Loin du point pseudo-critique, les variations avec la température sont assez limitées et le fluide se comporte globalement comme un fluide monophasique : on parle alors de « pseudo-liquide » ou de « pseudo-gaz » (Bruch, 2006). Au voisinage de la transition pseudo-critique, les variations sont plus marquées et deux types sont observés : à pression constante la masse

volumique et la viscosité dynamique présentent des variations continues avec la température et passent par un point d'inflexion à la température pseudo-critique. La chaleur spécifique et la conductivité présentent un comportement asymptotique au passage de la transition pseudo-critique. Au point critique exactement elles divergent ; aux points pseudo-critiques, elles passent par un maximum.

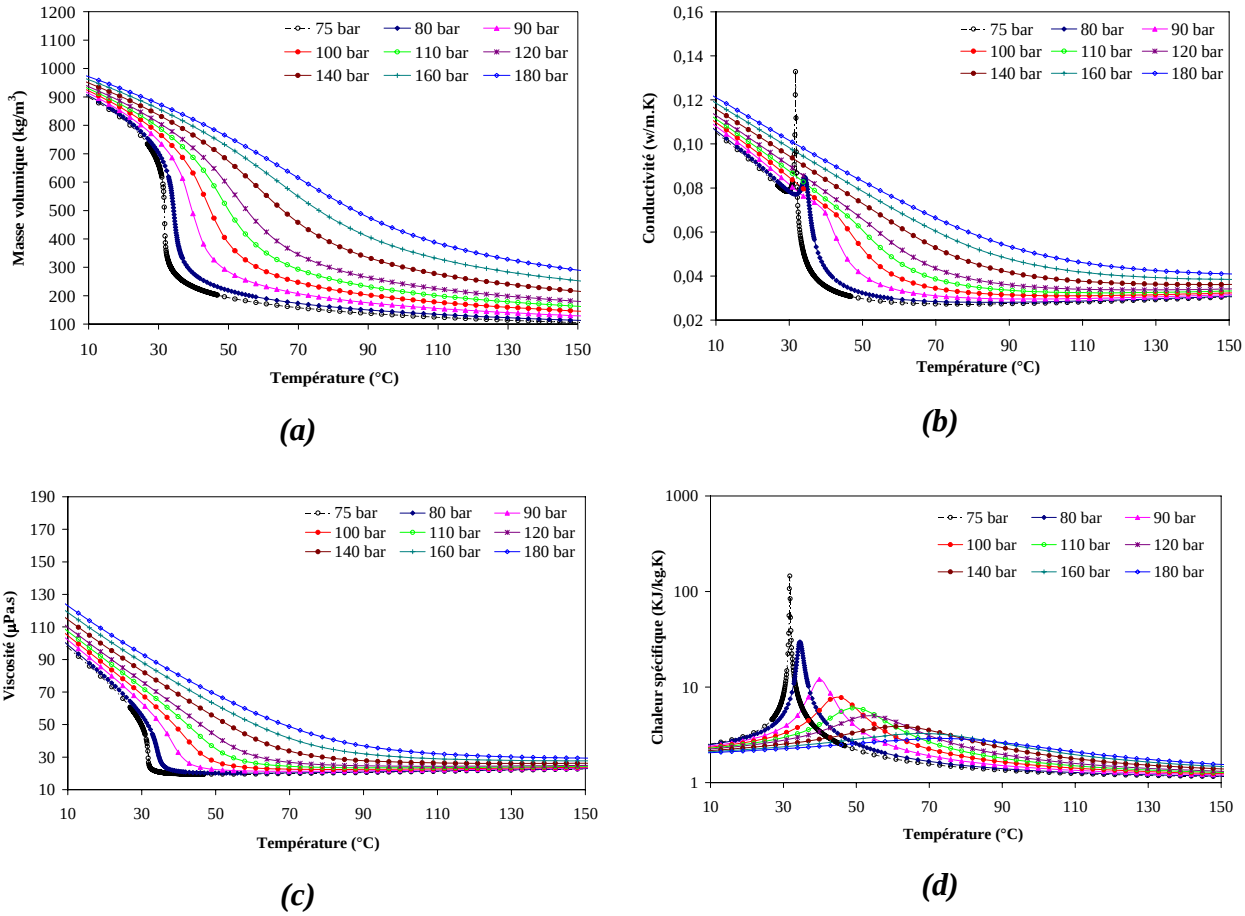


Figure 1.4 *Propriétés thermophysiques du CO_2 à l'état supercritique*

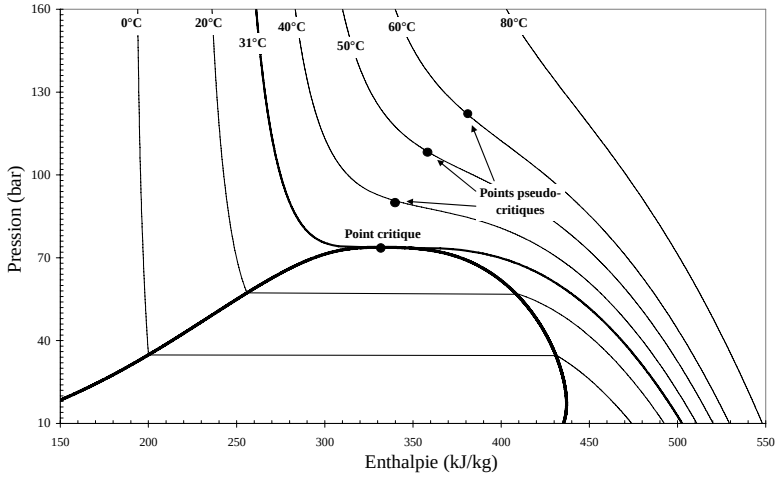


Figure 1.5 *Illustrations des points pseudo-critiques*

En résumé, les propriétés thermodynamiques et de transport du CO_2 lors de des échanges thermiques avec la source chaude semblent être favorables, comparées à celles des autres

réfrigérants, en termes de transfert thermique et de perte de pression, notamment grâce aux valeurs élevées de la chaleur spécifique et de la conductivité thermique, et de la faible viscosité dynamique.

Les propriétés thermophysiques du CO_2 à l'état subcritique sont présentées au § 5.2.2.

1.4 L'évaporateur du système de climatisation automobile

1.4.1 Évolution de la technologie des évaporateurs automobiles

Au même titre que les autres échangeurs embarqués dans l'automobile, les évaporateurs doivent être à la fois léger, compact, de haute performance thermo-hydraulique et de faible coût de fabrication. Les concepteurs d'évaporateurs doivent en plus limiter la maldistribution du réfrigérant (en diphasique) dans les tubes, de réduire la rétention des condensats sur la surface ailetée pour limiter la corrosion et l'activité bactériologique, ce qui fait de l'évaporateur l'échangeur le plus complexe à concevoir et à optimiser.

La technologie des évaporateurs n'a cessé d'évoluer depuis les années 1970. En raison, d'un plus grand pourcentage de véhicules climatisés aux États-Unis et au Japon, la technologie dans ces pays était toujours plus en avance que celle utilisée en Europe.

En Europe, durant les années 80, la technologie la plus utilisée était les tubes ronds et d'ailettes plates continues (voir, figure 1.6). Ces évaporateurs étaient réalisés avec des outillages à faible niveau d'investissement, mais ils avaient un prix de revient élevé en raison de nombreuses opérations manuelles de soudure, nécessitées par la mise en place du réseau de distribution interne du fluide frigorigène. Ce choix technologique est adapté pour une faible demande commerciale de véhicules climatisés.

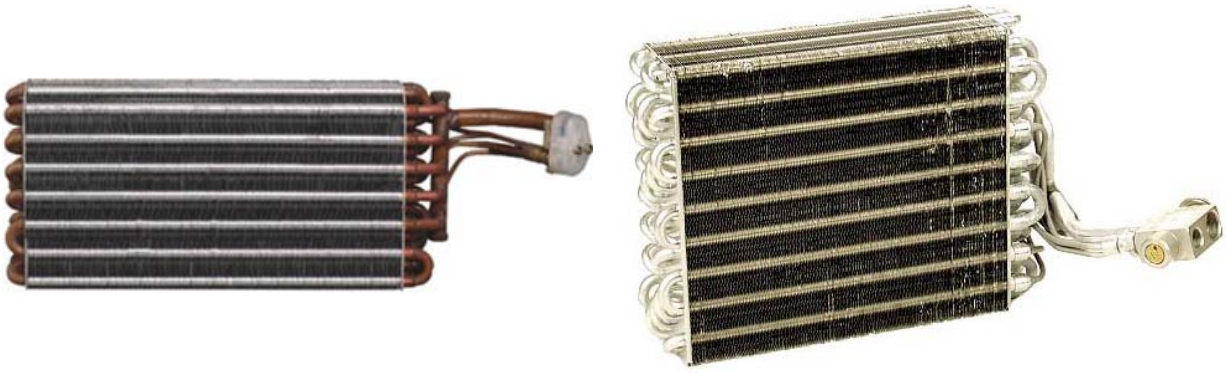
Les véhicules américains utilisaient depuis longtemps, des évaporateurs à plaques et ailettes intercalaires persiennées, en accordéon. Cette technologie ne nécessitant que peu d'interventions manuelles pour l'assemblage, permet de plus grandes cadences de production et des coûts mieux adaptés à une grande diffusion. Ce type d'évaporateur monomatière a par la suite peu à peu intégré le marché européen surtout avec l'arrivée du R-134a.

Un autre type d'évaporateur, utilisé plus particulièrement sur les véhicules de fabrication japonaise, est constitué d'un tube serpentin plat et d'ailettes intercalaires persiennées, en accordéon.

1.4.1.1 Évaporateur à tubes ronds et ailettes plates

Avec le fluide frigorigène CFC 12, les tubes étaient en cuivre (voir, figure 1.6a) ; mais avec l'utilisation du HFC-134a, le cuivre présente un risque de corrosion par le mélange HFC/huile PAG, en présence d'humidité (Colinet, 1993). Pour cela, les tubes ont été fabriqués en aluminium (voir, figure 1.6b). Dans les deux cas, les ailettes plates sont également en aluminium.

Ces évaporateurs, comme les condenseurs du même type, sont composés de tubes cylindriques, formés en épingle, insérés parallèlement dans les ailettes, puis expansés mécaniquement afin de favoriser les échanges thermiques entre les tubes et les plaques. Un distributeur muni de plusieurs tubes capillaires assurait la bonne distribution du fluide frigorigène à l'entrée des tubes.



(a) (b)

Figure 1.6 *Évaporateurs de type tubes ronds d'ailettes plates. (a) tubes en cuivre, (b) tubes en aluminium*

1.4.1.2 Évaporateur de type serpentin

Cet évaporateur (figure 1.7) est constitué d'un tube plat en aluminium extrudé, d'une largeur de 90 mm. Il comporte de multiples canaux internes pour écouler le flot de fluide frigorigène. Le tube est formé en serpentin et dans ses méandres sont intercalées des ailettes persiennées en accordéon (corruguées) ; l'ensemble est en aluminium soudé au four.

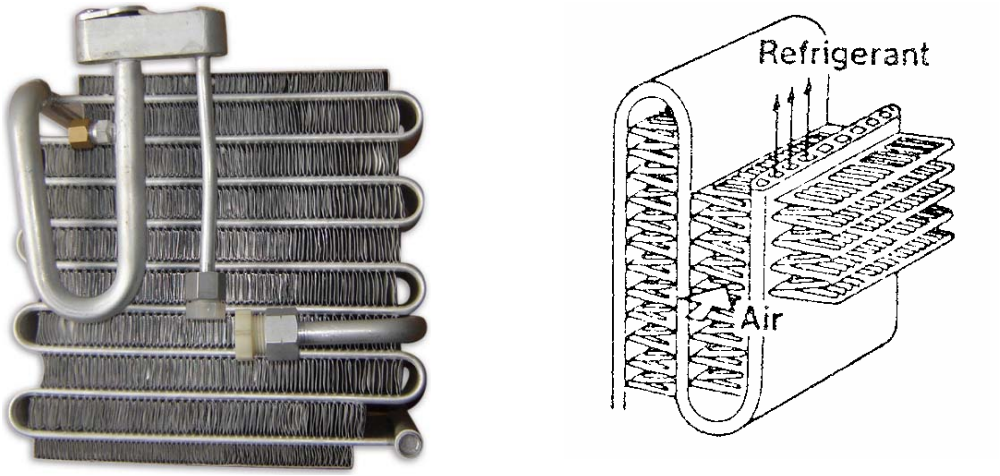


Figure 1.7 *Évaporateur de type serpentin*

Ce type d'évaporateur présente les avantages suivants :

- Un bon rapport entre surface d'échange totale et efficacité,
- Un assemblage des composants relativement simple.

Il présente les inconvénients suivants :

- Un poids important dû à l'épaisseur des parois du tube extrudé,
- Une faible conductance globale, en raison d'un pas de tube limité par les nécessités du cintrage et par une turbulence insuffisante du fluide dans les tubes multiples.

Ces évaporateurs ne sont plus utilisés, depuis la fin des années 1990, dans les systèmes fonctionnant au R-134a, mais sont remis au goût du jour pour les systèmes fonctionnant au

CO_2 car réalisés avec un faible nombre de brasures, ils sont plus aptes à résister à des pressions élevées.

1.4.1.3 Évaporateur à plaques

Les évaporateurs de type « drawn cup » (cuvette emboutie) présentés à la figure 1.8, étaient utilisés sur tous les véhicules de fabrication américaine. Le tube et ses collecteurs d'extrémités sont constitués par l'assemblage de deux plaques embouties en forme de cuvette et dans lesquelles circule le fluide frigorigène. Entre chacun des tubes plats ainsi réalisés, sont intercalées des ailettes persiennées corruguées.

Ce genre de construction offre les avantages suivants :

- Un coefficient de transfert de chaleur élevé en raison d'un pas réduit entre les plaques et d'une bonne turbulence du flot de fluide frigorigène, provoquée par un réseau complexe de chicanes embouties dans les plaques ;
- Un poids faible, compte tenu de l'épaisseur réduite du matériau des plaques et des ailettes intercalaires.

En revanche, ce faisceau d'évaporateur possède un rapport relativement défavorable entre la surface totale et la surface d'échange thermique. Cet inconvénient est dû à la surface perdue par les collecteurs placés aux deux extrémités de l'appareil.

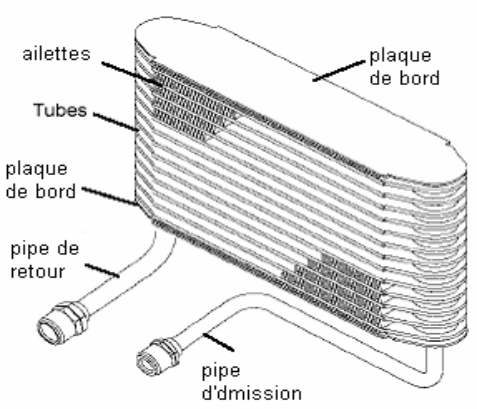


Figure 1.8 *Évaporateur de type drawn cup*

1.4.1.4 Évaporateur à plaques « simple tank »

Ces évaporateurs, entièrement réalisés en aluminium, sont équipés d'un collecteur double placé sur un seul côté du faisceau (le plus souvent en tête) permettant une circulation en U du fluide frigorigène dans le passage formé en interne par des tubes plats. Ces derniers sont en fait formés par deux plaques brasées identiques et nervurées. Entre ces tubes, en externe, sont intercalés des ailettes persiennées et corruguées.

La circulation du fluide frigorigène est déterminée par la division du collecteur en deux ou trois parties (voir figure 1.10) et les échanges de chaleur internes sont améliorés par les turbulences générées par des nervures inclinées uniformément réparties sur la surface des plaques.

Ce type d'évaporateur présente tous les avantages de l'échangeur type « drawn cup », de plus il présente un rapport très favorable entre sa surface totale et sa surface d'échange, grâce à la faible surface perdue par le double collecteur situé sur un seul côté du faisceau de plaques.

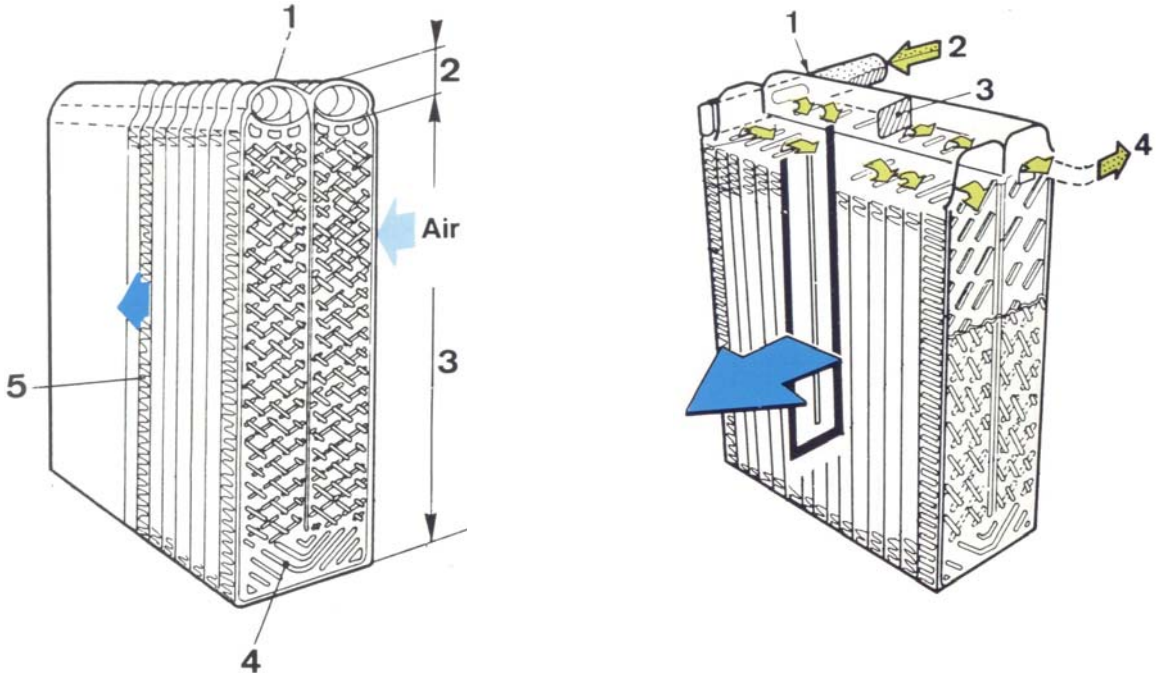
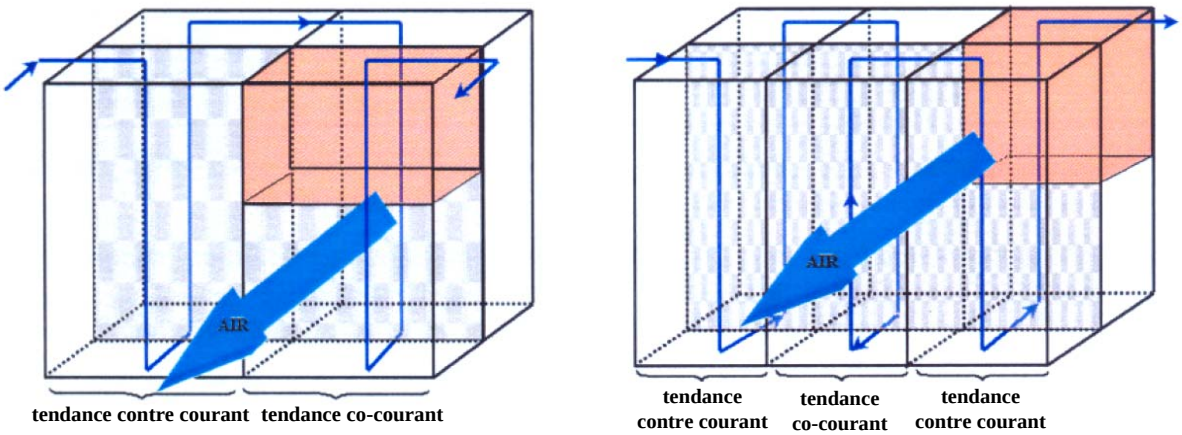


Figure 1.9 *Évaporateur à plaques simple tank. D'après Colinet (1993)*

Néanmoins, comme il est possible de voir sur la figure 1.10, la circulation en U entraîne un fonctionnement qui est alternativement à tendance contre-courant et co-courant. Cette distribution du fluide frigorigène n'est pas toujours optimale en particulier lorsque la zone de surchauffe est importante ; la température du débit d'air de sortie n'est alors pas homogène.



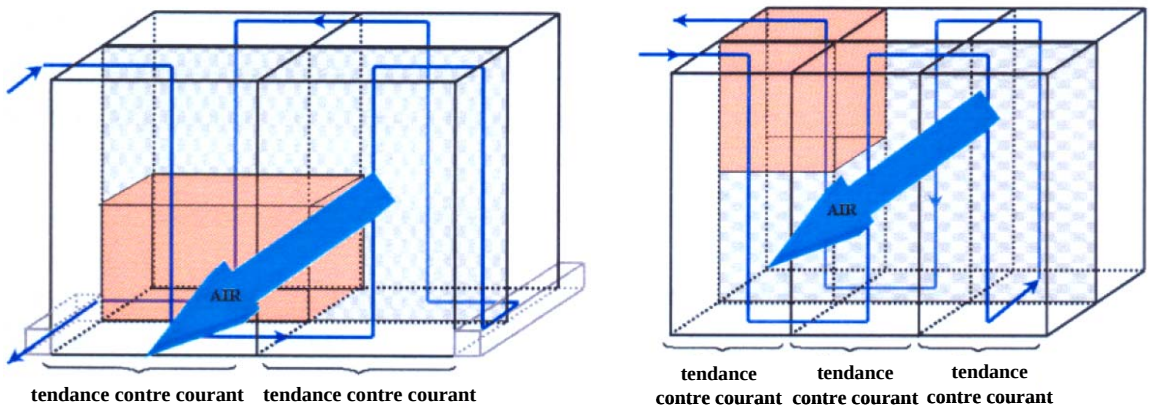
(a) ***(b)***

Figure 1.10 *Évaporateur ST à 4 passes (a) et à 6 passes (b). D'après Benouali (2002)*

1.4.1.5 Évaporateur à plaques « multi tank »

L'évaporateur « Multi Tank » (MT) repose principalement sur l'objectif de réduire la taille de l'échangeur de 30%, pour répondre aux contraintes d'encombrement de plus en plus draconiennes en climatisation automobile.

Le principe de cet évaporateur repose sur une nouvelle structure composée de 4 réservoirs placés de part et d'autre du faisceau de plaques, avec une nouvelle distribution du fluide frigorigène destinée à améliorer les performances de l'échangeur (figure 1.11).



(a) ***(b)***

Figure 1.11 *Évaporateur MT à 4 passes (a) et à 6 passes (b). D'après Benouali (2002)*

Côté fluide frigorigène, la nouvelle distribution du fluide à tendance contre-courant permet d'obtenir une distribution uniforme de l'air en sortie d'évaporateur et d'atteindre une amélioration de 3% des performances de refroidissement.

1.4.2 Les évaporateurs à mini-canaux

La recherche de performances toujours plus élevées des évaporateurs avec une compacité constamment accrue d'une part, et d'autre part, la nécessité de minimiser la charge de fluide frigorigène dans les systèmes de climatisation automobile, favorisent l'emploi de la technologie d'échangeurs à mini-canaux. Ces derniers ont une construction tout aluminium brasé. Ils sont fabriqués par assemblage de tubes extrudés à multi-canaux et d'ailettes persiennées. Cette technologie représente le dernier stade de l'évolution des évaporateurs et également des condenseurs. Il s'agit plus exactement de tubes extrudés à multi-canaux parallèles (multi-port extruded tube, ou *MPE*, en anglais). Ils sont fabriqués par extrusion, qui est un procédé de déformation par lequel un matériau mis sous pression, est contraint de traverser une filière qui lui donnera la forme d'un profilé long, droit et creux. L'extrusion est réalisée à température ambiante ou à haute température, couramment entre 350 et 530 °C. Les avantages de l'extrusion sont de permettre :

- un gain de poids ;
- une pression admissible élevée ;
- une grande précision de fabrication ;
- de produire des mini-canaux de formes très variées (section circulaire, rectangulaire, triangulaire…etc.) comme le montre la figure 1.12 :
- de rainurer ou non l'intérieur des mini-canaux (voir figure 1.13).

Les tubes extrudés ont fait leur première apparition sur les condenseurs, aux débuts des années 1990, avec l'arrivée du R-134a. Les pressions et températures de condensation du cycle au R-134a étant supérieures à celles du cycle au R-12, la chaleur à évacuer à l'ambiance est plus élevée. La technologie des condenseurs de l'époque (condenseur de type serpentin ou à tubes ronds) était inadaptée pour garantir un pincement suffisamment faible. Les

équipementiers se sont alors tournés vers des condenseurs à efficacité améliorée, appelés *parallel flow*. Un exemple de ce type de condenseur est donné par la figure 1.14.

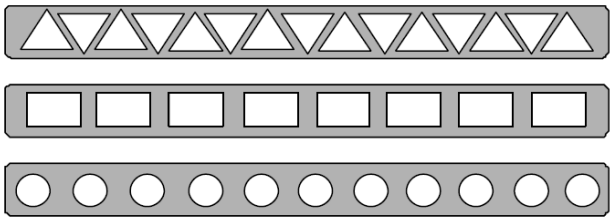


Figure 1.12 *Exemples de sections droites de tubes extrudés à mini-canaux (de haut en bas :triangulaire, rectangulaire et circulaire)*

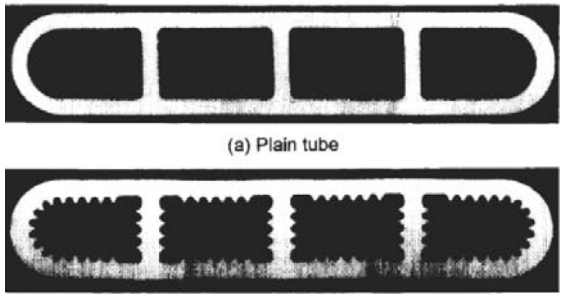
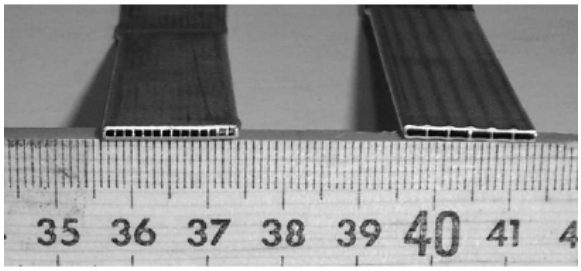
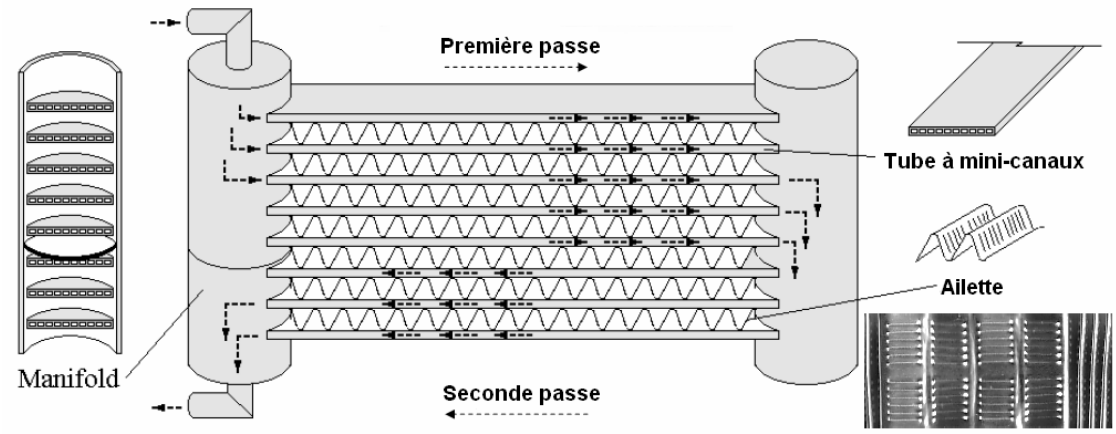


Figure 1.13 *Mini-canaux rectangulaires avec et sans rainures (appelées aussi micro-ailettes), d'après Yang et Webb (1996)*



(*a*)



(*b*)

Figure 1.14 *(a) Photographie de tubes extrudés à multi-canaux. (b) Schématisation d'un condenseur à mini-canaux de climatisation automobile, par Hrnjak (2005)*

L'intérêt de l'utilisation des échangeurs à mini-canaux est lié à leurs performances thermiques élevées qui permettent une réduction aussi bien de la quantité de matière que de la taille des systèmes. Les bonnes performances thermiques sont dues aux valeurs élevées à la fois du rapport de surface d'échange sur le volume (compacité) et du coefficient d'échange de

chaleur. Par exemple pour un tube de section circulaire le rapport de la surface d'échange (*S*) au volume (*V*) est égal à

$$\frac{S}{V} = \frac{\pi D L}{\left(\pi \frac{D^2}{4} L\right)} = \frac{4}{D} \tag{1.2}$$

ainsi toute diminution du diamètre engendre une élévation du rapport *S*/*V*. De plus, dans un tube de faible diamètre, la distance entre le cœur du fluide et la paroi est très faible ce qui réduit le niveau du gradient de température pariétal, le coefficient d'échange de chaleur s'en trouve alors considérablement augmenté, pour un flux thermique constant, puisque $h = \dot{q} / \left(T_{paroi} - T_{fluide}\right)$.

Les avantages des échangeurs munis de tubes à mini- ou micro-canaux par rapport aux échangeurs conventionnels (tubes macro-canaux ronds à ailettes) sont résumés comme suit :

- Augmentation de la surface d'échange côté réfrigérant;
- Amélioration du coefficient de transfert thermique côté réfrigérant;
- Réduction de la quantité de matière utilisée pour la fabrication des échangeurs :
  - Faible coût de fabrication du moins à ce niveau ;
  - Faible temps de réponse thermique ;
- Diminution de la charge en fluide, ce qui est intéressant lorsque ces fluides sont toxiques, néfastes pour l'environnement ou tout simplement chers ;
- Augmentation considérable de la pression d'éclatement de l'échangeur ;
- Augmentation de la surface ailetée de l'échangeur due à la réduction de la surface frontale du tube;
- Diminution de la perte de charge côté air (la forme aplatie du tube à mini-canaux est plus aérodynamique);
- Amélioration du coefficient du transfert de chaleur côté air. En effet, la dégradation du transfert thermique côté air au bord de fuite d'un tube rond conventionnel est limitée dans le cas d'un tube à mini-canaux (voir figure 1.15) ;
- Plus grande faciliter de recyclage en fin de vie.

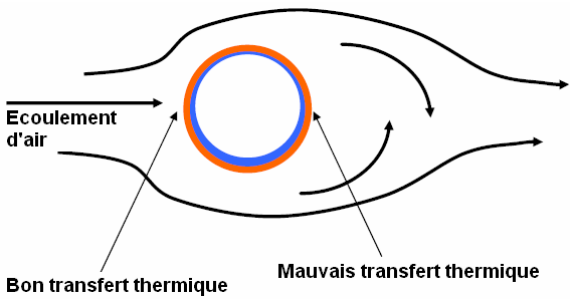


Figure 1.15 *Dégradation du transfert thermique au bord de fuite d'un tube rond conventionnel*

Cependant, les tubes de faibles diamètres engendrent une perte de pression élevée et nécessite l'emploi de fluides très propres pour éviter leur encrassement.

En 1993, Trauger et Hughes (1993) ont proposé le premier évaporateur à tubes plats à mini-canaux, destiné pour le R-134a, comprenant deux rangées et deux collecteurs situés en tête et au bas de l'échangeur (figure 1.16). Cependant, il a fallu attendre l'année 2005 pour assister à la commercialisation de ce ces évaporateurs pour les systèmes de climatisation automobile.

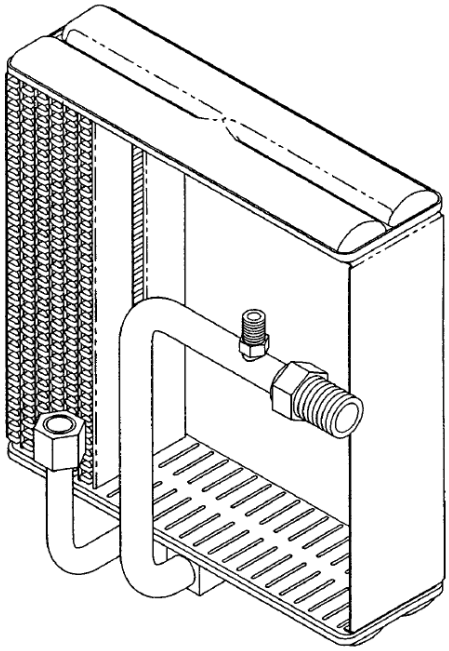


Figure 1.16 *Évaporateur à mini-canaux proposé par Trauger et Hughes (1993) pour la climatisation automobile*

Actuellement, la forme de base retenue pour la conception de ces évaporateurs se compose d'un collecteur cylindrique, et de tubes plats extrudés piqués en parallèles dessus (figure 1.17).

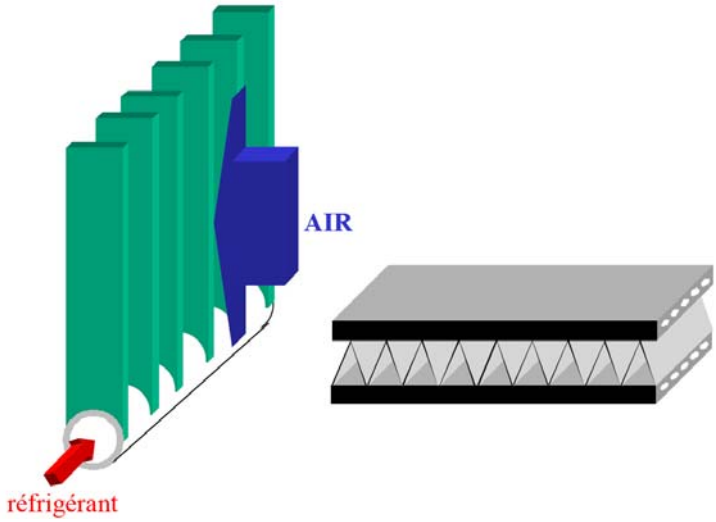


Figure 1.17 *Schémas de principe des évaporateurs à mini-canaux destinés au R-134a (à gauche : agencement des tubes plats extrudés et du collecteur ; à droite : détail de l'assemblage tubes plats – ailettes), d'après Colasson (2002)*

1.4.3 Évaporateur pour la climatisation fonctionnant au R744

Comme le montre le tableau 1.1, le CO_2 possède une production frigorifique volumique très élevée comparée aux autres frigorigènes, en raison du faible volume spécifique de sa phase vapeur. Ceci permet la conception de systèmes plus compacts et la charge en frigorigène dans le système s'en trouve diminuée. Cette faible charge combinée aux pressions de service élevées du CO_2, favorise fortement l'emploi d'échangeurs thermiques dotés de tubes de faibles diamètres.

En raison des pressions d'évaporation élevées du cycle transcritique du CO_2, les évaporateurs à plaques sont inadéquats ; leur pression d'éclatement n'est pas assez élevée. Il reste une alternative : l'utilisation d'évaporateurs de type serpentin ou d'évaporateurs à tubes extrudés à multi-canaux. Quelques conceptions d'évaporateurs de type serpentin ont été testées pour le CO_2 avec des résultats encourageants (Pettersen et al. 1998). Cependant, cet échangeur souffrait d'une mauvaise distribution du réfrigérant dans le sens de la largeur du tube. Bien que ce problème a été plus ou moins solutionné, l'option évaporateurs à mini-canaux a été privilégiée.

La figure 1.18 montre le schéma de principe d'évaporateurs destinés à la climatisation automobile fonctionnant au R744. Ce prototype se compose de deux rangées avec deux passes par rangée. L'agencement des passes est réalisé grâce à deux séparations logées dans le distributeur. Le passage du réfrigérant d'une rangée à une autre se fait par l'intermédiaire d'une plaque perforée placée dans le distributeur (voir l'agrandissement de la figure 1.18).

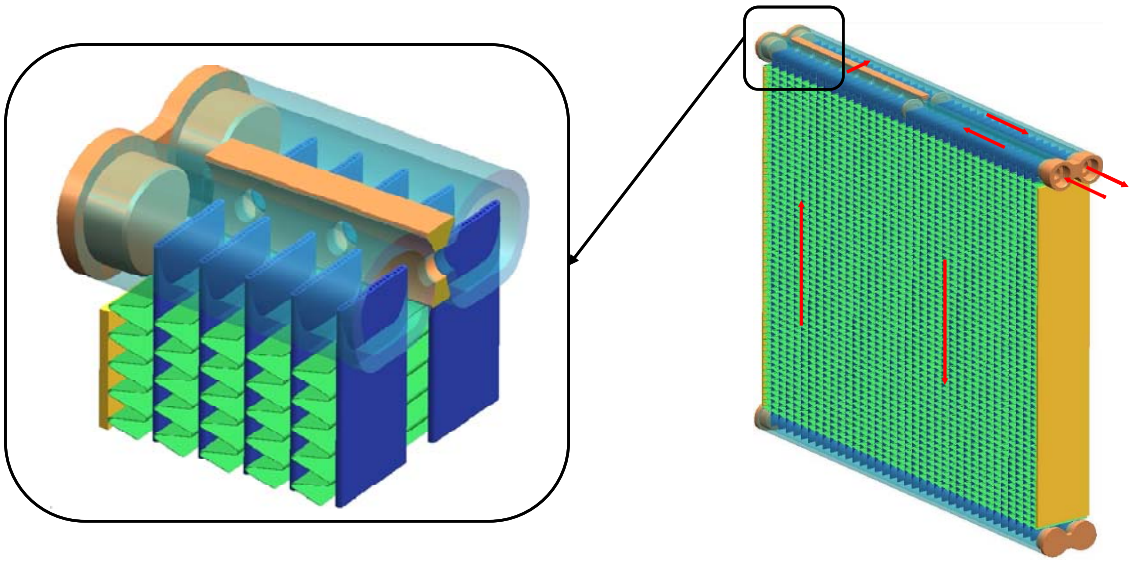


Figure 1.18 *Protoype d'évaporateur de climatisation automobile fonctionnant au CO_2*

Nous présentons, dans ce qui suit, quelques caractéristiques thermodynamiques du cycle transcritique du R744 en réalisant notamment une analyse exergétique du système.

Chapitre 2

Analyse du cycle trans-critique du CO_2

2.1 Pression optimale de refoulement

Dans les systèmes frigorifiques classiques, les transferts thermiques avec le puits de chaleur se font avec transfert de phase, par condensation du fluide frigorigène. Dans ces conditions, la variance du fluide diphasique vaut 1. À une température donnée du puits de chaleur, correspond une pression de fonctionnement qui est la pression de saturation ; la température de saturation correspondante est voisine de la température de la source chaude (aux écarts thermiques près dus aux échanges de chaleur). De ce fait, la pression au refoulement est imposée par la température du puits de chaleur. Dans ces systèmes, le *COP* augmente à mesure que la pression de condensation diminue. Dans le cas du cycle transcritique, les transferts de chaleur avec la source chaude ont lieu dans la région supercritique, sans changement de phase (voir évolution 2-3 de la figure 2.1). Dans ce cas, le CO_2 est monophasique et sa variance vaut 2 ; pour une température donnée de la source chaude, les transferts thermiques peuvent s'effectuer à des pressions différentes.

Dans un cycle transcritique et pour des pressions proche de la pression critique, l'enthalpie massique à la sortie du refroidisseur de gaz (point 3 de la figure 2.1) est fortement influencée par la température et la pression. Cela est dû à la forme en *S* des isothermes dans le domaine supercritique. Une légère variation de la haute pression, pour la même température au point 3, engendre une forte variation de l'enthalpie massique. Dans ces conditions, la quantité de chaleur échangée avec la source chaude augmente avec la pression de refoulement. Cette variation est plus marquée au voisinage du point d'inflexion des isothermes, tandis que la variation du travail de compression suit une variation quasi linéaire. Ainsi, il existe une pression optimale, dépendante de la température de sortie au refroidisseur de gaz, donnant un *COP* chaud maximal. Ce dernier est défini comme étant le rapport entre la quantité de chaleur échangée avec la source chaude et le travail de compression, il vient :

$$COP_{chaud} = \frac{i_2 - i_3}{W} \tag{2.1}$$

Le *COP* chaud est utilisé pour caractériser l'efficacité énergétique des pompes à chaleur.

De même que pour les machines frigorifiques, il existe une pression optimale donnant un *COP* froid maximal. Pour illustrer cette pression optimale, nous avons étudié un cycle transcritique idéal tel que représenté sur la figure 2.1. La température du CO_2 en sortie du refroidisseur de gaz, est prise égale à l'entrée du fluide frigoporteur, T_{ext}, (pincement nul au

refroidisseur de gaz). Nous avons considéré la compression isentropique et deux températures T_{ext}, 35°C et 50 °C pour montrer son influence sur la pression optimale.

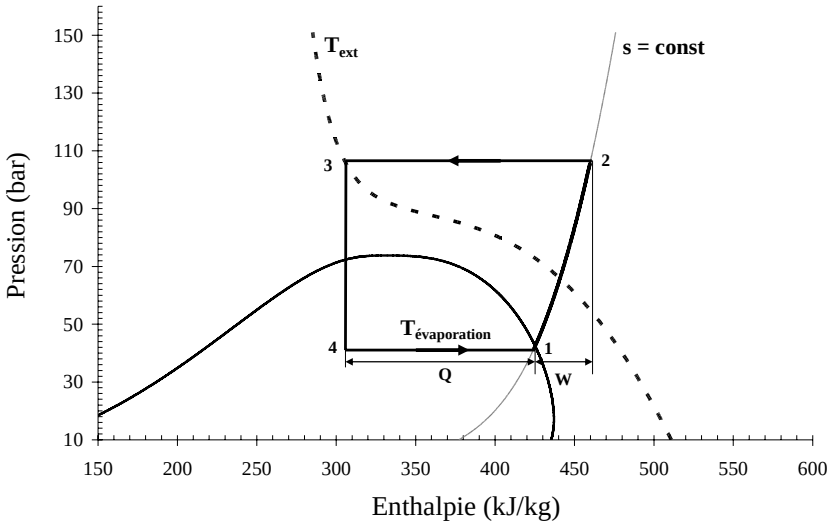


Figure 2.1 *Cycle transcritique du CO_2 en coordonnées P-h*

La figure 2.2 illustre l'existence de cette pression optimale. Elle montre l'influence théorique de la pression au refoulement sur la puissance frigorifique (Q), le travail du compresseur (W) et du *COP* froid, défini comme :

$$COP_{froid} = \frac{Q}{W} = \frac{i_1 - i_4}{W} \tag{2.2}$$

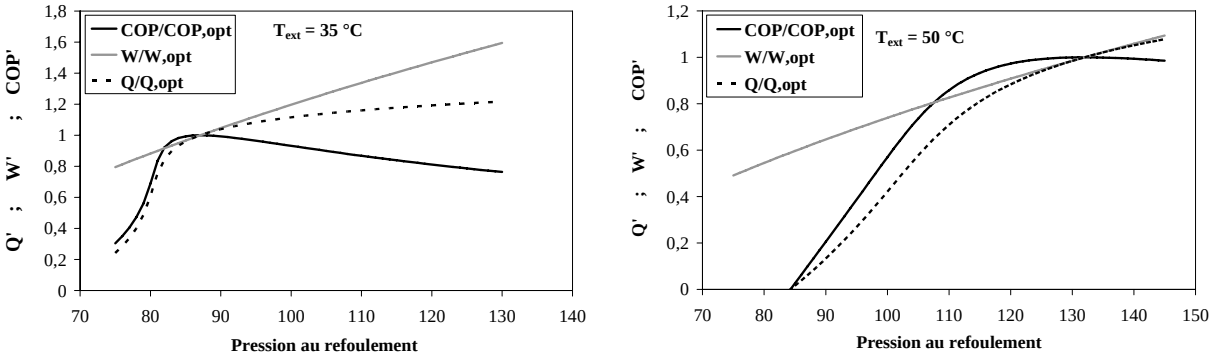


Figure 2.2 *Illustration de l'existence d'une pression optimale donnant un COP maximal en fonction de la température du puits de chaleur, T_{ext}, 35 °C (à gauche) et 50 °C (à droite). La compression est isentropique et la température d'évaporation vaut 5 °C. Q', W' et COP' correspondent respectivement au rapport de la puissance frigorifique, du travail et du COP sur leur optimum respectifs.*

À T_{ext} = 35 °C, le *COP* théorique maximal est atteint à une pression de 87,5 bar, alors que à T_{ext} = 50 °C, l'optimum correspond à 132 bar.

Une régulation de la haute pression peut être appliquée pour maintenir le *COP* à son maximum et/ou à réguler la puissance frigorifique ou de chauffage. La pression optimale augmente presque linéairement avec T_{ext}, et l'influence de la température d'évaporation est

faible. De plus, il a été démontré que l'utilisation d'un échangeur interne abaisse le niveau de la pression optimale (Kim *et al*., 2004a).

2.2 Analyse exergétique d'un système de climatisation automobile fonctionnant au R744

2.2.1 Définition de l'exergie

L'exergie est la part maximale d'une énergie de type quelconque qui peut être convertie en énergie mécanique. La notion de conversion maximale étant incompatible avec la présence d'irréversibilités dans tous les phénomènes étudiés (frottements, effet Joule, etc), l'énergie mécanique et l'énergie électrique sont intégralement de l'exergie. En revanche même réversiblement, une quantité d'énergie thermique Q à la température T ne peut être transformée totalement en énergie mécanique, à moins de disposer d'une source froide à température thermodynamique T_F nulle (0 K). En effet, pour transformer au maximum cette énergie, il faut utiliser un moteur de Carnot grâce auquel l'énergie mécanique obtenue est :

$$W = -\left(1 - \frac{T_F}{T}\right) Q \tag{2.3}$$

Comme d'une part, une source à température nulle ne peut pas exister et que, d'autre part, la source froide industriellement utilisable gratuitement est le milieu ambiant, le contenu exergétique Ex d'une quantité de chaleur est défini à partir de la température T_0 de ce milieu :

$$Ex = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) Q = \Theta Q \tag{2.4}$$

avec Θ le facteur de Carnot.

La partie de la quantité de chaleur complémentaire à l'exergie est appelée anergie :

$$An = T_0 \frac{Q}{T} = T_0 S \tag{2.5}$$

avec S le flux d'entropie associé au flux d'énergie thermique à température T, J/kg·K.

L'anergie est la part de l'énergie non mécanisable. De l'*Eq*. (2.5), liant l'anergie à l'entropie, on doit noter que toute transformation irréversible qui implique une création d'entropie S' implique aussi une création d'anergie An' :

$$An' = T_0 S' \tag{2.6}$$

Corrélativement et du fait de la conservation de l'énergie, cette création d'anergie entraîne une destruction d'exergie. Ainsi, lors d'une étude exergétique d'un système, les créations d'anergie ou destructions d'exergie seront une mesure des irréversibilités de fonctionnement du système. Celles-ci proviennent, dans un système de climatisation, des transferts thermiques (existence de gradients de température) entre le système et les sources de chaleur, de perte de pression des fluides et des frottements.

L'analyse des irréversibilités du système permet d'estimer la déviation du fonctionnement réel du système de son fonctionnement idéal. L'analyse exergétique permet ainsi de déterminer la performance maximale du système, de localiser les composants du système les plus dissipatifs et d'indiquer les améliorations possibles à apporter au système.

2.2.2 Analyse exergétique des composants d'une machine frigorifique

2.2.2.1 Irréversibilités aux échangeurs de chaleur

Benelmir (2003) a développé une expression généralisée des irréversibilités, du facteur dissipatif et du rendement exergétique pour le transfert de chaleur en fonction des niveaux de températures mises en jeu. L'expression généralisée estimant les irréversibilités dues aux transferts thermique est donnée par :

$$\dot{I}^{tt} = \max\left(\dot{E}x_c, \dot{E}x_f\right) - signe\left(\Theta_c, \Theta_f\right)\min\left(\dot{E}x_c, \dot{E}x_f\right) \tag{2.7}$$

où $\dot{E}x_c$ et $\dot{E}x_f$ sont les flux d'exergie associés respectivement à la source chaude et au puits froid. Elles sont calculées par le produit du facteur de Carnot Θ et de la chaleur échangée :

$$\dot{E}x = \Theta\dot{Q} = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)\dot{Q} \tag{2.8}$$

Le facteur dissipatif, ξ, est une mesure de la part des irréversibilités par rapport à une ressource exergétique pour un procédé ou un système donnée. Il est donné par :

$$\xi = I \Big/ \left\{\max\left(Ex_c, Ex_f\right) + 0,5\left[1 - signe\left(\Theta_c, \Theta_f\right)\right]\min\left(Ex_c, Ex_f\right)\right\} \tag{2.9}$$

Le rendement exergétique est le complémentaire du facteur dissipatif :

$$\eta_{ex} = 1 - \xi \tag{2.10}$$

Aux irréversibilités liées au transfert thermique, viennent s'ajouter les irréversibilités engendrées par les pertes de pression des fluides traversant les échangeurs. Ces dernières sont estimées par la relation suivante (Sarkar et al., 2005) :

$$\dot{I}^{\Delta p} = \frac{\dot{m}}{\rho}\Delta p \tag{2.11}$$

Finalement, les irréversibilités totales au niveau des échangeurs sont données par

$$\dot{I} = \dot{I}^{tt} + \dot{I}^{\Delta p}_{fl,c} + \dot{I}^{\Delta p}_{fl,f} \tag{2.12}$$

2.2.2.2 Irréversibilités au compresseur

Le travail technique fourni par le compresseur (exergie apporté au système) est donné par

$$\dot{W} = \dot{m}_{ref}\left(i_2 - i_1\right) \tag{2.13}$$

Les irréversibilités au compresseur sont estimées par le produit de la température ambiante et de la variation du flux d'entropie :

$$\dot{I}_{comp} = T_0 \, \dot{m}_{ref} \left(s_2 - s_1 \right) \tag{2.14}$$

2.2.2.3 Irréversibilités à l'organe de détente

De même que pour le compresseur, les irréversibilités engendrées par la détente sont données par :

$$\dot{I}_{dét} = T_0 \, \dot{m}_{ref} \left(s_7 - s_6 \right) \tag{2.15}$$

2.2.2.4 Irréversibilités aux tronçons reliant les composants entre eux

Compte tenu de l'existence d'échange de chaleur entre ces tronçons et l'air ambiant, des irréversibilités existent. Les irréversibilités liées aux pertes de pression s'ajoutent à celles-ci.

$$\dot{I}_{tr} = \Theta_{tr} \dot{Q}_{tr} + I_{tr}^{\Delta p} = \left(1 - \frac{T_0}{T_{tr,ref}} \right) \dot{Q}_{tr} + \frac{\dot{m}_{ref}}{\rho_{tr,ref}} \Delta p_{tr,ref} \tag{2.16}$$

2.2.3 Performance thermodynamique de la machine frigorifique

Le coefficient de performance réel de la machine frigorifique est donné

$$COP_{réel} = \frac{\dot{Q}_{év}}{\dot{W}} \tag{2.17}$$

Pour une puissance thermique à l'évaporateur donnée, la puissance technique de compression minimale suffisante pour le cas d'une machine réversible est :

$$\dot{W}_{\min} = \frac{\dot{Q}_{év}}{COP_{\max}} \tag{2.18}$$

Où le coefficient de performance maximal, noté COP_{max}, qui correspond au COP d'une machine de Carnot pour laquelle la température maximale est la température du fluide caloporteur au refroidisseur de gaz (l'air dans notre cas) et la température minimale, celle du fluide frigoporteur à l'évaporateur (également de l'air), tel que :

$$COP_{\max} = \frac{1}{\frac{T_{gc,air}}{T_{év,air}} - 1} \tag{2.19}$$

Les irréversibilités sont traduites par une consommation supplémentaire de travail au compresseur :

$$\dot{I}_{gl} = \dot{W}_{perdu} = \dot{W} - \dot{W}_{\min} \tag{2.20}$$

On retrouve ces irréversibilités en sommant les irréversibilités de tous les composants :

$$\dot{I}_{gl} = \sum \dot{I}_{composants} \tag{2.21}$$

Le facteur dissipatif, ξ, est une mesure de la part des irréversibilités par rapport à une ressource exergétique (travail technique de compression) pour un procédé ou un système donnée.

$$\xi = \frac{irréversibilités}{ressources} = \frac{\dot{I}_{gl}}{\dot{W}} \tag{2.22}$$

Enfin, le rendement exergétique de la machine se déduit à partir de la relation suivante :

$$\eta_{ex} = 1 - \xi \tag{2.23}$$

Les températures des fluides sont des températures thermodynamiques moyennes :

$$T = \frac{\Delta h}{\Delta s} - v\frac{\Delta p}{\Delta s} \tag{2.24}$$

La quantité, $v\frac{\Delta p}{\Delta s}$, tient compte de la variation de pression (perte de pression) des fluides dans les échangeurs.

2.2.3.1 Application à un système de climatisation automobile

Une étude expérimentale sur un système de climatisation automobile fonctionnant au CO_2 a été menée par Giannavola et Hrjnak (2002). Ce système a été monté sur un banc d'essai assurant la métrologie et permettant de simuler les conditions réelles de fonctionnement (vitesse du compresseur, débit d'air et température d'air aux échangeurs). Cette machine frigorifique est constituée d'un compresseur à pistons de cylindrée variable (33 cm^3 max), d'un détendeur manuel et d'un échangeur interne à mini-canaux et de type contre courant. Le refroidisseur de gaz et l'évaporateur sont décrits dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1 *Description du gas cooler et de l'évaporateur*

Gas cooler	description		Tubes à mini-canaux, 1 passe, 3 rangées
	Aire frontale	cm^2	2122
	Volume	cm^3	4307
	Surface d'échange externe	m^2	7,1
Évaporateur	description		Serpentin, tubes à mini-canaux, 24 passes, 2 rangées
	Aire frontale	cm^2	430
	Volume	cm^3	3655
	Surface d'échange externe	m^2	4,4

Une analyse exergétique, telle que présentée ci-dessus, a été menée sur ce système pour différentes conditions expérimentales. Parmi ces dernières, nous en avons sélectionnées quatre, notés (L1, L2, L3, H) et dont les conditions opératoires sont résumés dans le tableau 2.2. Les tests L1 et L2 permettent d'étudier l'impact de la température d'air admis au gas cooler, tandis que les tests L3 et H permettent d'étudier l'influence de la vitesse du compresseur.

Tableau 2.2 *Conditions opératoires des différents tests*

Tests	Vitesse du compresseur $tr.mn^{-1}$	Gas cooler Débit d'air $kg.h^{-1}$	$T_{air,ent}$ °C	Évaporateur Débit d'air $kg.s^{-1}$	$T_{air,ent}$ °C
L1	1000	2140	38	600	38
L2	1000	2140	49	600	38
L3	1000	2140	43	600	32
H	2000	4280	43	600	32

La figure 2.3 montre la répartition des irréversibilités au niveau des composants. Le gas cooler et le détendeur sont les composants qui génèrent le plus d'irréversibilités. Le niveau élevé des irréversibilités au gas cooler est dû à l'écart de température important entre la température moyenne du fluide caloporteur et celle du frigorigène. Les irréversibilités importantes au détendeur sont dues à la production élevée d'entropie lors de l'évolution isenthalpique du réfrigérant passant de l'état supercritique ou liquide sous refroidi à l'état diphasique. En absence d'échangeur interne, la production d'entropie au détendeur serait plus élevée. En effet, pour un écart de pression donné, la détente produit moins d'entropie à mesure que l'enthalpie à l'entrée du détendeur diminue. Par ailleurs, la part d'irréversibilités relativement faible du compresseur (comparée au cycle R-134a) s'explique par son faible taux de compression offrant ainsi un rendement isentropique élevé. Pour montrer l'influence de la vitesse du compresseur sur la performance du système, nous avons comparé les tests L3 (vitesse faible du compresseur) et H (vitesse élevée du compresseur).

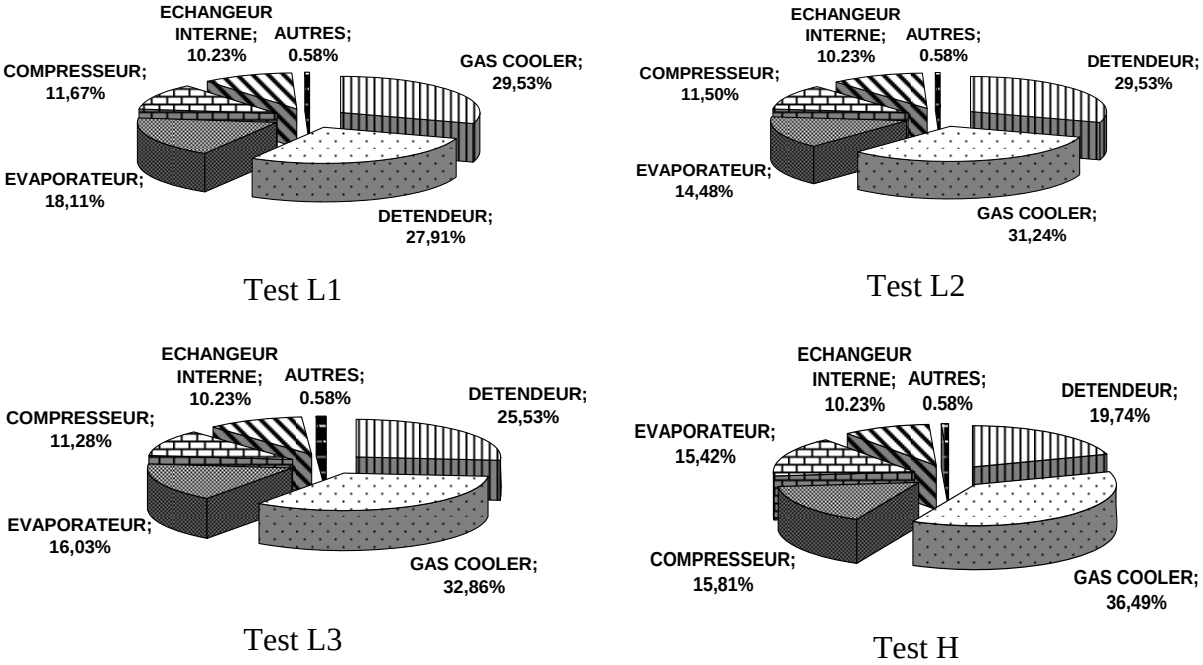


Figure 2.3 *Répartition des irréversibilités*

Les résultats complets de l'analyse exergétique des composants sont regroupés dans le tableau 2.3.

Tableau 2.3 *Résultats de l'analyse exergétique des composants*

		$\dot{Q}$ ou $\dot{W}$	$\Delta\dot{S}$	$\Delta\dot{E}x$	$\Delta\dot{S}_P$	$\dot{I}$	ξ	η_{ex}	$\dot{I}/\dot{I}_{gl}$
		kW	$kW.K^{-1}$	*kW*	$KW.K^{-1}$	*kW*	*%*	*%*	*%*
Compresseur	L1	2,03	0,0006	1,849	0,0006	0,19	9,11	90,89	11,67
	L2	2,51	0,0007	2,294	0,0006	0,22	8,70	91,3	11,3
	L3	2,28	0,0006	2,081	0,0006	0,19	8,52	91,48	11,28
	H	4,53	0,0018	3,950	0,00183	0,58	12,82	87,18	15,97
Gas cooler	L1	-8,33			0,00151	0,47	82,82	17,18	29,53
	L2	-8,49			0,00184	0,59	87,40	12,60	31,24
	L3	-7,90			0,00178	0,56	87,26	12,74	32,86
	H	-12,56			0,00423	1,30	99,65	0,35	35,86
Évaporateur	L1	6,31			0,00092	0,29	51,84	48,16	18,11
	L2	5,98			0,00085	0,28	37,12	62,88	14,48
	L3	5,49			0,00087	0,28	38,96	61,04	16,03
	H	7,94			0,00179	0,57	44,03	55,97	15,58
Échangeur interne	L1	2,57			0,00052	0,16	100	0	10,23
	L2	2,84			0,00064	0,21	83,24	16,58	10,81
	L3	2,38			0,00057	0,18	84,13	15,87	10,51
	H	3,47			0,00116	0,37	88,15	11,85	10,07
Détendeur	L1	0	0,0014	-0,443	0,00143	0,44	100	0	27,91
	L2	0	0,0017	-0,0561	0,00174	0,56	100	0	29,53
	L3	0	0,0014	-0,439	0,00139	0,44	100	0	25,53
	H	0	0,0023	-0,725	0,00229	0,72	100	0	19,94

Le tableau 2.4 montre que les performances énergétique (*COP*) et exergétique de la machine sont plus faibles pour le cas du test H. Comme le montre le tableau 2.3 tous les composants du test H présentent des irréversibilités supérieures à celles du test L3. L'augmentation de la vitesse du compresseur engendre, d'une part une élévation du taux de compression par une diminution de la pression à l'aspiration et d'autre part, une augmentation du débit massique du réfrigérant. L'augmentation du taux de compression dégrade le rendement isentropique du compresseur générant plus d'irréversibilités. Les irréversibilités au gas cooler augmentent car la puissance thermique à évacuer et les pertes de pression sont plus importantes. Au niveau de l'évaporateur, en plus de l'augmentation des pertes de pressions, la température de saturation étant plus basse, les irréversibilités liées au transfert thermique augmentent.

Tableau 2.4 *Analyse exergétique de la machine*

Tests	$COP_{réel}$	COP_{max}	$\dot{W}_{\min}$	$\dot{W}_{réel}$	$\dot{I} = \dot{W}_{réel} - \dot{W}_{\min}$	$\dot{I} = \sum \dot{I}_{composants}$	ξ	η_{ex}
			kW	*kW*	*kW*	*kW*	*(%)*	*(%)*
L1	3,10	14,43	0,44	2,03	1,60	1,59	78,12	21,88
L2	2,38	9,68	0,62	2,51	1,90	1,90	75,66	24,34
L3	2,41	9,65	0,57	2,28	1,71	1,71	75,56	24,34
H	1,75	8,94	0,89	4,53	3,64	3,67	81,04	18,96

2.2.4 Conclusion du chapitre

Comme l'émission de chaleur dans un cycle transcritique ne se fait plus par changement de phase (condensation), la pression et la température ne sont plus liées. Il existe alors une pression optimale donnant un *COP* maximal.

Une analyse exergétique a été menée sur un système de climatisation automobile fonctionnant au CO_2. Il en ressort que le gas cooler et le détendeur sont les composants les plus dissipatifs. Les irréversibilités élevées générées par le premier sont dues à l'écart important de température du fluide caloporteur et celle du frigorigène alors que pour le deuxième, c'est l'écart d'entropie du réfrigérant qui est élevé car pour une isenthalpe donnée, l'entropie diminue fortement aux pressions supercritiques.

L'étude de sensibilité a montré que l'augmentation de la vitesse du compresseur dégrade aussi bien la performance énergétique (*COP*) que exergétique. Par ailleurs, l'augmentation de la température d'air à l'entrée du gas cooler détériore le *COP* mais en même temps le rendement exergétique s'en trouve augmenté.

Deuxième partie

Étude sur la vaporisation du CO_2

Chapitre 3

Étude générale sur la vaporisation dans les tubes

3.1 Introduction

Avant d'aborder les caractéristiques de l'ébullition du CO_2, il est nécessaire de faire le point sur les phénomènes d'ébullition en convection forcée des réfrigérants conventionnels dans les tubes lisses horizontaux ou verticaux. Dans un premier temps nous détaillerons les différents régimes hydrauliques et thermiques qui surviennent au cours de l'ébullition, puis nous présenterons différents modèles courants de la littérature qui évaluent le coefficient d'échange de chaleur. Enfin, les pertes de pression de l'écoulement diphasique seront également abordées.

3.2 Configurations d'écoulement

Au fur et à mesure de la vaporisation du liquide, le mélange liquide/vapeur ainsi formé contient de plus en plus de vapeur, et la différence de vitesse entre les deux phases augmente. Sous l'effet de celle-ci, l'écoulement peut alors adopter différentes configurations en fonction de la pression, de la vitesse massique, du flux de chaleur, du titre en vapeur, ou de la géométrie. Il est indispensable de connaître les différentes configurations d'écoulement, car selon sa nature, les mécanismes physiques d'échange de chaleur ne sont pas les mêmes et les corrélations doivent être adaptées à chaque cas. Les principaux paramètres qui conditionnent ces configurations d'écoulement sont principalement la tension superficielle et la gravité, qui pour un tube horizontal a tendance à créer une stratification (Lallemand, 2006). Les figure 3.1 et figure 3.2 présentent les configurations d'écoulement respectivement pour des écoulements verticaux ascendants et horizontaux dans des tubes chauffés par un flux imposé.

3.2.1 Configurations d'écoulement pour un tube vertical

Pour les tubes verticaux, on distingue quatre principales configurations d'écoulement avec l'accroissement du titre en vapeur :

- *écoulement à bulles (« bubbly flow »)* : la phase gazeuse est présente sous formes de fines bulles dispersées dans la phase liquide continue. Les bulles sont approximativement de taille uniforme et sphérique et sont beaucoup plus petites que le diamètre du tube. Cette configuration d'écoulement apparaît à des titres en vapeur très faibles et généralement à des vitesses massiques très élevées ;
- *écoulement à poches ou à bouchons (« slug/plug flow »)* : avec l'augmentation du titre de vapeur, les bulles sont si proches les unes des autres qu'elles coalescent et forment de

grosses poches de vapeur. Celles-ci, sont à peu près de même taille que le diamètre du tube, s'écoulent au centre de l'écoulement séparées par des bouchons de liquide ;

- *écoulement agité (« churn flow »)* : avec l'augmentation de la vitesse de la phase gazeuse, les bulles de l'écoulement à bouchons se disloquent formant une configuration instable où le liquide adopte un mouvement agité et oscillatoire. Cette configuration couvre souvent une large gamme de vitesses massiques ;
- *écoulement annulaire (« annular flow »)* : une fois que les forces de cisaillement, induites par la vitesse relative élevée de la phase vapeur sur l'interface du film liquide, dominent la gravité, le liquide est expulsé du centre du tube. Le liquide s'écoule alors sous forme d'un film mince au contact de la paroi, tandis que la phase vapeur s'écoule continuellement au centre du tube. À l'interface liquide/vapeur, qui est ondulée sous l'effet des forces de cisaillement, il y a évaporation et arrachement de gouttelettes de liquide qui se retrouvent entraînées dans le cœur de l'écoulement gazeux ;
- *écoulement à brouillard ou dispersé (mist flow) :* à des vitesses massiques de vapeur élevées, le film liquide s'amincit de plus en plus jusqu'à sa disparition totale. Il subsiste un écoulement gazeux entraînant en son sein des gouttelettes de liquide. Ces dernières sont si petites qu'elles ne peuvent être vues sans dispositif d'éclairage spécial.

3.2.2 Configurations d'écoulement pour un tube horizontal

Les configurations de l'écoulement diphasique dans les tubes horizontaux sont assez similaires à celles rencontrées dans les tubes verticaux. Cependant, le nombre de configurations augmente, et sont plus complexes que celles rencontrées dans un tube vertical à cause de l'impact asymétrique de la force de gravité sur la distribution du liquide. La gravité a tendance à stratifier l'écoulement diphasique en envoyant le liquide vers le bas du tube et la vapeur vers le haut. Les configurations d'écoulement dans un tube horizontal sont illustrées par la figure 3.2 et sont classifiées comme suit :

- *écoulement à bulles (« bubbly flow »)* : cette configuration a les mêmes caractéristiques que dans un tube vertical sauf que, en raison de la poussée d'Archimède, les bulles ont tendance à se rassembler dans la moitié supérieure du tube ;
- *écoulement stratifié (« stratified flow »)* : Aux faibles vitesses des phases liquide et vapeur, le liquide s'écoule dans la partie inférieure du tube et le gaz dans la partie supérieure. L'interface est continue et lisse ;
- *écoulement stratifié à vagues (« stratified-wavy flow »)* : l'augmentation de la vitesse de la vapeur dans l'écoulement stratifié provoque l'apparition de vagues à l'interface liquide-gaz. L'amplitude de ces vagues est notable et dépend de la vitesse relative des deux phases ; cependant, leurs crêtes n'atteignent pas le sommet du tube ;
- *écoulement intermittent (« intermittent flow »)* : une vitesse de vapeur accrue augmente la taille des vagues interfaciales suffisamment pour mouiller la partie supérieure du tube. Cette configuration est caractérisée par de grandes vagues, mouillant le haut du tube par intermittence et séparées par de petites vagues. L'écoulement intermittent peut-être subdivisé en deux types de configurations :
  - *écoulement à poches (« plug flow »)* : Des poches de liquide, contenant de petites bulles de vapeur, sont séparées par de grosses bulles de gaz oblong. Le diamètre de ces dernières est plus petit que celui du tube, si bien que la phase liquide est continue et s'écoule le long de la partie inférieure du tube, sous les bulles oblong ;

- *écoulement à bouchons (« slug flow »)* : Ici le diamètre des bulles oblong occupe toute la hauteur du canal et sont séparées par des bouchons de liquide ;

- *écoulement annulaire (« annular flow »)* : cette configuration est identique à celle rencontrée dans les tubes verticaux. Cependant, la gravité tend à rendre le film de liquide plus épais dans la partie inférieure du tube. A l'interface liquide/vapeur, des gouttelettes sont arrachées et entraînées dans le cœur de vapeur ;
- *écoulement à brouillard (« mist flow »)* : De même que pour les tubes verticaux, la paroi du tube est sèche et le liquide est présent dans le cœur de l'écoulement de vapeur sous forme de fines gouttelettes.

3.3 Régimes thermiques lors de la vaporisation des frigorigènes

Le terme de vaporisation désigne, en thermodynamique, le changement de phase liquide-vapeur, sans préciser le ou les mécanismes physiques intervenant.

Le coefficient de transfert local h_{tp} (W/m²K) pour une vaporisation dans un tube est défini par :

$$h_{tp} = \frac{\dot{q}}{T_p - T_{sat}} \tag{3.1}$$

où $\dot{q}$ *(W/m²)* est la densité de flux thermique, T_p (*K*) la température locale de paroi interne du tube et T_{sat} (*K*) la température de saturation du fluide.

De la vaporisation, on distingue l'ébullition nucléée, qui se manifeste lors de la formation de bulles de vapeur à une paroi chauffée, de l'évaporation convective, qui implique l'évaporation du liquide à l'interface liquide-vapeur dans un fluide en écoulement. Les deux mécanismes peuvent coexister ou l'un peut être prédominant sur l'autre. La densité de flux de chaleur total $\dot{q}$ peut alors être décomposé en un terme d'ébullition nucléée (« nucleate boiling ») $\dot{q}_{nb}$, et d'un terme d'évaporation convective (« convective boiling ») $\dot{q}_{cv}$. Si le débit est nul, il n'y a pas d'écoulement et le flux de chaleur total est égal au flux de chaleur d'ébullition nucléée en vase (« nucleate pool boiling ») $\dot{q}_{npb}$; s'il n'y a pas de vaporisation, il s'agit d'un écoulement de liquide en convection forcée et le flux de chaleur total est égal au flux de chaleur en convection forcée $\dot{q}_l$.

C'est le modèle utilisé qui fixera la part de chaque mécanisme en fonction des différents paramètres physiques. Webb et Gupte (1992) ont donné la classification pour les différents modèles, dénommées en fonction de la manière dont les interactions entre mécanismes d'échange de chaleur sont prises en compte, qu'ils ont recensés dans la littérature :

- modèle de superposition : $h = h_{cv} + h_{nb}$;
- modèle d'intensification : $h = \psi h_{cv}$;
- modèle asymptotique d'ordre n : $h^n = h_{nb}^n + h_{cv}^n$

En plus de ces trois modèles, il existe un autre modèle développé par Kattan et al. (1998a,b,c) et basé sur les configurations d'écoulement.

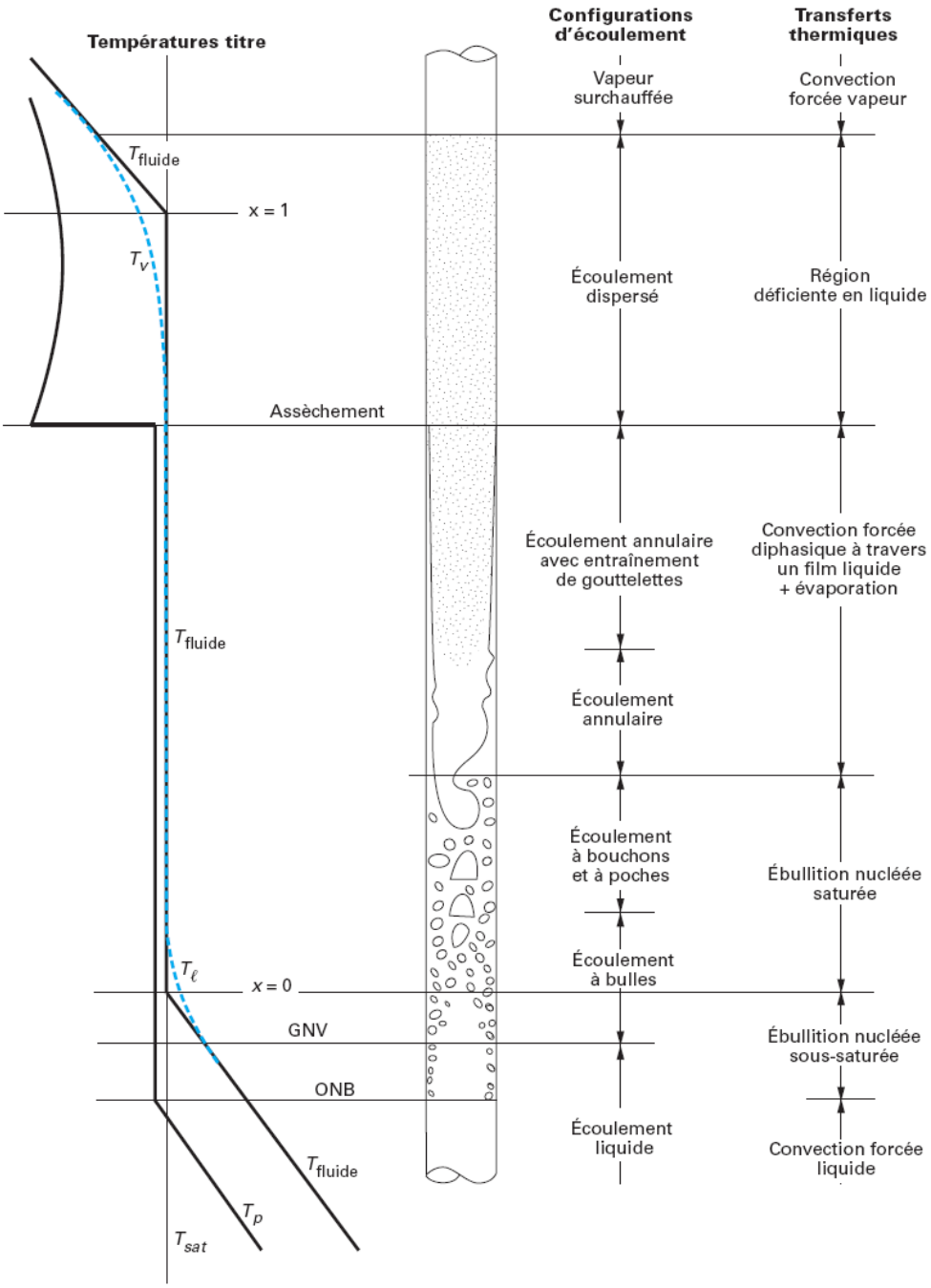
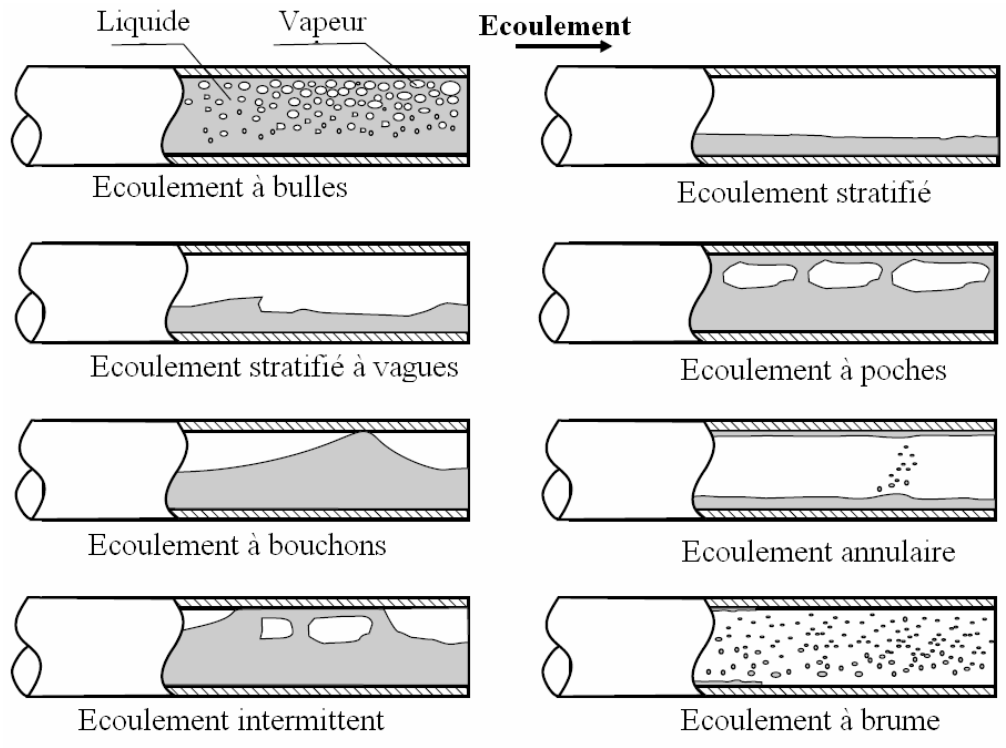


Figure 3.1 *Configurations d'écoulement et régimes thermiques dans un tube lisse vertical, d'après Collier et Thome (1994), reproduit par Lallemand (2006)*



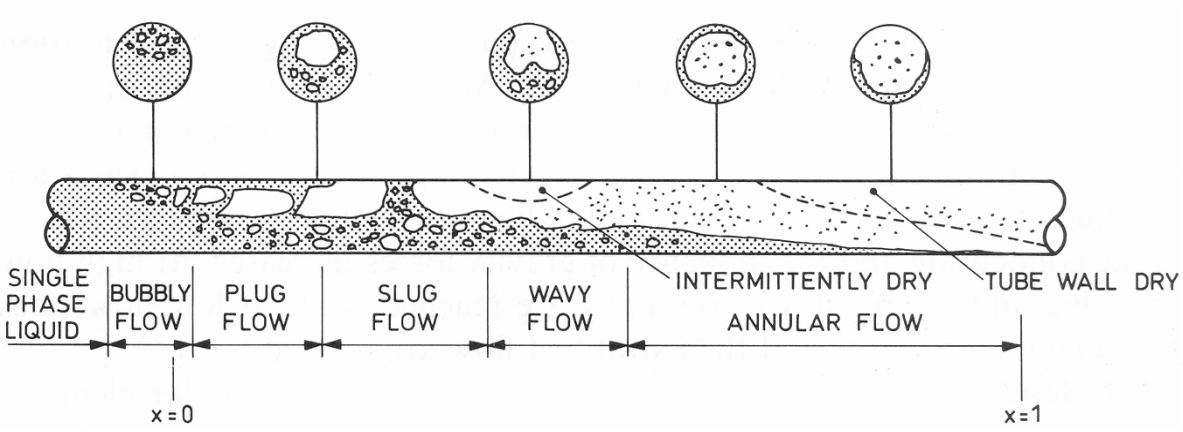


Figure 3.2 *Configurations d'écoulement dans un tube lisse horizontal, d'après Collier et Thome (1994)*

La figure 3.3 montre une variation typique du coefficient de transfert thermique en fonction du flux de chaleur, pour plusieurs vitesses massiques et met en évidence les deux mécanismes de vaporisation. La figure 3.4 montre la décomposition du flux de chaleur total en un flux d'ébullition nucléée et un flux d'évaporation convective.

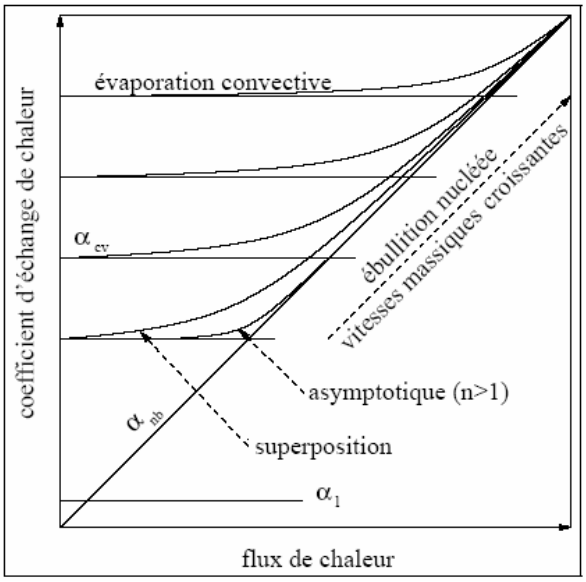


Figure 3.3 *Coefficient d'échange de chaleur en fonction du mécanisme d'ébullition, d'après Agostini (2002)*

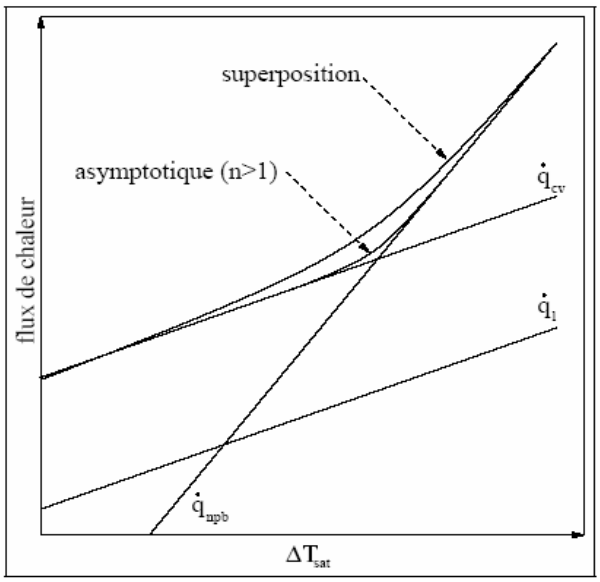


Figure 3.4 *Décomposition du flux de chaleur en fonction du mécanisme d'ébullition, d'après Agostini (2002)*

La vaporisation de liquide dans un tube chauffant donne lieu à plusieurs régimes thermiques, au fur et à mesure que le flux de chaleur perturbe l'écoulement. Les différents régimes thermiques rencontrés dans le cas d'un tube vertical chauffé à flux imposé, représentés sur les figure 3.1 et figure 3.5, sont définis comme suit :

- *convection forcée en phase liquide* : tant que la température de paroi n'a pas atteint un niveau suffisant pour permettre l'établissement des conditions de nucléation, les transferts de chaleur se font en convection simple phase.
- *ébullition sous*-refroidie : au point d'apparition des premières bulles, les conditions de nucléation sont atteintes à la paroi tandis que le cœur du liquide est toujours sous-refroidie. Dans cette zone la température de paroi reste pratiquement constante alors que la température moyenne du fluide augmente jusqu'à atteindre T_{sat}, le coefficient d'échange augmente donc. Les échanges de chaleur se produisent à la fois par convection forcée en phase liquide et par ébullition nucléée. De plus la condensation dans le cœur du fluide des bulles formées en paroi améliore le coefficient d'échange de chaleur ;
- *ébullition nucléée saturée* : quand le fluide atteint dans sa masse la température de saturation, l'ébullition envahit tout le canal. Dans ce domaine, la température de paroi et celle du fluide diphasique restent pratiquement constantes, ainsi que le coefficient d'échange. On passe progressivement d'un régime d'écoulement à bulles, puis à bouchons, à un régime d'écoulement annulaire. De ce fait, l'ébullition nucléée tant à disparaître au profit de l'évaporation convective qui devient le phénomène prédominant.
- *évaporation convective* : la chaleur est transférée par convection à travers le film liquide. La température du fluide restant égale à T_{sat} et la température de paroi diminuant, le coefficient d'échange augmente ;

- *région déficitaire en liquide (« dryout patches »)* : pour une valeur critique du titre de vapeur, les conditions de disparition partielles ou complète du film liquide sont atteintes. La température de paroi s'élève alors rapidement (dans le même temps le coefficient d'échange chute) puisque l'on est à flux imposé. Seules des gouttelettes de liquide subsistent dans le cœur de vapeur ;
- *région simple phase vapeur* : finalement, après évaporation des dernières gouttelettes, on arrive dans une région de transfert convectif en simple phase vapeur.

La figure 3.5 montre une schématisation, présentée par Steiner et Taborek (1992) et reproduite par Collier et Thome (1994), du processus de vaporisation, à flux massique constant, dans un tube vertical. Même si ce schéma a été établi pour un tube vertical, les principes généraux s'appliquent au cas du tube horizontal, spécialement pour des flux massiques élevés où les forces de cisaillement dominent et la gravité jouant un rôle négligeable.

Région *A–B*. De la région simple phase liquide à la région *A* sur la figure 3.5, les transferts de chaleur sont en simple phase, puis l'écoulement entre dans le régime d'ébullition sous-refroidie où le flux ou la surchauffe ($T_p - T_{sat}$) est suffisant pour amorcer la nucléation. Au point *B*, la température de saturation est atteinte ($x = 0$), et l'écoulement, de configuration à bulles, entre dans le régime d'ébullition nucléée pour peu que les conditions de nucléation soient satisfaites (le flux thermique doit dépasser le flux *ONB*, voir §3.4).

Région *B–C–D*. Les traits discontinus dans la figure 3.5, représentent le transfert thermique par ébullition nucléée pure, pour laquelle le coefficient d'échange est insensible au titre en vapeur. Les traits pleins représentent une combinaison entre l'ébullition nucléée et l'évaporation convective ; dans ce cas l'ébullition est dite mixte. Cette région peut être caractérisée par un écoulement à poches ou à bouchons pour les tubes horizontaux et verticaux, tandis que l'écoulement agité n'est généralement pas observé dans un tube horizontal. Si le flux thermique est plus bas que l'*ONB* au point *B*, alors la génération de vapeur se fait par convection à l'interface liquide/vapeur, représentée sur la figure par «pure convective boiling » (évaporation convective pure).

Région *D–E–F–G*. Au point *D*, l'écoulement est du type annulaire où la phase liquide s'écoule sous la forme d'un film de liquide, en contact de la paroi du tube, devenant de plus en plus mince. Cet écoulement est caractérisé par un entraînement de gouttelettes liquides dans le cœur de vapeur ; une partie de ces gouttelettes se redéposent sur le film liquide. L'entraînement de gouttelettes, devenant de plus en plus important, engendre un écoulement à brouillard « mist flow ». Lorsque l'épaisseur du film liquide diminue, des parcelles de paroi de tube asséchées apparaissent, provoquant une chute du coefficient de transfert thermique et une brusque élévation de la température de paroi, comme le montre le diagramme ; c'est le début du phénomène de l'assèchement (région *F–G*). Une fois que l'assèchement est total, le transfert de chaleur se fait en simple phase vapeur, et une légère élévation du coefficient de transfert peut être observée due à l'accroissement de la vitesse de l'écoulement, à mesure que les dernières gouttelettes de liquides s'évaporent. Le coefficient de transfert de la région post-assèchement peut être diminué à cause du déséquilibre thermodynamique (voir § 5.6).

Si le flux de chaleur n'atteint pas l'*ONB*, seulement l'évaporation convective est présente, et l'assèchement n'a pas lieu avant un titre en vapeur proche de l'unité. Ce cas est représenté, sur la figure 3.5, par la courbe de l'évaporation convective pure.

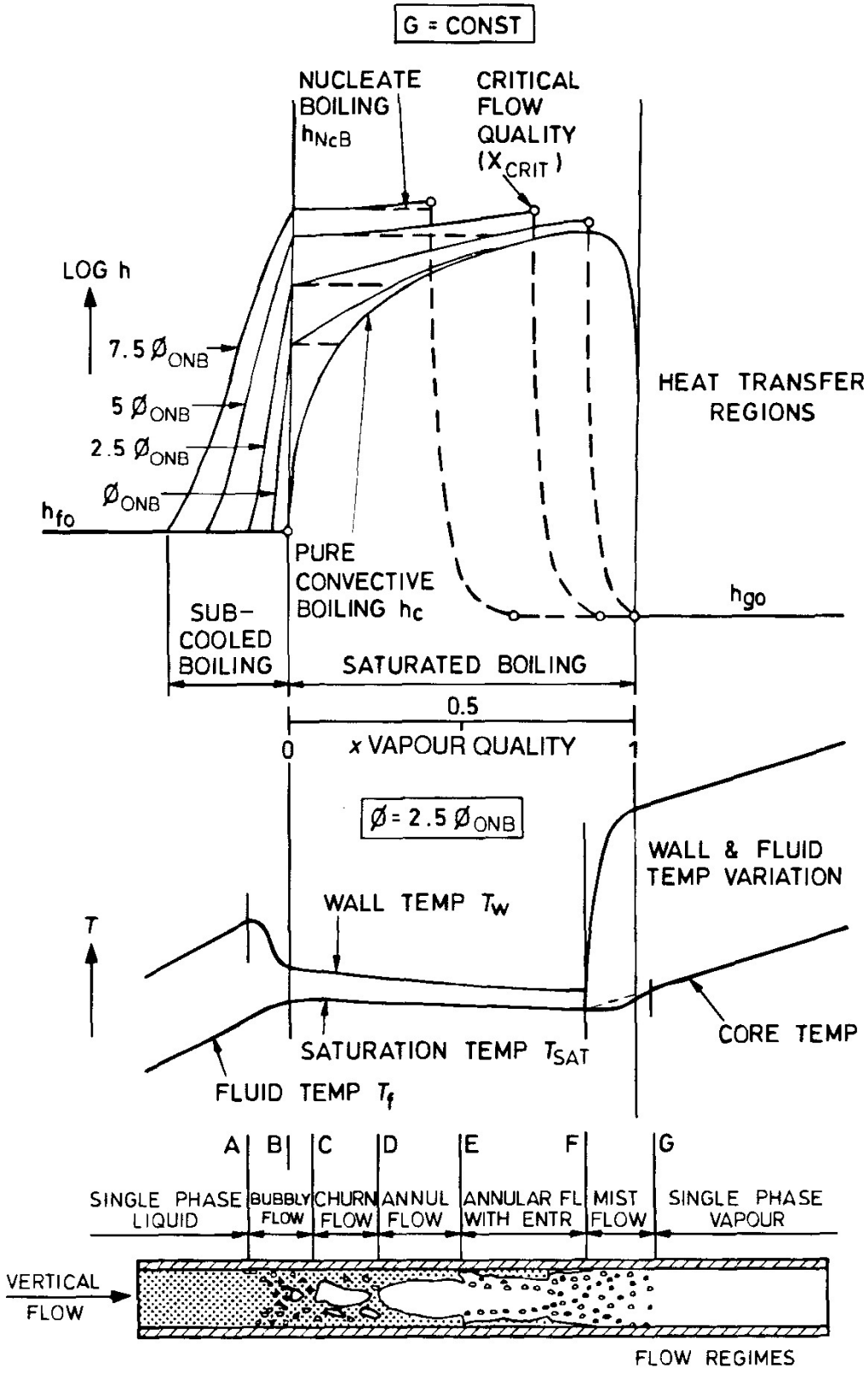


Figure 3.5 *Représentation du processus d'ébullition forcée dans un tube vertical, établi par Steiner et Taborek (1992), et reproduit par Collier et Thome (1994). Le flux massique est constant. Ici Φ désigne la densité de flux de chaleur.*

3.4 Définitions de quelques concepts

Ce paragraphe donne quelques définitions de termes utilisés dans ce présent mémoire et habituellement rencontrés dans la littérature.

Début de l'ébullition nucléée (*DEN*) (en anglais, *ONB : Onset of Nucleate Boiling*) représente l'endroit et/ou les conditions nécessaires au déclenchement de l'ébullition nucléée sont réunies. Pour qu'il y'ait ébullition nucléée, il faut que la surchauffe à la paroi (T_p-T_{sat}) et la densité de flux soient suffisantes à la nucléation de vapeur sur la paroi chauffée.

Densité de flux critique (en anglais, *CHF : Critical Heat Flux*) est la densité de flux qui provoque une transition entre deux régimes d'ébullition : ébullition nucléée (la bulle se forme sur la surface chauffée) et ébullition en film (la surface chauffée est recouverte par un film continu de vapeur l'isolant du liquide). Le terme de crise d'ébullition est aussi employé pour caractériser cette transition. En ébullition forcée, le terme (*CHF*) est souvent utilisé comme un terme générique qui couvre trois phénomènes : déviation de l'ébullition nucléée (en anglais, *Departure from Nucleate Boiling, DNB*) en sous refroidissement, *DNB* en saturation, et l'assèchement. Ces trois processus causent une élévation subite de la température de paroi provoquant une détérioration du coefficient d'échange. En général, *DNB* a lieu aux faibles titres de vapeur et aux densités de flux thermiques élevés, alors que l'assèchement a lieu à des titres plus élevés, et à des flux thermiques plus modérés.

Déviation de l'ébullition nucléée (en anglais, *DNB : Departure from Nucleate Boiling*), qui peut-être assimilé au phénomène de caléfaction, caractérise le changement de mécanisme d'ébullition de l'ébullition nucléée vers l'ébullition en film. L'écoulement peut être initialement en région d'ébullition nucléée sous refroidie, où la température du cœur de l'écoulement n'a pas atteint la saturation, ou en région d'ébullition nucléée saturée. Dans les deux cas, un film de vapeur isolant recouvre la surface chauffée, dégradant ainsi le transfert thermique et peut même dans certains cas endommager le tube.

Assèchement (*Dryout*) caractérise la transition de l'écoulement annulaire vers l'écoulement à brume (mist flow). Sous certaines conditions opératoires, le film liquide au contact de la paroi disparaît peu à peu, sous l'effet combiné de la vaporisation et de l'entraînement de gouttelettes, jusqu'à sa disparition totale, laissant la paroi asséchée. La crise d'ébullition est appelée assèchement si le régime thermique est initialement en évaporation convective et/ou si le film liquide est présent sur la paroi du tube.

Titre de vapeur critique (x_{cr}) est le titre de vapeur pour lequel l'assèchement est amorcé. Dans certains cas, où l'écoulement est stratifié, deux x_{cr} peuvent avoir lieu ; l'un correspondant au début de l'assèchement à la partie supérieure du tube (où le film liquide est plus mince) et l'autre correspondant à l'assèchement de la partie inférieure du tube (où le film est plus épais).

3.5 Cartes de configurations d'écoulement

Une carte d'écoulement est une représentation graphique bidimensionnelle des domaines d'existence des différentes configurations d'écoulement. Les systèmes de coordonnées qui la définissent sont choisis parmi les variables de l'écoulement diphasique. Ces dernières sont différentes selon les auteurs, et il n'existe pas de consensus sur le meilleur système de coordonnées à adopter. Les paramètres qui sont souvent employés sont ceux utilisés par

l'expérimentateur pour contrôler l'écoulement ; par exemple la vitesse superficielle du liquide j_l en fonction de la vitesse superficielle de la vapeur j_v, la vitesse massique en fonction du titre en vapeur,…etc. Les frontières entre les différents régimes n'ont jamais été bien définies et les zones de transition sont relativement étendues, d'où le caractère subjectif de ces cartes d'écoulement. La première carte fut celle de Baker (1954) ; elle a été proposée pour un écoulement horizontal.

3.5.1 Carte de configurations d'écoulement pour les tubes verticaux

Les cartes d'écoulement pour les tubes verticaux utilisant comme coordonnées les vitesses superficielles des phases liquide et vapeur sont établies depuis les années soixante et sont toujours produites à l'heure actuelle. Une des premières cartes a été établie par Hewitt et Roberts (1969) pour un tube vertical (figure 3.6). Les coordonnées utilisées sont les flux de quantité de mouvement, basés sur la vitesse superficielle du liquide et de la vapeur, tels que :

$$\rho_l j_l^2 = \frac{\left[G(1-x)\right]^2}{\rho_l} \tag{3.2}$$

$$\rho_v j_v^2 = \frac{(G x)^2}{\rho_l} \tag{3.3}$$

Une autre carte largement utilisée est celle développée par Taitel et al. (1980). Cette carte a été établie à partir d'un modèle semi théorique et utilise les vitesses superficielles des phases comme coordonnées.

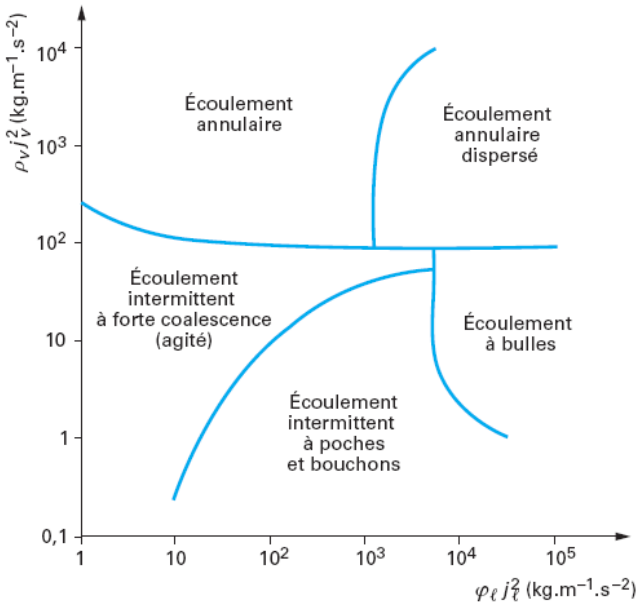


Figure 3.6 *Carte de configurations d'écoulement de Hewitt et Roberts (1969), reproduite par Lallemand (2006)*

3.5.2 Carte de configurations d'écoulement pour les tubes horizontaux : Carte d'écoulement développée par Kattan-Thome-Favrat (1998a)

Dans le but de coupler efficacement le transfert de chaleur et configuration d'écoulement, Kattan, Thome et Favrat (1998a) ont comparé les résultats de différentes cartes d'écoulement, avec une importante base de données expérimentales, obtenue pour des fluides purs et en

mélange. Ils ont noté que la carte de Steiner (1993) est celle qui s'écarte le moins de leurs données expérimentales. Les auteurs ont donc choisi cette carte comme base de départ pour construire la leur.

Une des modifications importantes apportées par Kattan et al. (1998a) est d'avoir opté pour des cordonnées de carte de configurations d'écoulement inédites. En effet, la plupart des cartes nécessitent le calcul préalable de paramètres et de courbes de transition, tracés en fonction du paramètre de Lockhart-Martinelli (voir § 3.8.3.2). Cette approche a été modifiée par les auteurs qui ont proposé une représentation plus accessible et compréhensible : la carte a pour ordonnée le flux massique, et pour abscisse le titre de vapeur. De cette façon, la représentation est plus proche de celle classiquement donnée pour le coefficient de transfert de chaleur local $h(x)$, et permet de comparer les différentes configurations d'écoulement à différentes vitesses massiques.

Cette carte d'écoulement a subi de nombreuses mises à jour depuis son établissement jusqu'à nos jours, successivement par Thome et El Hajal (2003), Thome (2005) et enfin Wojtan et al. (2005a). Dans ce qui suit nous présentons la dernière version de cette carte d'écoulement, celle établie par Wojtan et al. (2005a) ; elle est représentée sur la figure 3.8.

Afin de calculer les courbes de transition des configurations d'écoulement utilisées dans la carte d'écoulement de Kattan et al., six variables géométriques adimensionnelles ont été définies :

$$h_{LD} = \frac{h_L}{D}; \qquad P_{LD} = \frac{P_L}{D} \tag{3.4}$$

$$P_{VD} = \frac{P_V}{D}; \qquad P_{iD} = \frac{P_i}{D} \tag{3.5}$$

$$A_{LD} = \frac{A_L}{D^2}; \qquad A_{VD} = \frac{A_V}{D^2} \tag{3.6}$$

Comme le montre la figure 3.7, D est le diamètre interne du tube, P_L est le périmètre mouillé et P_V est le périmètre complémentaire en contact avec la vapeur. Pareillement, A_L et A_V sont les sections droites correspondantes aux phases liquide et vapeur. P_i est la longueur d'interface entre les deux phases, et h_L est la hauteur de la phase liquide depuis la partie inférieure du tube.

Connaissant la section droite totale du tube A, les valeurs de A_{LD} et A_{VD} sont déterminées à l'aide du taux de vide α comme suit :

$$A_{LD} = \frac{A(1-\alpha)}{D^2}; \qquad A_{VD} = \frac{A\alpha}{D^2} \tag{3.7}$$

L'expression du taux de vide, α, utilisé par Kattan et al. est celle de Rouhani et Axelsson (1970) modifiée par Steiner (1993) :

$$\alpha = \frac{x}{\rho_v}\left[\left(1+0{,}12\left(1-x\right)\right)\left(\frac{x}{\rho_v}+\frac{1-x}{\rho_l}\right)+\frac{1{,}18\left(1-x\right)\left[g\sigma\left(\rho_l-\rho_v\right)\right]^{0{,}25}}{G\rho_l^{0{,}5}}\right]^{-1} \tag{3.8}$$

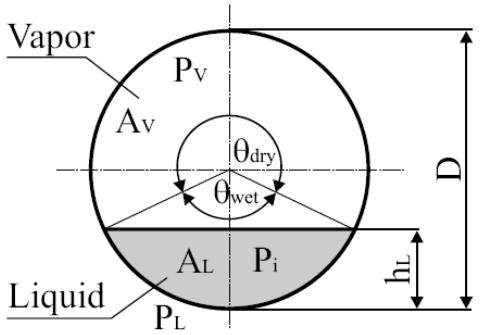


Figure 3.7 *Section droite d'un écoulement horizontal stratifié, Wojtan et al. (2005)*

La hauteur de liquide adimensionnelle h_{LD} et la longueur d'interface adimensionnelle P_{iD} peuvent être exprimées en fonction de l'angle de stratification θ_{strat} :

$$h_{LD} = 0{,}5\left(1-\cos\left(\frac{2\pi-\theta_{strat}}{2}\right)\right); \qquad P_{iD} = \sin\left(\frac{2\pi-\theta_{strat}}{2}\right) \tag{3.9}$$

L'angle de stratification θ_{strat} peut être calculé par une expression approximative, en fonction du taux de vide, proposée par Biberg (1999) :

$$\begin{aligned}\theta_{strat} = 2\pi - 2\Bigg\{\pi\left(1-\alpha\right)+\left(\frac{3\pi}{2}\right)^{1/3}\left[1-2\left(1-\alpha\right)+\left(1-\alpha\right)^{1/3}-\alpha^{1/3}\right]\cdots \\ \cdots-\frac{1}{200}\left(1-\alpha\right)\alpha\left[1-2\left(1-\alpha\right)\right]\left[1+4\left(\left(1-\alpha\right)^2+\alpha^2\right)\right]\Bigg\}\end{aligned} \tag{3.10}$$

Les courbes de transition qui séparent les différentes configurations d'écoulement sont calculées comme suit :

- La transition de l'écoulement stratifié à vagues vers l'écoulement annulaire ou intermittent est caractérisée par la vitesse massique G_{wavy}, définie par :

$$G_{wavy} = \left\{\frac{16A_{VD}^3 gD\rho_l\rho_v}{x^2\pi^2\left(1-\left(2h_{LD}-1\right)^2\right)^{0{,}5}}\times\left[\frac{\pi^2}{25h_{LD}^2}\left(\frac{We}{Fr}\right)_l^{-1}+1\right]\right\}^{0{,}5}+50 \tag{3.11}$$

- La région où l'écoulement est stratifié à vagues *(Stratified wavy, SW)* est scindée en trois zones :
  - $G > G_{wavy}\left(x_{IA}\right)$ délimite la zone à poches (*Slug*) ;

- $G_{strat} < G < G_{wavy}\left(x_{IA}\right)$ et $x < x_{IA}$ délimite la zone *à poches*/*stratifié* de celle *à vagues* (*Slug/Stratified Wavy*) ;
- $x \geq x_{IA}$ délimite la zone *stratifié à vagues (SW)*

x_{IA} est le titre correspondant à la transition de l'écoulement intermittent vers l'écoulement annulaire.

- La transition de la configuration *stratifié* vers *stratifié à vagues* (*S-SW*) est caractérisée par la vitesse massique G_{strat} définie par

$$\begin{aligned} G_{strat} &= \left\{ \frac{226,3^2 A_{LD} A_{VD}^2 g \rho_v \left(\rho_l - \rho_v\right) \mu_l}{x^2 \left(1-x\right) \pi^3} \right\}^{1/3} && \text{pour } x \geq x_{IA} \\ G_{strat} &= G_{strat}\left(x_{IA}\right) && \text{pour } x < x_{IA} \end{aligned} \tag{3.12}$$

- La transition de l'écoulement intermittent vers l'écoulement annulaire (*I–A*) est représentée par une droite perpendiculaire à l'axe des *x* et dont son prolongement passe par le point x_{IA}. Cette droite est délimitée, à sa partie inférieure, par son point d'intersection avec la courbe G_{strat}. Le titre en vapeur, x_{IA}, est calculé, pour χ_{tt} = 0,34, comme suit :

$$x_{IA} = \left\{ \left[0,34^{1/0,875} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-1/1,75} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{-1/7} \right] + 1 \right\}^{-1} \tag{3.13}$$

- La transition de l'écoulement annulaire vers la zone d'assèchement (*A–D*) est caractérisée par la vitesse massique G_{dryout} définie par

$$\begin{aligned} G_{dryout} = \Bigg[& \frac{1}{0,235} \left(\ln\left(\frac{0,58}{x} \right) + 0,52 \right) \left(\frac{D}{\rho_v \sigma} \right)^{-0,17} \left(\frac{1}{g D \rho_v \left(\rho_l - \rho_v\right)} \right)^{-0,37} \dots \\ & \dots \times \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0,25} \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{cr}} \right)^{-0,70} \Bigg]^{0,926} \end{aligned} \tag{3.14}$$

- La transition de la zone d'assèchement vers l'écoulement à brume (*D–M*) est caractérisée par la vitesse massique G_{mist} définie par

$$\begin{aligned} G_{mist} = \Bigg[& \frac{1}{0,0058} \left(\ln\left(\frac{0,61}{x} \right) + 0,57 \right) \left(\frac{D}{\rho_v \sigma} \right)^{-0,38} \left(\frac{1}{g D \rho_v \left(\rho_l - \rho_v\right)} \right)^{-0,15} \dots \\ & \dots \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0,09} \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{cr}} \right)^{-0,27} \Bigg]^{0,943} \end{aligned} \tag{3.15}$$

- Les conditions suivantes sont appliquées pour définir les transitions aux titres de vapeur élevés :

  - Si $G_{strat}(x_i) \geq G_{dryout}(x_i)$ alors $G_{dryout}(x_i) = G_{strat}(x_i)$
  - Si $G_{wavy}(x_i) \geq G_{dryout}(x_i)$ alors $G_{dryout}(x_i) = G_{wavy}(x_i)$
  - Si $G_{dryout}(x_i) \geq G_{mist}(x_i)$ alors $G_{dryout}(x_i) = G_{mist}(x_i)$

  où x_i est le titre considéré.

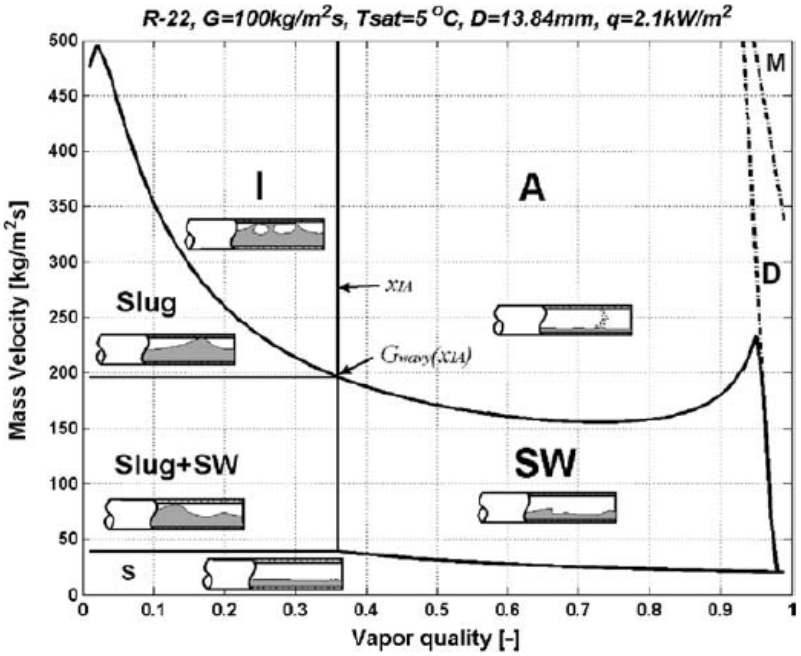


Figure 3.8 *Carte de configuration d'écoulement établie par Wojtan et al.(2005a)*

3.6 Modèles de transfert de chaleur de l'ébullition

Les différents modèles de type superposition, d'intensification et asymptotique sont présentés en Annexe A . Nous ne présentons ici que le modèle de transfert de chaleur de l'ébullition le plus récent. Il s'agit du modèle de Kattan et al. (1998c), modèle basé sur les configurations d'écoulement.

3.6.1 Modèle basé sur les configurations d'écoulements : Modèle de Kattan-Thome-Favrat (1998c), dernière mise à jour par Wojtan et al. (2005)

À partir de leur modèle de carte de configuration d'écoulement (voir §3.5.2), Kattan et al. (1998c) ont développé une méthode de prédiction du coefficient de transfert diphasique pour les tubes horizontaux. Cette méthode inclut les effets de la configuration d'écoulement, du tube partiellement mouillé, et de l'assèchement partiel dans l'écoulement annulaire. Ce modèle prédictif des coefficients de transfert est fondamentalement différent des modèles présentés en Annexe A en ce sens que ce qu'il repose sur les configurations d'écoulement.

3.6.1.1 Prédiction du coefficient diphasique avant assèchement

Le coefficient de transfert diphasique avant l'apparition de l'assèchement s'écrit :

$$h_{tp} = \frac{\theta_{dry} h_v + \left(2\pi - \theta_{dry}\right) h_{wet}}{2\pi} \tag{3.16}$$

h_{wet} est le coefficient de transfert de chaleur de la portion du tube mouillée, et a pour expression celle développée par Steiner et Taborek (1992) (§A.3.2). Cette expression comprend un terme caractérisant l'ébullition nucléée et un autre rendant compte de l'évaporation convective :

$$h_{wet} = \left[\left(S h_{nb}\right)^3 + h_{cv}^3\right]^{1/3} \tag{3.17}$$

où S est le facteur de suppression d'ébullition nucléée, il a pour valeur fixe 0,8.

h_{nb} est le coefficient de transfert de chaleur de l'ébullition nucléée, défini par la corrélation de Cooper (1984) :

$$h_{nb} = 55\, p_r^{0,12-0,434\ln(R_a)} \left(-\log_{10}\left(p_r\right)\right)^{-0,55} \tilde{M}^{-0,5}\, \dot{q}^{0,67} \tag{3.18}$$

R_a est la rugosité moyenne de paroi ; elle est considérée nulle, si elle n'est pas connue. $\tilde{M}$ est la masse molaire du fluide. p_r est la pression réduite, le rapport de la pression de saturation

Le coefficient de transfert de l'évaporation convective h_{cv} est déterminé par la corrélation suivante :

$$h_{cv} = 0,0133\, \mathrm{Re}_l^{0,69}\, \mathrm{Pr}_l^{0,4}\, \frac{\lambda_l}{\delta} \tag{3.19}$$

Avec Re_l, le nombre de Reynolds de la phase liquide basé sur la vitesse moyenne du film liquide, défini par :

$$\mathrm{Re}_l = \frac{4G\left(1-x\right)\delta}{\left(1-\alpha\right)\mu_l} \tag{3.20}$$

δ est l'épaisseur du film liquide, elle a pour expression :

$$\delta = \frac{D}{2}\sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \frac{2\,A_l}{\left(2\pi - \theta_{dry}\right)}} \tag{3.21}$$

Le coefficient de transfert de la phase vapeur est déterminé à l'aide de la corrélation de Dittus et Boelter (1930) :

$$h_v = 0,023\, \mathrm{Re}_v^{0,8}\, \mathrm{Pr}_v^{0,4}\, \frac{\lambda_v}{D} \tag{3.22}$$

L'angle sec noté θ_{dry} schématisé sur la figure 3.7, mesure la portion du tube sèche (partie en contact avec la vapeur). C'est par l'intermédiaire de cet angle que le coefficient de transfert est dépendant des configurations d'écoulement, voir *Eq*. (3.16). En effet, l'expression de l'angle sec dépend de la configuration d'écoulement comme suit :

- Zone "annulaire (*A*)" et zone "intermittent (*I*)"

  Dans ces zones, la totalité du périmètre du tube est mouillée. De ce fait,

$$\theta_{dry} = 0 \tag{3.23}$$

- Zone "à bouchons (*Slug*)"

La fréquence élevée des bouchons maintient un film liquide continu sur le périmètre supérieur du tube. Ainsi, de même que pour les écoulements annulaire et intermittent $\theta_{dry} = 0$.

- Zone "stratifié à vague (SW)"

  Dans cette zone, l'angle sec est estimé par une interpolation quadratique, tel que :

$$\theta_{dry} = \left[\frac{\left(G_{wavy} - G\right)}{\left(G_{wavy} - G_{strat}\right)} \right]^{0,61} \theta_{strat} \tag{3.24}$$

- Zone "à bouchons/stratifié à vague (Slug + SW)"

Dans la zone à bouchons/stratifié à vague, des vagues de basse amplitude (n'atteignant pas la partie supérieure du tube) et des bouchons de liquide mouillant la partie supérieure du tube ont été observés par les auteurs. Avec l'augmentation du titre de vapeur dans cette région, les fréquences d'apparitions des bouchons diminuent et des ondes de petites amplitudes deviennent dominantes. Les bouchons disparaissent complètement à $x = x_{IA}$. Pour tenir compte de ce phénomène, les auteurs ont proposé cette corrélation pour $x < x_{IA}$:

$$\theta_{dry} = \frac{x}{x_{IA}} \left[\frac{\left(G_{wavy} - G\right)}{\left(G_{wavy} - G_{strat}\right)} \right]^{0,61} \theta_{strat} \tag{3.25}$$

3.6.1.2 Prédiction du coefficient diphasique pendant et après l'assèchement

Lorsque les conditions d'apparition de l'écoulement annulaire sont atteintes, l'écoulement s'écoule sous forme de vapeur avec un film liquide continu au contact de la paroi. Au fur et à mesure que le titre de vapeur augmente le film liquide s'amincit jusqu'à sa disparition totale. En raison de la stratification, le film liquide disparaît d'abord sur la partie supérieure du tube ; c'est le début de l'assèchement et le titre de vapeur correspondant est noté x_{di}. L'assèchement est total lorsque il n'y a plus de liquide en contact de la paroi inférieure du tube, le titre de vapeur correspondant est noté x_{de} (voir figure 3.9).

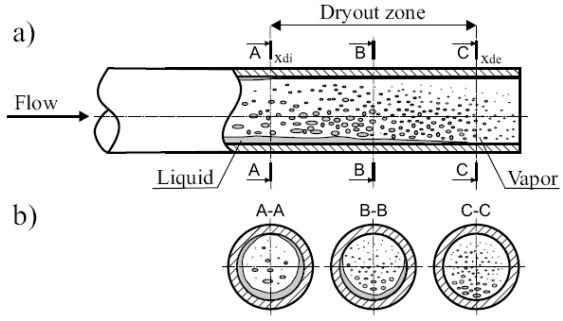


Figure 3.9 *(a) Zone de l'assèchement lors de la vaporisation dans un tube horizontal. (b) Sections droites : A-A début de l'assèchement ; B-B assèchement partiel ; C-C assèchement total et début de l'écoulement à brume. D'après Wojtan et al. (2005a).*

Wojtan et al (2005), en partant du modèle de Mori et al. (2000), ont proposé les expressions suivantes, qui définissent les titre de vapeur x_{di} et x_{de} :

$$x_{di} = 0,58 \exp\left[0,52 - 0,235 We_v^{0,17}\, Fr_v^{0,37} \left(\rho_v/\rho_l\right)^{0,25} \left(\dot{q}/\dot{q}_{cr}\right)^{0,7} \right] \tag{3.26}$$

$$x_{de} = 0,61 \exp\left[0,57 - 5,8 \cdot 10^{-3} We_v^{0,38}\, Fr_v^{0,15} \left(\rho_v/\rho_l\right)^{-0,09} \left(\dot{q}/\dot{q}_{cr}\right)^{0,27} \right] \tag{3.27}$$

où la densité de flux critique $\dot{q}_{cr}$ est calculée à partir de l'expression de Kutateladze (1948) :

$$\dot{q}_{cr} = 0,131 \rho_v^{0,5}\, Lv \left[g\left(\rho_l - \rho_v\right)\sigma \right]^{0,25} \tag{3.28}$$

Une fois que l'assèchement a eu lieu, la configuration d'écoulement est du type à brume où le fluide s'écoule sous forme de vapeur entraînant des gouttelettes de liquide. Le régime thermique lui correspondant est le régime déficitaire en liquide (voir § 5.6). Wojtan et al. (2005) ont constitué une banque de données expérimentales, de coefficients d'échange thermique correspondants à ce régime thermique, obtenue avec du R-22 et du R-410A. Ils ont remarqué que 95% des titres de vapeur mesurés étaient en équilibre thermique. Ils ont repris le modèle de Groeneveld (1973) (voir *Eq*. (6.14)), qui prédit le mieux leur coefficients d'échange diphasique en post-assèchement. Pour accroître la précision des prédictions de la corrélation de Groeneveld (1973), Wojtan et al. ont réajusté ses facteurs empiriques. La nouvelle version de la corrélation de Groeneveld est la suivante :

$$h_{mist} = 0,0117 \,\mathrm{Re}_H^{0,79}\, \mathrm{Pr}_v^{1,06}\, Y^{-1,83} \frac{\lambda_v}{D} \tag{3.29}$$

les définitions des termes de cette équation sont données dans le § 6.6.1.1.

Dans la région où a lieu l'assèchement, les coefficients de transfert thermique peuvent être calculés par une interpolation linéaire comme suit :

$$h_{dryout} = h_{tp}\left(x_{di}\right) - \frac{x - x_{di}}{x_{de} - x_{di}} \left[\left(h_{tp}\left(x_{di}\right) - h_{mist}\left(x_{de}\right) \right) \right] \tag{3.30}$$

où $h_{tp}(x_{di})$ est le coefficient de transfert thermique local calculé à partir de l'équation (3.16) et où $x = x_{di}$, pour lequel l'assèchement débute. $h_{mist}(x_{de})$ est le coefficient de transfert thermique local calculé à partir de l'équation (3.29) où $x = x_{de}$, à partir duquel l'assèchement est total.

Il est noter que le modèle de Kattan-Thome-Favrat (1998c) avec la dernière mise à jour apportée par Wojtan et al. (2005) est actuellement le plus robuste et le plus précis pour la prédiction des coefficients d'échange des écoulements en ébullition des réfrigérants conventionnels dans les tubes horizontaux hors mini- ou micro-canaux. Il est le seul à pouvoir prédire l'assèchement qui apparaît pour des titres de vapeur proches de l'unité. Il a été validé pour plusieurs réfrigérants tels que R-123, R-134a, R-502, R-22, R-402A, R-404A, R-407C et l'ammoniaque pour des pressions de saturation allant de 1,1 à 8,9 bar.

Thome et El Hajal (2004) et plus tard Cheng et al. (2006) ont modifié ce modèle pour l'appliquer à la vaporisation du CO_2, voir § 5.9.3. et § 5.9.4.

3.7 Synthèse sur les modèles du transfert de chaleur en ébullition

Il s'agit ici de commenter les modèles prédictifs, du coefficient de transfert de chaleur, de l'ébullition forcée en macro-canaux, présentés en Annexe A ainsi que celui de Kattan et al. (1998a).

La méthode de Shah (1982) repose sur l'introduction d'un facteur d'intensification qui module l'échange de chaleur qu'on aurait en simple phase. Contrairement aux autres méthodes, celle de Shah ne fait pas intervenir de corrélation pour la détermination du coefficient d'échange en ébullition nucléée h_{nb}. Pour ce faire, elle utilise le nombre d'ébullition *Bo*. Ce nombre adimensionnel comprend une seule propriété physique pour caractériser l'ébullition nucléée, la chaleur latente. Or celle-ci diminue, à mesure que la pression de saturation augmente, alors que le coefficient d'échange de l'ébullition nucléée h_{nb}, augmente en réalité. Il est donc attendu que le modèle de Shah donne de mauvaises prédictions du coefficient d'échange de la vaporisation du CO_2 pour ce régime, en raison des pressions de saturation élevées.

L'approche de Chen (1966), plus physique, distingue l'influence des régimes d'ébullition nucléée et d'évaporation convective. Cependant, la corrélation de Forster-Zuber utilisée par Chen pour évaluer le coefficient d'échange dans le régime d'ébullition nucléée est aujourd'hui dépassée et gagnerait à être remplacée par les expressions plus récentes développées par Cooper (1984) ou Gorenflo (1993). Par ailleurs, la méthode de Chen peut être appliquée tant que le périmètre du tube reste mouillé. Ainsi, elle n'est plus valable après l'assèchement. Enfin, elle a été construite avec une base de données expérimentales ne comprenant aucune donnée de réfrigérants.

Bennett et Chen (1980), qui ont développé une corrélation sur la base de celle de Chen (1966), ont introduit la tension superficielle dans le facteur de suppression *S*. Ainsi, ce modèle devrait mieux rendre compte de l'impact de la tension superficielle. Cela peut être intéressant pour le CO_2 puisque sa tension superficielle est différente (plus petite) que celle des autres fluides conventionnels.

Dans le modèle de Gungor et Winterton (1986 et 1987), le facteur d'intensification de l'évaporation convective *F* dépend du nombre d'ébullition et donc de la densité de flux. Or, comme démontré expérimentalement par Chen (1966), Kenning et Cooper (1989) et Wadekar (1990) et défendu avec insistance par Webb (2003), le facteur d'intensification *F* dépend uniquement de paramètres hydrodynamiques (*G*, Re_l, …etc.) et est totalement indépendant du flux thermique. Si la méthode de Gungor et Winterton donne de bonnes prédictions dans certains cas, c'est probablement grâce aux coefficients présents dans l'expression de *F* qui ont été ajustés avec des données expérimentales. De plus, comme l'a souligné Webb (2003), Gungor et Winterton, ont estimé la contribution de l'ébullition nucléée à partir de la densité de flux total au lieu de la densité de flux thermique en ébullition nucléée $\dot{q}_{npb}$.

Liu et Winterton (1991), qui ont repris la totalité des données expérimentales de Gungor et Winterton auxquelles d'autres données ont été rajoutées, ont proposé une méthode proche de celle de Chen. Cependant, comme le souligne Agostini (2002), *F* et *S* qui sont évalués par ajustement par rapport aux données expérimentales, ne découlent d'aucun modèle physique. Il est à noter que si *F* tend bien vers un lorsque le titre tend vers zéro, *S* quant à lui, ne tend pas vers zéro, ce à quoi l'on pourrait s'attendre puisqu'à titre nul l'écoulement devient purement monophasique.

La méthode développée par Steiner et Taborek (1992) semble la plus performante pour les écoulements de fluides purs, en ébullition dans les tubes verticaux de section circulaire. Elle a été construite sur une très large banque de données (13000 données) et s'appuie sur l'observation des différents phénomènes physiques impliqués. Par contre, l'utilisation de ce modèle pour les tubes de faibles diamètres pose problème en raison du terme de correction du diamètre, $F(D)$. En effet, lorsque le diamètre du tube est petit (< 1 mm), le facteur $F(D)$ croît rapidement, ce qui augmente considérablement le coefficient de transfert, surestimant les h_{tp} expérimentaux.

Enfin, le modèle de Kattan-Thome-Favrat, valable pour les écoulements horizontaux, se singularise par rapport aux autres corrélations prédictives du h_{tp} en étant fortement dépendant des configurations d'écoulement, ce qui en fait un modèle physique. De plus, il est le seul à pouvoir prédire l'assèchement qui apparaît pour des titres de vapeur proches de l'unité. C'est pourquoi, ce modèle est actuellement le plus robuste et le plus précis pour la prédiction des coefficients d'échange des écoulements en ébullition des réfrigérants conventionnels. Cependant, son application concerne uniquement les tubes horizontaux.

Dans le § 5.9, il sera présenté une confrontation entre les coefficients de transfert du CO_2 obtenus expérimentalement et ceux calculées par ces corrélations.

3.8 Pertes de pression des écoulements en ébullition forcée

La prédiction de la perte de pression est une part importante dans la conception des systèmes diphasiques. Cependant, la précision de la prédiction des pertes de pression n'est généralement pas très satisfaisante, la déviation moyenne est d'environ 30% même en utilisant les corrélations les plus sophistiquées. Cette incertitude doit être prise en compte dans la conception.

La perte de pression totale dans un écoulement diphasique est due à la variation des énergies cinétique (perte de pression par accélération) et potentielle (perte de pression par gravité) et aux frottements contre la paroi du tube ; il vient ainsi :

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta z}\right)_{totale} = \left(\frac{\Delta p}{\Delta z}\right)_a + \left(\frac{\Delta p}{\Delta z}\right)_g + \left(\frac{\Delta p}{\Delta z}\right)_f \tag{3.31}$$

Il existe deux modèles de base pour le calcul de la perte de pression d'un écoulement diphasique, le modèle homogène et le modèle à phases séparées. Avec le modèle homogène, l'écoulement diphasique est considéré comme un pseudo-fluide monophasique incompressible dont les propriétés (vitesse, température, masse volumique et viscosité) sont moyennées entre les propriétés des phases liquide et vapeur.

En revanche, le modèle à phases séparées, considère les deux phases artificiellement séparées et s'écoulant à différentes vitesses, chacune dans sa « conduite », tout en restant en équilibre thermique l'une envers l'autre.

3.8.1 Perte de pression par gravité

La perte de pression due à la gravité est calculée, en considérant l'écoulement homogène, par la corrélation suivante :

$$\Delta p_g = \frac{g \sin(\theta)\, L}{\left(\upsilon_v - \upsilon_l\right) x_s} \ln\left[1 + x_s \frac{\left(\upsilon_v - \upsilon_l\right)}{\upsilon_l}\right] \tag{3.32}$$

υ est le volume spécifique de la phase liquide ou vapeur, x_s est le titre en vapeur de sortie et θ est l'angle que forme le tube avec l'horizontal. Ainsi, pour un tube horizontal, la perte de pression due à la gravité est nulle. Cette corrélation est valable pour le cas où le fluide est sous-refroidi à l'entrée du tube. Si le fluide est déjà à l'état diphasique à l'entrée, alors x_s doit être remplacé par la différence entre le titre à la sortie et à l'entrée.

3.8.2 Perte de pression par accélération

La perte de pression est calculée à partir la corrélation suivante considérant l'écoulement homogène, Collier et Thome (1994) :

$$\Delta p_a = G^2 \left(\upsilon_v - \upsilon_l\right) x_s \tag{3.33}$$

De même que pour Δp_g, si le fluide est déjà à l'état diphasique à l'entrée, alors x_s doit être remplacé par la différence entre le titre à la sortie et à l'entrée.

Si la différence de vitesse est considérée (modèle à phases séparées), le taux de vide (ou le rapport de glissement) doit être pris en compte. Dans ce cas, la chute de pression à l'accélération peut être exprimée par (Collier et Thome, 1994) :

$$\Delta p_a = G^2 \left\{ \left[\frac{\left(1-x^2\right)}{\rho_l \left(1-\alpha\right)} + \frac{x^2}{\rho_v \alpha} \right]_{sortie} - \left[\frac{\left(1-x^2\right)}{\rho_l \left(1-\alpha\right)} + \frac{x^2}{\rho_v \alpha} \right]_{entrée} \right\} \tag{3.34}$$

ε est le taux de vide, calculé par l'*Eq*. (3.8) pour les écoulements horizontaux et par la relation de Rouhani et Axelsson (1970), pour les écoulements verticaux, valable pour $\varepsilon > 0{,}1$:

$$\alpha = \frac{x}{\rho_v} \left\{ \left[1 + 0{,}2\left(1-x\right) \left(\frac{g D \rho_l^2}{G^2} \right)^{0{,}25} \right] \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right) + \frac{1{,}18\left(1-x\right)\left[g\sigma\left(\rho_l - \rho_v\right) \right]^{0{,}25}}{G \rho_l^{0{,}5}} \right\}^{-1} \tag{3.35}$$

L'énergie cinétique du fluide sortant est supérieure à celle du fluide entrant puisque la masse volumique de la phase vapeur est inférieure à celle du liquide. Ainsi, la chute de pression par accélération engendre une plus faible pression à la sortie comparée à l'entrée.

3.8.3 Perte de pression par frottement

3.8.3.1 Modèle homogène

Compte tenu de la définition du modèle homogène, la perte de pression par frottement peut être estimée de la même manière que pour un écoulement entièrement liquide (monophasique) :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{2\, f_{TP}\, G^2}{\rho_{TP}\, D_h} \tag{3.36}$$

avec ρ_{tp} la masse volumique de l'écoulement homogène définie comme suit :

$$\frac{1}{\rho_h} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \tag{3.37}$$

Le facteur de frottement de l'écoulement homogène f_{TP}, est calculé comme suit :

$$f_{TP} = \frac{16}{\mathrm{Re}_{TP}} \qquad \text{pour } \mathrm{Re}_{TP} < 2000 \tag{3.38}$$

ou par l'équation de Blasius :

$$f_{TP} = 0,079\,\mathrm{Re}_{TP}^{-0,25} \quad \text{pour } \mathrm{Re}_{TP} > 2000 \tag{3.39}$$

Le nombre de Reynolds de l'écoulement homogène est déterminé comme suit :

$$\mathrm{Re}_{TP} = \frac{G\,D_h}{\mu_{TP}} \tag{3.40}$$

où, μ_{TP} est la viscosité de l'écoulement homogène ; plusieurs expressions ont été proposées pour la calculer :

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{\mu_{TP}} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} && \text{(McAdams } et\ al.,\ 1942) \\
&\mu_{TP} = x\,\mu_v + (1-x)\,\mu_l && \text{(Cicchitti } et\ al.,\ 1960) \\
&\mu_{TP} = (1-x)\frac{\rho_h}{\rho_l}\,\mu_l + x\,\frac{\rho_h}{\rho_v}\,\mu_v && \text{(Duckler } et\ al.,\ 1964)
\end{aligned} \tag{3.41}$$

3.8.3.2 Modèle à phases séparées

Le modèle à phases séparées est continuellement développé depuis 1949, date à laquelle Lockhart et Martinelli (1949) ont publié leur article de référence relatif aux écoulements diphasiques. Dans cette approche, la perte de pression par frottement de l'écoulement diphasique est liée à l'écoulement monophasique par l'intermédiire de multiplicateurs diphasiques Φ_l^2, Φ_{lo}^2, Φ_v^2 et Φ_{vo}^2 pour respectivement la phase liquide et vapeur. Ainsi, le gradient de pression par frottement s'exprime comme suit :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_l^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,l} = \Phi_{lo}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,lo} \tag{3.42}$$

ou

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_v^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,v} = \Phi_{vo}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,vo} \tag{3.43}$$

Les gradients de pression par frottement de la phase *k* ou de l'écoulement pris entièrement à la phase *k*, respectivement $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,k}$ et $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,ko}$ sont évalués par :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,k} = \frac{2\, f_k\, G_k^2}{\rho_k\, D_h} \tag{3.44}$$

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,ko} = \frac{2\, f_{ko}\, G^2}{\rho_k\, D_h} \tag{3.45}$$

Les facteurs de frottement f_k et f_{ko}, calculés par les *Eq.* (3.38) et (3.39) en considérant les propriétés de la phase concernée, dépendent des nombres de Reynolds suivants :

$$\mathrm{Re}_l = \frac{G_l\, D_h}{\mu_l} = \frac{G(1-x)\, D_h}{\mu_l} \quad ; \mathrm{Re}_{lo} = \frac{G\, D_h}{\mu_l} \quad ; \mathrm{Re}_v = \frac{G_v\, D_h}{\mu_v} = \frac{G\, x\, D_h}{\mu_v} \tag{3.46}$$

Corrélation de Lockhart et Martinelli (1949)

Les auteurs ont défini un paramètre, noté χ, représentant le rapport des deux facteurs multiplicateurs :

$$\left.\begin{aligned} \Phi_v^2 &= \frac{\left(\frac{dp_f}{dz}\right)}{\left(\frac{dp_f}{dz}\right)_v} \\ \Phi_l^2 &= \frac{\left(\frac{dp_f}{dz}\right)}{\left(\frac{dp_f}{dz}\right)_l} \end{aligned}\right\} \Rightarrow \chi^2 = \frac{\left(\frac{dp_f}{dz}\right)_l}{\left(\frac{dp_f}{dz}\right)_v} \text{ C'est le paramètre de lockhart-Martinelli} \tag{3.47}$$

Les facteurs multiplicateurs sont bien corrélés par les relations suivantes :

$$\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \tag{3.48}$$

$$\Phi_v^2 = 1 + C\chi + \chi^2 \tag{3.49}$$

Où C est un paramètre adimensionnel dont les valeurs dépendent de la nature de la phase de l'écoulement (laminaire ou turbulent) ; ses valeurs sont données dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 *Valeurs de C pour calculer les multiplicateurs diphasiques*

Liquide	Gaz	Indice	C
Turbulent	Turbulent	tt	20
Laminaire	Turbulent	lt	12
Turbulent	Laminaire	tl	10
Laminaire	Laminaire	ll	5

Plusieurs auteurs ont proposé des corrélations empiriques pour l'évaluation du multiplicateur diphasique de la phase liquide.

Tribbe et Müller-Steinhagen (2000) ont testé plusieurs corrélations, issues de la littérature, donnant le gradient de pression par frottement, en les confrontant à une banque de données

expérimentales incluant les fluides suivants : air-huile, air-eau, vapeur d'eau et plusieurs réfrigérants. Ils ont constaté que la corrélation de Müller-Steinhagen et Heck (1986) donne les meilleurs résultats. Plus récemment, sept des corrélations prédictives du gradient de pression par frottement les plus utilisées dans la littérature ont été évaluées par Ould Didi et al. (2002). Ces derniers, ont confronté les valeurs calculées par ces sept corrélations à 788 points expérimentaux obtenus lors de la vaporisation de cinq réfrigérants (R134a, R123, R402A, R404A et R502) dans deux tubes de 10,92 et 12 mm de diamètre interne. La vitesse massique variait entre 100 à 500 kg/m²s et le titre en vapeur de 0,04 à 1,0. De cette confrontation, il en ressort que les modèles de Müller-Steinhagen et Heck (1986) et de Grönnerud (1979) donne les meilleurs prédictions, la corrélation de Friedel (1979) arrive en troisième position. Ces modèles, en plus de celui de Chisholm (1973), sont présentés en Annexe B .

3.9 Conclusion du chapitre

Il a été présenté dans ce chapitre les différents mécanismes d'échange de chaleur, rencontrés lors de l'ébullition en convection forcée dans les tubes, les cartes d'écoulements, et les diverses études utilisées classiquement pour la détermination du coefficient d'échange de chaleur local. Il a été également présenté les modèles globaux des pertes de pression les plus utilisés dans les écoulements diphasiques, modèle homogène et modèle à phases séparées.

En ce qui concerne les cartes d'écoulement, celle de Kattan-Thome-Favrat (1998a) semble être la plus prometteuse pour prédire les configurations d'écoulements dans un tube horizontal. Le modèle du coefficient d'échange qui en découle, celui de Kattan et al. (1998c) et mis à jour par Wojtan et al. (2005), semble être le plus précis pour les tubes horizontaux. En plus d'être le seul à pouvoir prédire l'assèchement, il peut être adapté aux mélanges de fluides.

Concernant les écoulements de fluides purs en tubes verticaux, le modèle de Steiner et Taborek (1992) devrait être le plus précis.

S'agissant des chutes de pression par frottement, les trois modèles prédictifs les plus précis sont : le modèle de Müller-Steinhagen et Heck (1986), celui de Grönnerud (1979) et celui de Friedel (1979).

Chapitre 4

Étude sur l'ébullition dans les mini-canaux

4.1 Introduction

Nous présentons ici un état de l'art succinct sur le transfert de chaleur et les pertes de pression des écoulement monophasique et diphasique en milieu confiné. Les échangeurs à mini-canaux et micro-canaux sont déjà largement utilisés dans l'industrie, par exemple dans le domaine automobile pour les premiers et dans les systèmes de refroidissement de composants électroniques pour les deuxièmes.

Le domaine des mini-canaux renferme deux types de tubes : les tubes mono-canal (appelé aussi mini-tube) et les tubes à multi-canaux. Les premiers ont un seul un canal tandis que les deuxièmes sont plats et à canaux multiples parallèles obtenus généralement par extrusion.

4.2 Étude du transfert de chaleur et des pertes de pression des écoulements en simple phase

4.2.1 Transition du régime laminaire vers le régime turbulent

Parmi les premières études consacrées aux écoulements en mini- ou micro-canaux, certaines d'entre elles indiquaient que la transition de l'écoulement laminaire vers l'écoulement turbulent apparaît plus tôt (pour de plus faibles nombres de Reynolds) comparé aux écoulements en macro-canaux. Cependant, la publication de récentes études telles que celles de Agostini (2002), Owhaib et Palm (2004), Bucci et al. (2003), Grohmann (2005) et Kandlikar (2004) ont montré clairement que la transition laminaire vers turbulent reste inchangée. Ces récentes études, pour expliquer la transition précoce constatée par certaines études antérieures, mettent en avant les raisons suivantes :

- Plusieurs anciennes études en simple phase ont été réalisées avec des micro-canaux en silicone et sous une pression élevée. Plus tard, il a été constaté que les canaux ont été déformés durant les essais en raison de la forte pression ;
- La non prise en compte de la rugosité de paroi ou sa mesure incorrecte ;
- L'impact important des incertitudes de mesure dans les mini/microcanaux, spécialement la mesure du diamètre hydraulique. Par exemple, Agostini (2002) a montré qu'une incertitude de mesure de 2 % sur la largeur et sur la hauteur d'un canal rectangulaire engendre au minimum 14 % d'erreur sur le facteur de frottement. Aussi, le diamètre peut changer le long des canaux et de ce fait, il n'est pas suffisant de mesurer le diamètre hydraulique à l'entrée et à la sortie ;

- La non prise en compte des effets d'entrée et de sortie et/ou de l'écoulement en cours de développement dans les mini- ou micro-canaux ;

Hrnjak et Tu (2007) ont étudié expérimentalement l'écoulement du R-134a dans des micro-canaux avec les caractéristiques suivantes : 69,5 μm $\leq D_h \leq$ 304,7 μm et 0,14 % $\leq \varepsilon \leq$ 0,35 %. ε étant la rugosité relative, laquelle est définie par $\varepsilon = R_a / D_h$. R_a est la moyenne arithmétique de la rugosité de la surface. Les auteurs ont noté que les tubes ayant une ε < 0,3 %, les relations établies pour les macro-canaux sont valables pour les micro-canaux et que le nombre de Reynolds critique varie entre 2150 et 2290. Cependant, pour ε = 0,35 % (cas du tube de test n°3, figure 4.1), le nombre de Reynolds critique est de 1570. Il est intéressant de noter que bien que la rugosité relative du tube de test n°5 (ε= 0,3 % et D_h = 69,5 μm, figure 4.1) soit proche de celle du tube n°3 (ε= 0,35 % D_h = 141,1 μm), le nombre de Reynolds critique est différent ; il est respectivement de 2200 et de 1570. Une explication possible à cette différence de Re_{cr} est suggérée par la figure 4.1 qui montre, dans le cas du tube n°3, la présence d'aspérités présentant des pics de hauteur élevée et supérieure à celle du tube n°5. La présence de ces pics peut provoquer une transition précoce vers le régime turbulent. Or, la rugosité relative ε ne tient pas compte suffisamment de l'impact des pics élevés. Faudrait-il alors définir un autre critère de rugosité pour mieux rendre compte de la présence de ces pics.

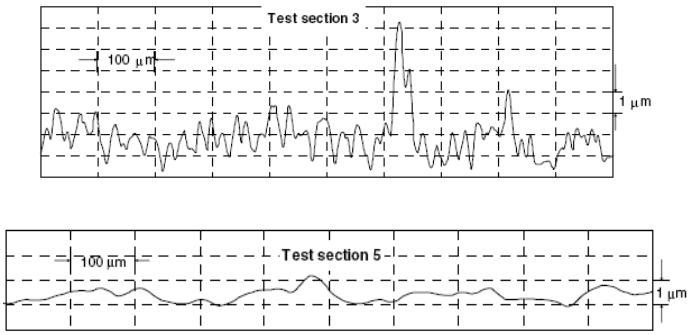


Figure 4.1 *État de surface de paroi des canaux testés par Hrnjak et Tu (2007)*

Les tubes à mini-canaux extrudés en aluminium des échangeurs automobiles, ont une rugosité relative ε ne dépassant pas 4,3 x 10^{-4} (valeur mesurée par microscope à balayage électronique). Cette valeur est largement inférieure à 3,5 x 10^{-4}, valeur pour laquelle Hrnjak et Tu (2007) ont noté une transition vers le régime turbulent relativement précoce (Re_{cr} = 1570).

4.2.2 Pertes de pression

Les résultats des études sur les pertes de pression des écoulements monophasiques en mini-canaux, telles que celles de (Agostini et al., 2002), (Kandlikar et al., 2003), (Owhaib et Palm, 2004), (Steinke et Kandlikar, 2006) et (Hrnjak et Tu, 2007), n'ont pas mis en évidence de comportement foncièrement différent de ceux obtenus pour des écoulements dans les tubes conventionnels. En Annexe B il est présenté un résumé des corrélations établies pour les écoulements dans les tubes conventionnels en régime laminaire avec quelques commentaires sur leur application en mini-canaux. Ces corrélations nous serviront pour le développement d'un modèle de simulation des évaporateurs à mini-canaux utilisant le CO_2 ; il sera présenté à la quatrième partie de ce mémoire.

4.2.3 Transfert de chaleur en simple phase

Globalement, la théorie classique sur les écoulements en régime laminaire est applicable pour les écoulements en mini-canaux. Cependant, des écarts entre la théorie et certains résultats expérimentaux peuvent apparaître, en raison de l'impact de la conduction longitudinale sur le nombre de Nusselt mesuré, en influençant le profil de température de paroi. Nous présentons en Annexe C quelques corrélations du nombre de Nusselt en laminaire avec prise en compte des effets d'entrée. Ces derniers améliorent significativement le nombre de Nusselt moyen, surtout pour des tubes de faibles longueurs.

Par ailleurs, les coefficients d'échange de chaleur expérimentaux en régime turbulent sont conformes aux résultats usuels dans les tubes macro-canaux, en particulier la corrélation de Gnielinski (A.42) donne de bonnes prédictions.

4.3 Effets du confinement et classification des canaux

Pour étudier les transferts avec changement de phase liquide-vapeur aux petites échelles et prendre en compte les particularités qui en découlent, il faut préciser quelles sont les échelles. Seulement, à ce jour il n'y a pas de convention classifiant les canaux en canaux conventionnels, mini-canaux et micro-canaux.

Parmi les particularités rencontrées en changement de phase dans les petites échelles, les effets de confinements. Le confinement a lieu lorsque le diamètre de bulle de vapeur en croissance atteint le diamètre du canal. Ainsi, tout accroissement supplémentaire confine la bulle dans le canal et une seule bulle peut exister à un temps donné. Ceci contraste avec le cas de l'ébullition en macro-canaux où plusieurs petites bulles existent et dont le diamètre est inférieur à celui du canal. Ainsi, comme l'ont suggéré Kew et Cornwell (1997), la présence ou non du phénomène de confinement peut être une indication sur l'échelle du canal. En première approximation, il est possible d'étudier le confinement d'une bulle en ébullition nucléée en vase (les forces de cisaillement étant nulles). Pour cela, utilisons l'expression du diamètre de bulle au détachement, noté $D_{bul,F}$, donnée par Fritz (1935) :

$$D_{bul,F} = 0,0208\,\theta \left[\frac{\sigma}{g\left(\rho_l - \rho_v\right)} \right] \tag{4.1}$$

où θ est l'angle de contact exprimé en degrés. Dans le cas de la vaporisation en haute pression, comme dans le cas du CO_2, les diamètres des bulles sont très petits et cette expression a été modifiée comme suit (Thome, 2004) :

$$D_{bul} = 0,012 \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right)^{0,9} D_{bul,F} \tag{4.2}$$

L'angle de contact n'est généralement pas connu et varie selon le couple fluide/solide et la température du fluide. L'angle de contact du R-134a à 20 °C est approximativement de 22,5°. Le diamètre de bulle au détachement du R-134a à cette température est de 0,67 mm. Ne connaissant pas les valeurs de l'angle de contact pour le CO_2, la valeur de 22,5° est prise comme étant le maximum, étant donné que la tension superficielle de ce fluide est largement inférieure à celle du R-134a (voir § 5.2.1).

Nous avons calculé le diamètre de détachement de bulle du CO_2 pour différentes températures de saturation et pour trois angles de contact : 5, 15 et 22,5°. Les résultats sont illustrés sur la figure 4.2 : à droite, le diamètre de bulle au détachement est calculé par l'*Eq*. (4.1) et à gauche par l'*Eq*. (4.2). D'après la figure 4.2, la vaporisation du CO_2 dans un tube à mini-canaux de 0,8 mm de diamètre (cas d'un tube d'évaporateur CO_2) ne devrait pas avoir lieu en milieu confiné puisque les diamètres de détachement de bulle sont inférieurs à cette valeur.

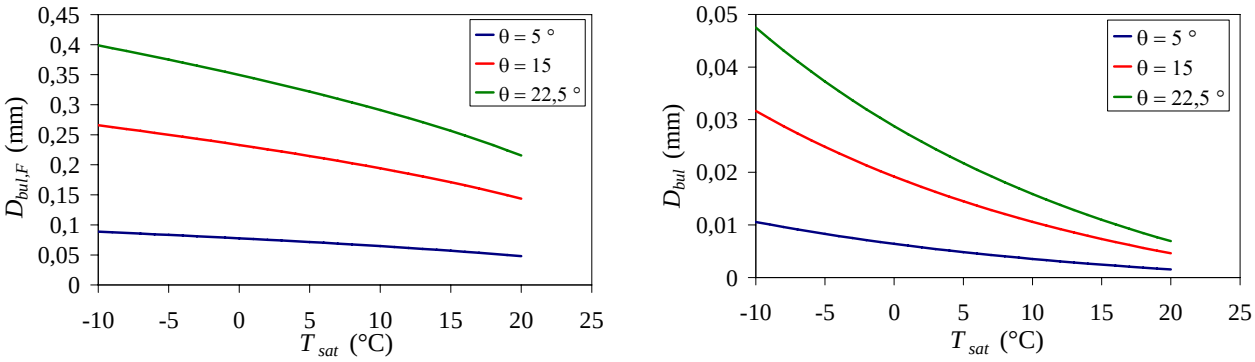


Figure 4.2 *Diamètre du détachement de bulle du CO_2 en ébullition en vase en fonction de T_{sat} et de l'angle de contact θ. A gauche, D_{bul} est calculé par l'Eq. (4.1) et à droite par l'Eq. (4.2)*

En ébullition forcée, le diamètre de bulle au détachement n'est pas seulement contrôlé par la tension superficielle et la poussée d'Archimède mais aussi par les forces de cisaillement. Aucune méthode générale n'est disponible pour décrire ce processus dans les mini-canaux, d'autant plus que plusieurs tentatives ont été faites pour le modéliser dans les macro-canaux sans réels succès. En réponse à cela, Kew et Cornwell (1997) ont proposé un nombre adimensionnel : le nombre de confinement, noté *Co*, qui représente le rapport entre le diamètre de formation d'une bulle, *Eq*.(4.1), sur le diamètre hydraulique du canal; il a pour expression :

$$Co = \frac{D_{bul}}{D_h} = \frac{\left[\dfrac{\sigma}{g\left(\rho_l - \rho_v\right)}\right]^{0,5}}{D_h} \tag{4.3}$$

Le nombre de confinement est utilisé par Kew et Cornwell (1997) pour déterminer la transition de l'écoulement à bulles isolées (cas du macro-canal) vers celui à bulles confinées (cas du micro-canal) : cette transition s'effectuant pour $Co > 0,5$. Au-delà de cette valeur, le transfert de chaleur et les configurations d'écoulement sont significativement différents de ceux observés pour un macro-canal.

À partir de l'*Eq*. (4.3) et de la valeur de transition $Co = 0,5$, un diamètre hydraulique de seuil, noté D_{th}, est défini et a pour expression :

$$D_{th} = \left[\frac{4\sigma}{g\left(\rho_l - \rho_v\right)}\right]^{0,5} \tag{4.4}$$

Les effets de confinement apparaissent lorsque $D_h < D_{th}$.

Par ailleurs, en se basant sur des considérations de raréfaction moléculaire, sur les domaines d'applications et sur certains résultats en écoulement diphasique dans des canaux de faible diamètre, Kandlikar et Grande (2003) ont proposé la classification suivante :

- Canaux conventionnels : $D_h > 3$ mm
- Mini-canaux : $3 \text{ mm} \geq D_h \geq 200$ μm
- Micro-canaux : 200 μm $\geq D_h \geq 10$ μm.

Afin de comparer la classification proposée par Kandlikar et Grande (2003) et le critère de Kew et Cornwell (1997), le diamètre hydraulique de seuil pour le R-134a et le CO_2 a été calculé pour différentes températures de saturation (voir figure 4.3).

Les courbes en trait plein bleue et rouge, correspondant respectivement au R-134a et au CO_2, représentent le diamètre hydraulique en dessous duquel il y a confinement. Les traits discontinus représentent les frontières proposées par Kandlikar et Grande qui classifient les canaux en fonction de leur diamètre. La courbe en points tillés indique le diamètre hydraulique des tubes à mini-canaux des évaporateurs des systèmes de climatisation automobiles fonctionnant au CO_2 (D_h = 0,8 mm).

La figure 4.3 permet de tirer les constatations suivantes :

- Contrairement aux valeurs fixes de Kandlikar et Grande, le critère qui permet de distinguer la macro-échelle de la micro-échelle proposé par Kew et Cornwell est variable ;
- Les effets de confinements varient d'un fluide à un autre et en fonction de la température de saturation. À mesure que celle-ci augmente, les effets de confinement apparaissent pour des diamètres de plus en plus faibles en raison de la diminution de la tension superficielle ;
- Les effets de confinement sont bien plus présents dans le cas du R-134a comparativement au cas du dioxyde de carbone.

Ainsi, il n'est pas correct de classifier les canaux selon leur diamètre hydraulique comme seul critère, comme le font Kandlikar et Grande.

Étant donné que le nombre de confinement n'a pas été validé expérimentalement pour différents fluides, il ne doit être utilisé qu'à titre indicatif et pour mener une comparaison entre deux fluides à/ou différentes températures de saturation. Sa valeur dans l'absolu est largement discutable *a fortiori* pour les vaporisations à hautes pressions comme dans le cas du CO_2. En effet, l'expression du diamètre au détachement de bulle utilisée pour le calcul de *Co* est celle de Fritz (1935), établie pour de faibles pressions de saturation. Ainsi, bien que le diamètre de seuil du CO_2 soit au-dessus de 0,8 mm, comme le montre la figure 4.3, nous ne devons pas tirer comme conclusion l'existence d'effets de confinement lors de la vaporisation de ce fluide.

L'existence d'effets de confinement en mini-canaux sur l'ébullition des réfrigérants conventionnels, dont le R-134a, est une caractéristique fondamentale démontrée par plusieurs études (voir § 4.5.1). Concernant le CO_2, il existe deux études dans la littérature qui ont effectué des observations de configurations d'écoulement de ce fluide en mini-canaux : étude de Pettersen (2004) et celle de Yun et al. (2004c). Pettersen a répertorié les configurations suivantes :

- aux faibles titres de vapeur : écoulement intermittent regroupant les écoulement à poches et à bouchons ;
- aux titres faibles à modérés : écoulement annulaire ;
- aux titres modérés à élevés : écoulement à brume.

Ainsi, aucun effet de confinement (bulles allongées) n'a été signalé par l'auteur. Yun et al. (2004c) ont fait état de constatations assez similaires à celles établies par Pettersen. Cependant, ils ont noté un léger confinement de bulles (nettement moins important que celui du R-134a) durant l'écoulement intermittent.

À ce stade des connaissances que nous avons sur ce sujet, nous pouvons simplement dire que les effets de confinement lors de la vaporisation du CO_2 dans un mini-canal d'un diamètre proche de 0,8 mm (cas des évaporateurs automobiles) sont moins présents comparé au cas des réfrigérants classiques.

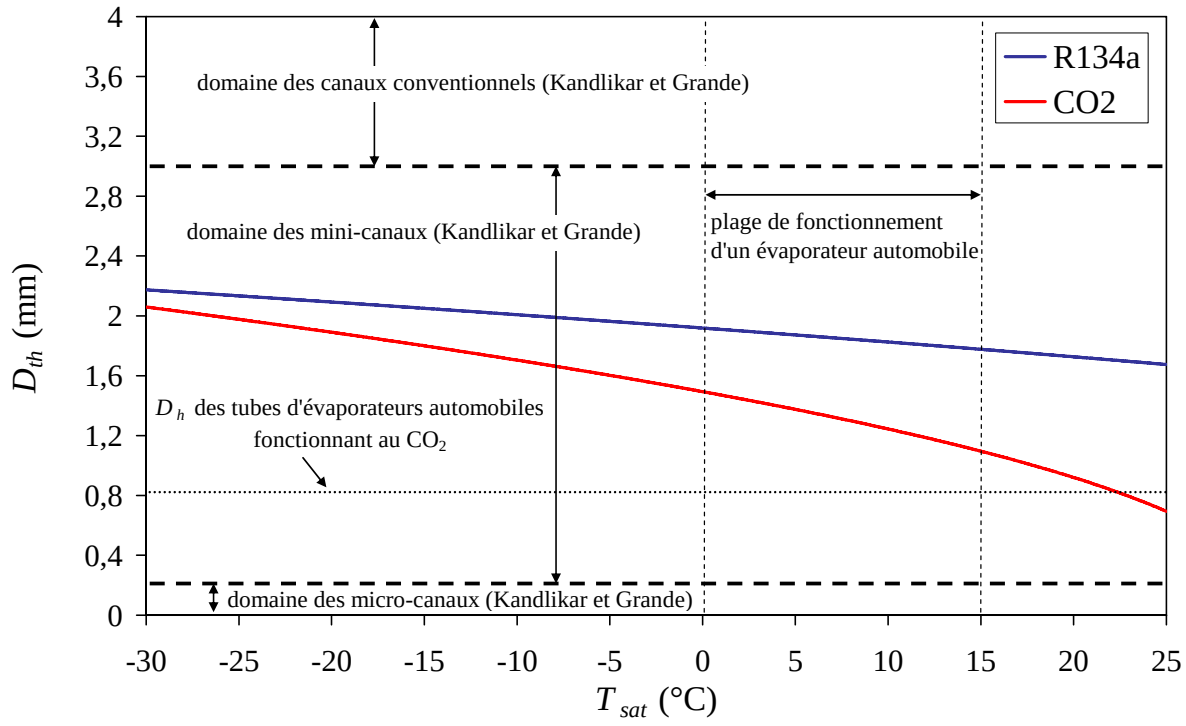


Figure 4.3 *Comparaison entre la classification des canaux proposée par Kandlikar et Grande (2003) et le critère de diamètre de seuil établi par Kew et Cornwell (1997)*

En conclusion, il n'est pas encore possible de classifier les canaux en macro-canaux, mini- ou micro-canaux. Pour nous faciliter la tâche, la valeur de 3 mm de diamètre hydraulique est utilisée dans ce mémoire pour distinguer les macro-canaux (tubes conventionnels) des mini-canaux.

4.4 Impact de l'orientation du tube à mini-canaux sur l'écoulement diphasique

Nous avons vu que, dans les canaux conventionnels, l'impact de la gravité était symétrique dans le cas d'un tube vertical et asymétrique dans un tube horizontal ; influençant ainsi les configurations d'écoulement dans ce dernier cas. Il en est autrement dans les mini- et

a fortiori micro-canaux où la force de tension superficielle est prédominante par rapport à la force de pesanteur.

Le nombre de Bond, noté *Bd*, est utilisé pour rendre compte du rapport de force entre la tension superficielle et la force de pesanteur ; il a pour expression :

$$Bd = \frac{(\rho_l - \rho_v)\, g\, D_h^2}{\sigma} \tag{4.5}$$

Lorsque le nombre de Bond est inférieur à l'unité, la tension superficielle devient prédominante (Kandlikar, 2004 et Lallemand, 2006).

Nous avons tracé sur la figure 4.4 l'évolution du nombre de Bond en fonction de la température de saturation pour un mini-canal de 0,8 mm de diamètre et ce pour différents fluides : CO_2, R-134a, R-12 et R-22.

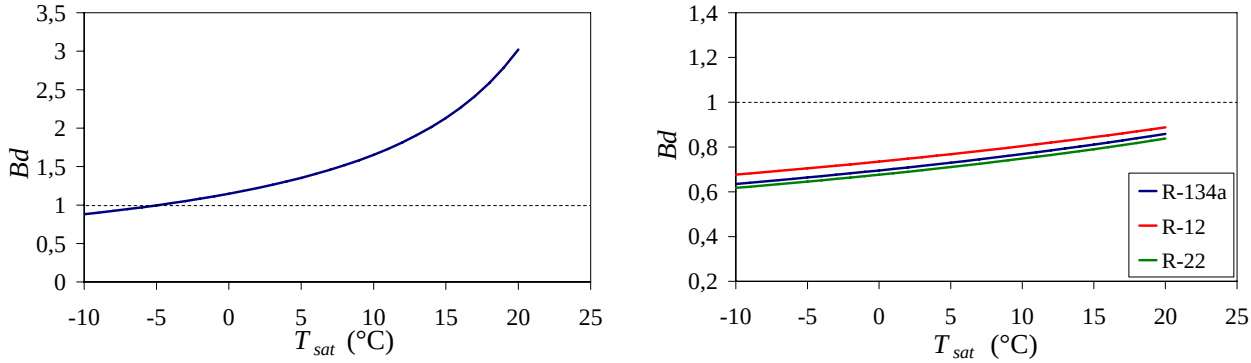


Figure 4.4 *Nombre de Bond en fonction de la température de saturation calculé pour le CO_2 (à gauche) et pour le R-134a, R-12 et R-22 (à droite)*

La figure 4.4 montre que le nombre de Bond augmente avec la température de saturation en raison de la diminution de la tension superficielle et du rapport de masse volumique liquide/vapeur. L'élévation du nombre de Bond est plus marquée dans le cas du CO_2 car la tension superficielle diminue fortement à l'approche du point critique (voir figure 5.6).

Le nombre de Bond des réfrigérants R-134a, R-12 et R-22 est inférieur à l'unité sur toute la plage de température de saturation choisie. Par contre, dans le cas du CO_2, le nombre de Bond est inférieur à l'unité seulement pour les T_{sat} inférieures à -5 °C. De ce fait, pour les T_{sat} pratiques utilisées en climatisation automobile (0 à 15 °C), l'orientation des mini-canaux des évaporateurs utilisant le CO_2 devrait avoir un impact sur l'écoulement diphasique.

Les paragraphes 4.3 et 4.4 ont permis de révéler quelques différences des caractéristiques de la vaporisation des réfrigérants conventionnels, tel que le R-134a, et de celle du CO_2. Pour cela, nous n'avons pas jugé utile de dresser un état de l'art complet sur le comportement de l'ébullition forcée des réfrigérants de faibles pressions réduites (c'est-à-dire hors CO_2) en milieu confiné, puisque c'est plutôt la vaporisation du CO_2 qui fait l'objet de cette présente étude. Ainsi, une synthèse succincte de la vaporisation des fluides à faibles pressions réduites est présentée dans ce qui suit.

4.5 Synthèse succincte sur les caractéristiques des écoulements diphasiques en milieu confiné

Dans ce paragraphe, les configurations d'écoulements, les caractéristiques du transfert de chaleur et de la perte de pression de la vaporisation dans les tubes de faibles diamètres sont présentées.

4.5.1 Configurations d'écoulement

Les cartes d'écoulements établies pour les macro-canaux ne peuvent s'appliquer au cas des mini-/micro-canaux, puisque les frontières traduisent l'influence de différents effets par rapport à la force de pesanteur, qui jouent un rôle mineur dans un microcanal.

Il existe maintenant un nombre important d'études expérimentales sur les écoulements diphasiques en mini-/micro-canaux. Cependant, plusieurs d'entres elles, ont mené des essais en condition adiabatique. Celles-ci ne peuvent traduire les configurations d'écoulement avec transferts de chaleur, en particulier, il n'existe pas de régime avec un assèchement partiel.

Les configurations les plus souvent rencontrées, notamment par les études ayant réalisées des visualisations en condition diabatique telles que celle de Sheng et Palm (2000), Steinke et Kandlikar (2003), Revellin et al. (2006) et Owhaib (2007), sont les suivantes (par ordre croissant du titre de vapeur) :

- écoulement à bulles (bulles isolées) ;
- écoulement à bulles allongées (bulles confinées) avec assèchement partiel ;
- écoulement semi-annulaire et annulaire ;
- écoulement à brume.

L'écoulement à bulles a une durée de vie extrêmement courte car les bulles croissent très rapidement pour atteindre le diamètre du canal. L'écoulement à bulles allongés est typique des écoulements diphasique en milieu confiné. Un exemple de photographies de telles configurations ont été prises par Revellin (2005). Ces photographies, illustrés par la figure 4.5, correspondent aux configurations d'écoulement du R-134a en écoulement diabatique dans un mini-canal de 0,5 mm.

Par ailleurs, Brutin et Tadrist (2004), ont montré l'existence de deux types d'écoulement avec diverses structures d'écoulement :

- écoulement stationnaire observé aux faibles nombres de Reynolds. La structure de l'écoulement transite d'un écoulement à bulles isolées vers un écoulement à bouchons de liquide et poches de vapeur;
- écoulement instationnaire caractérisé par des fluctuations de pression, avec des pics très intenses (fluctuations de la pression d'entrée = 8 kPa, fréquence = 4 Hz).

Ces fluctuations de pression sont dues aux instabilités dynamiques de pression et de température. Bien que présentes dans les macro-canaux, elles sont accentuées dans les milieux confinés. En effet, le fort taux d'expansion des bulles associé aux effets de confinement conduit à une modification de la pression interne, poussant en amont et en aval le mélange liquide/vapeur. Selon, Brutin et Tadrist (2004) les conditions d'entrée (nombre de Reynolds, titre en vapeur) mais aussi la compressibilité en amont des canaux (présence d'un volume tampon) modifient l'amplitude et la fréquence de ces oscillations de pression.

Pour en savoir plus à ce sujet, il est conseillé de se reporter à l'état de l'art dressé par Tadrist (2007).

Cependant, Lee et Mudawar (2005) ont constaté que ces fluctuations de pression sont grandement atténuées par la présence d'un organe de détente à l'amont de l'évaporateur, cas d'un système de climatisation.

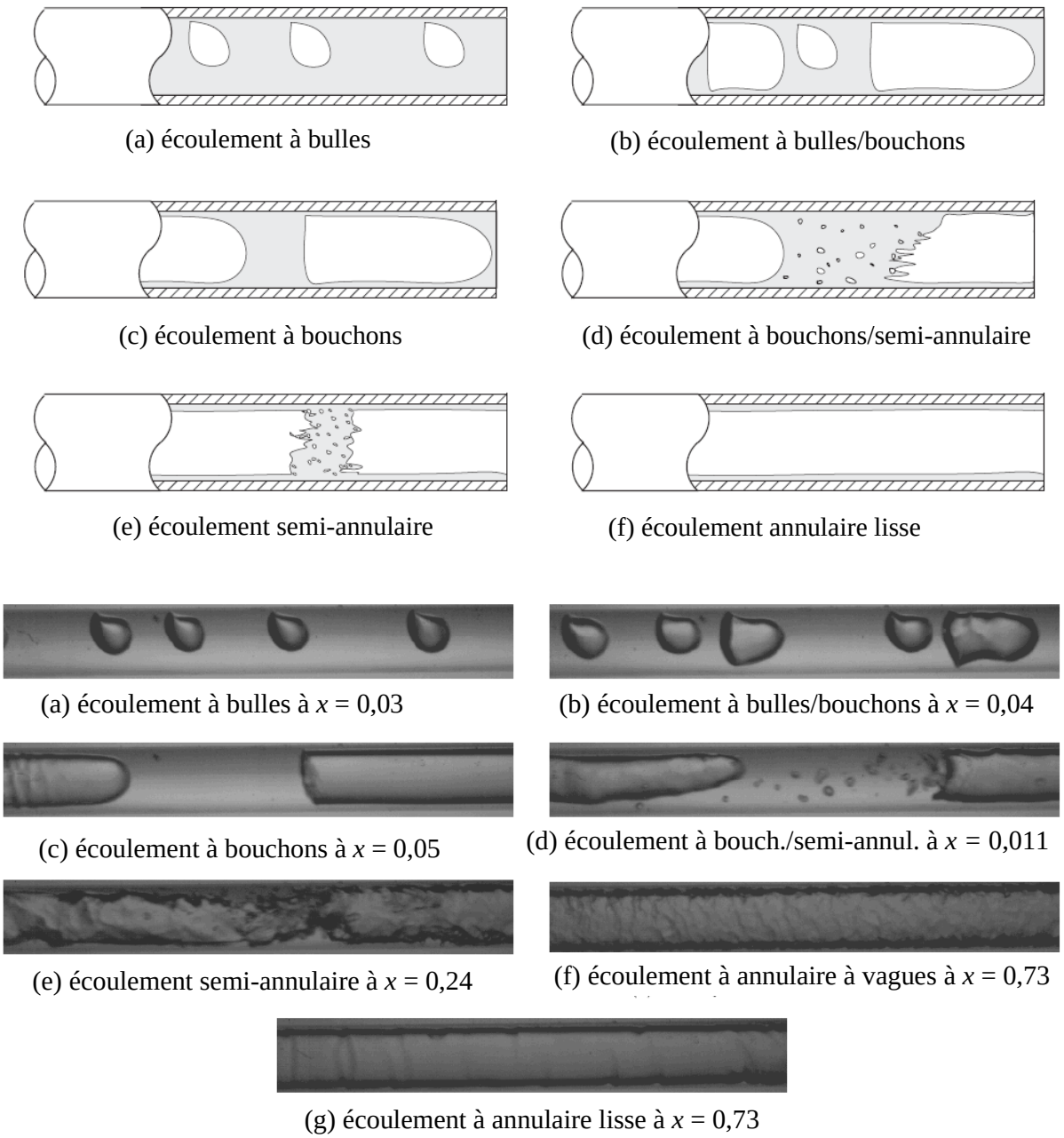


Figure 4.5 *Configurations d'écoulement en condition diabatique du R-134a en écoulement diphasique dans un mini-canal horizontal avec D = 0,5 mm, G = 500 kg/m²s, T_{sat} = 30 °C. D'aprés, Revellin (2005)*

4.5.2 Coefficients de transfert de chaleur expérimentaux en ébullition forcée

Dans la littérature, les coefficients de transfert de chaleur ont été obtenus expérimentalement par l'un de ces trois modes de chauffage du tube de test : (i) le tube est chauffé par effet joule à l'aide d'un courant continu (densité de flux imposé), (ii) la surface du tube est chauffée par contact avec un chauffage électrique (également densité de flux imposé), (iii) la surface du tube est chauffée par condensation d'un réfrigérant (condition de température de paroi imposée) ou (iv) la surface du tube est chauffée par un fluide secondaire généralement de l'eau glycolée chaude (conditions de T_p et de $\dot{q}$ variables, plus proche du fonctionnement d'un évaporateur air/réfrigérant) et la valeur du coefficient de transfert de chaleur est obtenue soit par la méthode de Wilson modifiée ou par mesures directes de température de la surface du tube.

Ribatski et al. (2006) ont constitué, à partir de la littérature, une grande banque de données expérimentales de coefficient de transfert de chaleur de l'ébullition forcée dans les canaux de faible diamètre. Après analyse de leur base de données, Ribatski et al. (2006) sont arrivés aux constatations suivantes : (i) différents auteurs ont obtenu des tendances d'évolution de *h* en fonction de *x*, *G* et $\dot{q}$ significativement différentes, (ii) *h* augmente lorsque D_h diminue, (iii) généralement, l'ébullition nucléée est suggérée pour être le régime thermique dominant dans les canaux de faible diamètre. Jacobi et Thome (2002) ont refuté cette assertion (ébullition nucléée dominante) en expliquant que c'est plutôt l'évaporation transitoire du film liquide entourant les bulles allongées (ou confinées) qui est le mécanisme de transfert thermique dominant.

Agostini et Thome (2005) ont relevé, à partir de la littérature, les différentes tendances de *h* en fonction de *x* ; elles sont illustrées sur la figure 4.6.

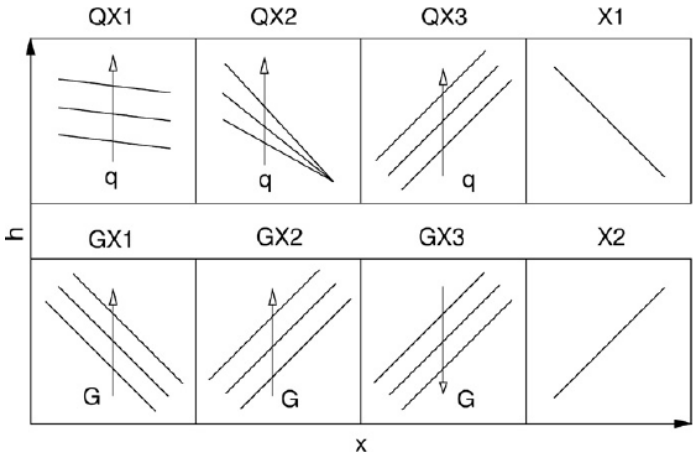


Figure 4.6 *Différentes tendances de h en fonction de x identifiées dans la littérature par Agostini et Thome (2005)*

Sur la figure 4.6, la tendance de l'ébullition, est identifiée par différentes variables (conditions opératoires) dont dépend le transfert de chaleur, et le nombre associé correspond aux différents comportements observés avec ces variables. Ainsi, *QX1* signifie que le coefficient de transfert de chaleur dépend de la densité de flux et du titre de vapeur et présente le comportement n° 1 parmi les trois observés avec ces variables (voir figure 4.6). Des études analysées par Agostini et Thome, les tendances d'ébullition obtenues correspondent le plus souvent aux comportements représentés par *QX1* et *X1*.

Nous donnons ici quelques exemples d'évolution contradictoires du coefficient de transfert en fonction du titre et pour des conditions opératoires similaires, relevées par Ribatski et al. (2006) à partir de la littérature. La figure 4.7 montre une comparaison entre les données expérimentales de Yun et al. (2004a) avec celles de Pamitran et Choi (2003). Selon l'étude de Yun et al. (2004a) h augmente avec x jusqu'à un titre de vapeur de 0,8 alors que pour Pamitran et Choi (2003) h est presque constant jusqu'à un titre de 0,4 puis il décroît de façon monotone avec x. De plus, à x = 0,4, T_{sat} = 10 °C et $\dot{q}$ = 15 kW/m²K, Yun et al. (2004a) ont obtenu des coefficients de transfert de chaleur trois fois supérieurs à ceux de Pamitran et Choi (2003) et plus de 10 fois aux titres élevés. Kim et al. (2004b) et Yun et al. (2004a) ont effectué des tests sur des tubes à mini-canaux de section rectangulaire et ont obtenu une augmentation similaire de h en fonction de x ; alors que Bang et Choo (2004) et Pamitran et Choi (2003), qui ont utilisé un mini-canal de section circulaire, ont tout deux obtenu une évolution constante puis une décroissance de h en fonction de x. Une explication que l'on pourrait donner à cette différence de tendance est que dans un canal rectangulaire, sous l'effet de la tension superficielle, l'écoulement du liquide se concentre aux niveaux des coins du canal ; ce qui engendre l'écoulement d'un film liquide plus mince entre les coins. Ce comportement peut amener une amélioration du transfert thermique dans les canaux rectangulaires. Cependant, ceci n'explique pas les disparités très importantes illustrées sur la figure 4.7.

D'autres données expérimentales de différents réfrigérants obtenues d'études différentes et à des conditions opératoires proches sont comparées sur la figure 4.8. Différentes tendances de transfert thermique peuvent être notées jusqu'à un titre de 0,7 alors que pour $x > 0,7$, h semble décroître de façon monotone avec l'augmentation de x pour l'ensemble des données. Un assèchement partiel et intermittent apparaissant à partir de x = 0,7 peut expliquer la chute du coefficient de transfert de chaleur.

Thome (2004) a recensé quelques considérations expérimentales qui doivent être respectées afin d'assurer l'intégrité des données de l'ébullition en milieu confiné. Le non respect de ces précautions peut expliquer les disparités relevées plus haut. Plusieurs auteurs n'ont pas montré qu'ils pouvaient mesurer de manière satisfaisante les coefficients de transfert de chaleur en écoulement monophasique laminaire et turbulent avant de procéder à leurs tests en diphasique. Deuxièmement, si l'ébullition nucléée est un paramètre si important comme plusieurs études le suggèrent, alors la rugosité de la surface interne des mini-canaux a une influence importante sur les données de transfert thermique et devrait être mesurée et rapportée. Troisièmement, il est important de montrer que les données sont reproductibles à différents moments avec la même section de test. Quatrièmement, si la perte de pression est trop élevée, une évaporation de type flash peut se produire et fausser ainsi la mesure du titre local de vapeur. Cinquièmement, l'influence des conditions d'entrée de la section de test sur les données expérimentales est à étudier ; dans certains cas le fluide est en ébullition sous refroidie avant son admission dans la section de test, ceci peut éventuellement influencer significativement la structure de l'écoulement diphasique. Sixièmement, peu d'études se sont intéressées à l'impact des instabilités sur les données mesurées.

4.5.3 Modèles prédictifs du coefficient de transfert de chaleur

Avant tout, la capacité des modèles de transfert de chaleur diphasique, utilisés en macro-canaux, à prédire le coefficient de chaleur en mini-canaux est discutée. Comme abordé au § 3.3, il y a essentiellement quatre types de modèles : de superposition, d'intensification, asymptotique et modèles basés sur les configurations d'écoulement. Pour les deux premiers types, les coefficients de transfert convectif de la phase liquide ou vapeur sont évalués à partir

de corrélations correspondant aux écoulements turbulents. La plupart des données d'écoulement en ébullition dans les mini-canaux présentent des nombres de Reynolds de la phase liquide inférieurs à 2300, ces modèles ne sont donc pas applicables pour les écoulements diphasiques laminaires. De plus, le facteur de suppression d'ébullition nucléée a été développé pour une couche limite turbulente, il ne peut pas être utilisé pour l'ébullition nucléée des écoulements laminaires.

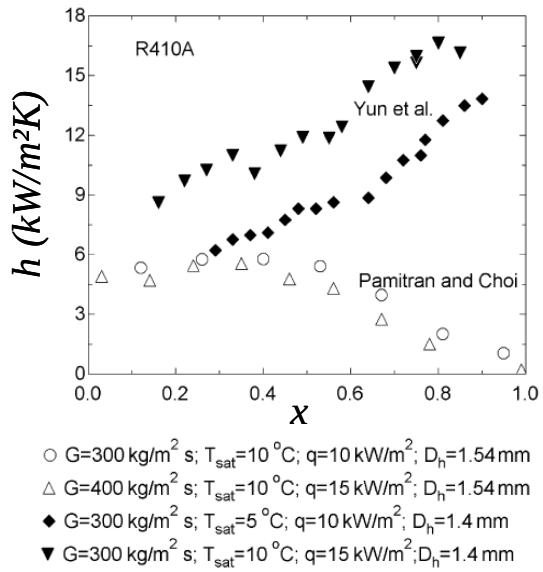


Figure 4.7 *Confrontation des données expérimentales de Pamitran et Choi (2003) (symboles en blanc) avec celles de Yun et al. (2004a) (symboles en noir)*

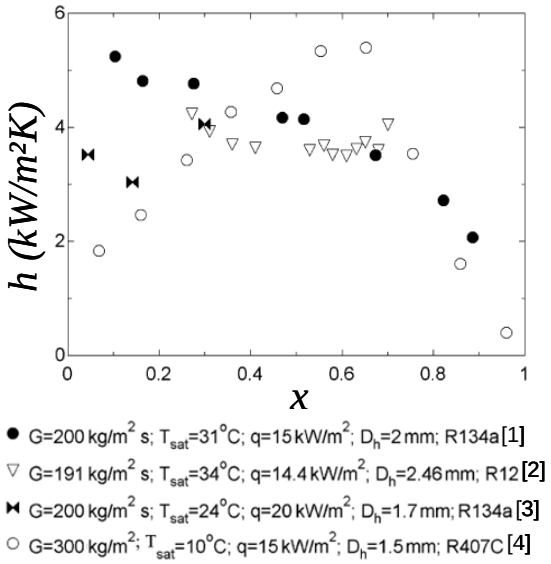


Figure 4.8 *Confrontation des données expérimentales de différents réfrigérants provenant de différents auteurs [1] Yan et Lin. (1998), [2] Tran et al. (1996), [3] Owhaib et Palm (2004) et [4] Pamitran et Choi (2003)*

Concernant les modèles asymptotiques, celui de Steiner et Taborek (1992) (§ A.3.2) par exemple, la corrélation de Gnielinski adaptée pour les écoulements monophasiques du régime de transition à turbulent est utilisée pour prédire le coefficient *h* pour la phase liquide. Par conséquent, ces modèles ne sont pas applicables pour les écoulements diphasiques en mini-canaux dû à la nature laminaire de l'écoulement. De plus, le modèle de Steiner et Taborek (1992) comporte un terme correctif du diamètre, $F(D)$, pas du tout adapté aux faibles diamètres ; pour ce cas là, il surestime largement les coefficients d'échange de chaleur. S'agissant du modèle basé sur les configurations d'écoulements proposé par Kattan et al. (1998a) (§3.6.1), son utilisation pour les écoulements diphasiques en mini-canaux est exclue du fait que leur carte d'écoulement n'est pas valable pour les canaux de faibles diamètres. Par conséquent, plusieurs auteurs ont tenté de développer des modèles prédictifs *ad hoc.*

4.5.3.1 Modèle de Zhang et al. (2004)

Zhang et al. (2004), à partir d'une banque de données de plus de 1200 points expérimentaux issus de la littérature et dont les conditions opératoires sont présentées dans le tableau 4.1, ont développé un modèle prédictif du coefficient d'échange. Il a été construit sur la base du modèle de Chen (1966) (§ A.1.1), développé pour les macro-canaux. Ils ont retenu la corrélation de Forster et Zuber (1955) pour calculer le coefficient de transfert de chaleur d'ébullition nucléée. Le facteur de suppression d'ébullition proposé a été aussi utilisé mais après modifications. Cependant, dans cette nouvelle version, le facteur d'amélioration de

l'évaporation convective ainsi que le coefficient de transfert de chaleur monophasique sont déterminés en tenant compte de la nature de l'écoulement (laminaire ou turbulent).

L'équation de base du coefficient de transfert thermique est donnée par :

$$h_{tp} = S\, h_{nb} + F\, h_{sp} \tag{4.6}$$

avec h_{tp}, h_{nb} et h_{sp} respectivement les coefficients de transfert thermique de l'écoulement diphasique, de l'ébullition nucléée et de l'écoulement en simple phase.

Le facteur de suppression de l'ébullition nucléée S a pour expression :

$$S = 1/\left(1 + 2,53\times10^{-6}\,\mathrm{Re}_l^{1,17}\right) \tag{4.7}$$

Le coefficient de transfert de chaleur de l'ébullition nucléée a pour expression celle de Forster et Zuber (1955) et utilisée par Chen (1966) :

$$h_{nb} = 0,00122\left(\frac{\lambda_l^{0,79}\, c_{p,l}^{0,45}\, \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5}\, \mu_l^{0,29}\, Lv^{0,24}\, \rho_g^{0,24}}\right)\Delta T_{sat}{}^{0,24}\, \Delta p_{sat}{}^{0,75} \tag{4.8}$$

Le facteur d'amélioration de l'ébullition nucléée F, dépend du régime d'écoulement, est déterminé comme suit :

$$F = \max\left(F',1\right), \quad F' = 0,64\,\Phi_l, \quad \Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \tag{4.9}$$

avec Φ_l le multiplicateur diphasique, il dépend du paramètre de Lockhart-Martinelli χ et du paramètre C déterminé comme suit :

$$\begin{aligned}
&pour\ \mathrm{Re}_l < 1000 \text{ et } \mathrm{Re}_v < 1000, \quad \chi = \chi_{ll}, C = 5;\\
&pour\ \mathrm{Re}_l > 2000 \text{ et } \mathrm{Re}_v < 1000, \quad \chi = \chi_{tl}, C = 10;\\
&pour\ \mathrm{Re}_l < 1000 \text{ et } \mathrm{Re}_v > 2000, \quad \chi = \chi_{lt}, C = 12;\\
&pour\ \mathrm{Re}_l > 2000 \text{ et } \mathrm{Re}_v > 2000, \quad \chi = \chi_{tt}, C = 20;
\end{aligned} \tag{4.10}$$

Le paramètre de Martinelli est donné par :

$$\chi = \left[\left(\frac{dp}{dz}\right)_l \Big/ \left(\frac{dp}{dz}\right)_v\right]^{1/2} = \left(\frac{f_l}{f_v}\right)^{0,5}\left(\frac{1-x_{eq}}{x_{eq}}\right)\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \tag{4.11}$$

L'expression du facteur de frottement f est calculée de la manière suivante et valable quelle que soit la phase :

$$f_k = \begin{cases} 16/\mathrm{Re}_k, \quad \text{pour un canal circulaire et } \mathrm{Re}_k < 1000; \\ \dfrac{24}{\mathrm{Re}_k}\left(1-3,55\gamma+1,947\gamma^2-1,701\gamma^3+0,956\gamma^4-0,254\gamma^5\right), \\ \text{pour } \mathrm{Re}_k < 1000 \text{ dans les canaux rectangulaires}; \\ 0,046\,\mathrm{Re}_k^{-0,2}, \text{ pour } \mathrm{Re}_k > 2000 \end{cases} \tag{4.12}$$

pour $1000 \le \mathrm{Re}_k \le 2000$, f_k est interpolé entre ces deux valeurs.

où *k* désigne la phase considérée, liquide ou vapeur. γ est le rapport d'aspect.

Le coefficient de transfert de chaleur en simple phase est déterminé de la manière suivante :

$$h_{sp} = \begin{cases} \dfrac{\lambda_l}{D_h}\max\left(Nu'_{sp,lam}, Nu_{Collier}\right), \text{ si } \mathrm{Re}_k \le 2000 \text{ pour un écoulement vertical}; \\ \dfrac{\lambda_l}{D_h}\max\left(Nu'_{sp,lam}, Nu_{sp,t}\right), \quad \text{si } \mathrm{Re}_k < 2300 \text{ pour un écoulement horizontal}; \\ \dfrac{\lambda_l}{D_h}Nu_{sp,t}, \qquad\qquad\qquad \text{si } \mathrm{Re}_k \ge 2300 \text{ pour un écoulement horizontal}; \end{cases} \tag{4.13}$$

Pour un écoulement vertical et $2000 < Re_l < 2300$, h_{sp} est obtenu par interpolation.

L'intérêt de cette corrélation est d'être construite avec une importante banque de données expérimentales. La confrontation entre cette dernière avec les prédictions de la corrélation donne une déviation moyenne de 18,3 %. Bien que la base de données n'intègre pas de points expérimentaux obtenus pour le R-134a, elle comprend des données du R-12 qui a des propriétés thermophysiques assez similaires à celles du R-134a.

4.5.3.2 Modèle de Kandlikar et Balasubramanian (2004)

Les auteurs ont étendu l'application du modèle valable pour les macro-canaux, proposé par Kandlikar (1990) (§ A.2.2) pour les canaux de diamètres inférieurs à 3 mm, par la prise en compte de la nature de l'écoulement, dans le calcul du coefficient de transfert de chaleur de la phase liquide. Dans cette nouvelle corrélation, le nombre de Froude a été éliminé, alors que les valeurs empiriques des caractéristiques des couples fluide/matériau du tube sont restées inchangées.

Le coefficient de transfert de chaleur diphasique est déterminé comme suit :

$$h_{tp} = MAX\left(h_{nb}, h_{cv}\right) \tag{4.14}$$

h_{nb} est le coefficient de transfert thermique de l'ébullition nucléée, il a pour expression :

$$h_{nb} = 0,6683\,Cv^{-0,2}\left(1-x\right)^{0,8} h_{lo} + 1058,0\,Bo^{0,7}\left(1-x\right)^{0,8} F_{fl}\, h_{lo} \tag{4.15}$$

h_{cv} est le coefficient de transfert thermique de l'évaporation convective, il a pour expression :

$$h_{cv} = 1,136\,Co^{-0,9}\left(1-x\right)^{0,8} h_{lo} + 667,2\,Bo^{0,7}\left(1-x\right)^{0,8} F_{fl}\, h_{lo} \tag{4.16}$$

Le coefficient de transfert de chaleur convectif pour le fluide considéré entièrement liquide, noté h_{lo}, est déterminé selon la nature de l'écoulement, comme suit :

- $Re_{lo} \geq 3000$: régime turbulent, h_{lo} est calculé par la corrélation de Gnielinski ;
- $1600 \leq Re_{lo} < 3000$: régime de transition, h_{lo} est calculé par interpolation linéaire ;
- $Re_{lo} < 1600$: régime laminaire, $h_{lo} = \frac{Nu\ \lambda_l}{D_h}$, le nombre de Nusselt dépend de la géométrie du canal et des conditions aux limites.

Tableau 4.1 *Base de données expérimentales du coefficient de transfert de chaleur en mini-canaux, établie par Zhang et al. (2004)*

Source des données	Géométrie des tubes et orientation de l'écoulement	Fluides	D_h [mm]	p_{sat} [MPa]	G [kg/m²s]	$\dot{q}$ [kW/m²]	Nombre de points
Sumith *et al.* (2003)	circulaire, ascendant	eau	1,45	0,101	23,4 – 153	32 – 715	161
Kureta *et al*. (1998)	circulaire, ascendant	eau	2	0,101	500, 1000	402 – 2302	8
Schrock et Grossman. (1957)	circulaire, ascendant	eau	2,95	0,290 – 1,21	1245 – 2939	306 – 2076	173
Yu *et al*. (2002)	circulaire, horizontal	eau	2,98	0,20	103	5 – 163	35
Kureta *et al*. (1998)	circulaire, ascendant	eau	6	0,101	100, 500, 1000	151 – 511	43
Bao *et al.* (2000)	circulaire, horizontal	R11	1,95	0,294 – 0,47	167 – 560	52 – 125	82
Tran *et al* (1996)	rectangulaire, horizontal	R12	2,40	0,825 – 0,866	54,6 – 396	4,10 – 33,7	97
Tran *et al* (1996)	circulaire, horizontal	R12	2,46	0,825	63,3 – 300	7,5 – 59,4	61
Lee et Lee (2001)	rectangulaire, horizontal	R113	0,78	0,101	104 – 209	2,98 – 10	91
Lee et Lee (2001)	rectangulaire, horizontal	R113	1,90	0,101	51,6 – 208	2,95 – 15	179
Wambsganss *et al*. (1993)	circulaire, horizontal	R113	2,92	0,124 – 0,16	50,0 – 300	8,8 – 90,8	90
Lazarek et Black (1982)	circulaire, ascendant et descendant	R113	3,15	0,170	502	64 – 178	14
Lee et Lee (2001)	rectangulaire, horizontal	R113	3,63	0,101	51,7 – 182	4,52 – 15,8	169
Total	circulaire et rectangulaire, horizontal et vertical	eau, R11, R12, R113		0,101 – 1,21	23,4 – 2939	2,95 – 2511	1203

Cette corrélation n'a pas été construite avec suffisamment de données expérimentales et ne comprend aucune donnée sur le R-134a. D'ailleurs, Agostini et al. (2004) ont constaté que cette corrélation ne prédit pas leurs données obtenues avec du R-134a.

Tableau 4.2 *Sources des données expérimentales du coefficient de transfert thermique utilisées par Kandlikar et Balasubramanian (2004)*

sources	fluides	géométrie	D_h [mm]	G [kg/m²s]	Re_{lo}	$\dot{q}$ [kW/m²]	x
Wambsganss *et al.* (1993)	R-113	circulaire	2,92	50 – 300	1933 – 2013	8,8 – 90,75	0 – 0,9
Lin *et al.* (2001)	R-141b	circulaire	1,1 ; 1,8	93 – 570	536 – 2955	18 – 72	0,02 – 1,0
Yen *et al.* (2002)	R-123	circulaire	0,51 ; 0,19	145 – 295	410 – 72	5,46 – 26,9	0,05 – 0,98

4.5.3.3 Modèle de Thome-Dupont-Jacobi (2004)

Thome et al. (2004) ont proposé un modèle à micro-échelle comprenant trois zones de transfert thermique et décrit particulièrement l'évaporation des bulles confinées, la configuration d'écoulement dominante aux faibles et moyens titres de vapeur. Ce modèle prédit la variation transitoire du coefficient de transfert thermique local, durant le passage cyclique des configurations d'écoulement (i) à bouchons de liquide, (ii) à évaporation de bulles allongées, et (iii) à poche de vapeur. Un coefficient de transfert local moyenné en fonction du temps durant la période d'un cycle est ainsi obtenu. La description de ce modèle étant longue, elle est présentée en Annexe D .

Ce modèle est valable uniquement pour la configuration d'écoulement à bulles allongées, qui apparaît pour de faibles titres de vapeur et disparaît aux alentours d'un titre en vapeur de 40 à 50 %, pour laisser place à l'écoulement annulaire. Sachant que le titre de vapeur à l'entrée d'un évaporateur de climatisation automobile est d'environ 25 à 30 %, le modèle de Thome et al. (2004) ne couvrira qu'une petite plage du titre en vapeur.

4.5.3.4 Modèle de Lee et Mudawar (2005b)

Lee et Mudawar (2005b) ont obtenu expérimentalement des coefficients d'échange de chaleur de la vaporisation du R-134a, dans un radiateur de chauffage utilisé comme évaporateur d'une boucle frigorifique. Avec leurs données expérimentales et celles de Qu et Mudawar (2003), obtenues pour l'eau, ils ont établi une corrélation adaptée à l'ébullition dans les mini-canaux à section rectangulaire. Les conditions opératoires utilisées pour l'obtention des données expérimentales utilisées par Lee et Mudawar (2005b) sont résumées dans le tableau 4.3.

La corrélation de cette étude prend en compte les différents mécanismes de transfert de chaleur. L'ébullition nucléée apparaît aux très faibles titres ($x < 0,05$) et aux faibles densités de flux. Les mécanismes prédominants, rencontrés à des titres élevés ($x > 0,55$), sont modélisés par la méthode d'intensification des échanges.

- **$0 < x < 0,05$:**

$$h_{tp} = 3,856\ \chi^{0,267}\ h_l \tag{4.17}$$

Le paramètre de Martinelli χ dépend de la nature du régime d'écoulement :

- écoulement liquide laminaire – vapeur laminaire :

$$\chi_{ll} = \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,5} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \tag{4.18}$$

- écoulement liquide laminaire – vapeur turbulent :

$$\chi_{lt} = \left(\frac{f_l \, \mathrm{Re}_v^{0,25}}{0,078}\right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,5} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \tag{4.19}$$

Le nombre de Reynolds de la vapeur est défini par :

$$\mathrm{Re}_v = \frac{x \, G \, D_h}{\mu_v} \tag{4.20}$$

Le coefficient d'échange monophasique s'écrit :

$$h_l = \frac{Nu_3 \, \lambda_l}{D_h} \tag{4.21}$$

Avec Nu_3 le nombre de Nusselt pour un écoulement monophasique laminaire avec trois faces chauffées, son expression est donné par Shah et London (1978) :

$$Nu_3 = 8,235\left(1 - 1,883\gamma + 3,767\gamma^2 - 5,814\gamma^3 + 5,361\gamma^4 - 2\gamma^5\right) \tag{4.22}$$

- **0,05 < *x* < 0,55 :**

$$h_{tp} = 436,48 \, Bo^{0,522} \, We_{lo}^{0,351} \, \chi^{0,665} \, h_l \tag{4.23}$$

- **0,55 < *x* < 1 :**

$$h_{tp} = Max\left[\left(108,6 \, \chi^{1,665} \, h_l\right), h_v\right] \tag{4.24}$$

avec $h_v = \dfrac{Nu_3 \, \lambda_v}{D_h}$ en régime laminaire,

$h_v = 0,023 \, \mathrm{Re}_v^{0,8} \, \mathrm{Pr}_v^{0,4} \, \dfrac{\lambda_v}{D_h}$ en régime turbulent.

L'intérêt de cette étude est d'avoir établi une corrélation pour des coefficients d'échange du R-134a en évaporation obtenus dans une boucle frigorifique, avec des conditions réelles au niveau de l'évaporateur (T_p et $\dot{q}$ variables). Cependant, le diamètre hydraulique utilisé est nettement inférieur à celui des mini-canaux d'évaporateurs R-134a automobiles (1 mm environ). De plus, la densité de chaleur minimale choisie est de 159 kW/m² ; or la densité thermique maximale d'un évaporateur automobile ne dépasse guère 35 kW/m².

Tableau 4.3 *Conditions opératoires des données expérimentales utilisées par Lee et Mudawar (2005)*

Source	*Fluide*	D_h	p_{sat}	$\dot{q}$	G	x_{ent}	x_{sor}
		[mm]	[bar]	[kW/m²]	[kg/m²s]	[%]	[%]
Lee et Mudawar (2005b)	R-134a	0,35	1,44 à 6,6	159 à 938	159 à 654	1 - 25	49 - 100
Qu et Mudawar (2003)	eau	0,35	1,17	135 à 402			

4.5.3.5 Évaluation des modèles prédictifs du coefficient d'échange établis pour les mini-canaux

Ribatski et al. (2006), grâce à une grande banque de données contenant plus de 1800 points expérimentaux, ont évalué trois modèles développés pour les écoulements diphasiques en mini-canaux : modèle de Zhang et al. (2004), modèle de Kandlikar et Balasubramanian (2004) et le modèle de Thome et al. (2004). De manière générale, ces modèles donnent de mauvaises prédictions de la base de données. Ceci n'est pas une surprise compte tenu des tendances contradictoires et des disparités importantes des valeurs expérimentales de *h* pour les mêmes conditions opératoires. L'analyse statistique de la confrontation entre les données mesurées et calculées par les trois modèles a permis d'aboutir à ε = 50 %, λ = 45 % pour le modèle de Thome et al., ε = 63 %, λ = 45 % pour le modèle de Zhang et al., ε = 64 %, λ = 25 % pour le modèle de Kandlikar et Balasubramanian (2004). Les notations grecques ε et λ désignent respectivement l'écart relatif moyen et la fraction des données prédites à ± 30 %.

4.5.4 Pertes de pression en ébullition forcée dans les mini-canaux

Contrairement aux coefficients de transfert de chaleur expérimentaux, les données expérimentales des pertes de pression par frottement présentent des tendances assez similaires. La perte de pression augmente avec l'élévation de la vitesse massique, de la densité de flux thermique, du titre de vapeur et avec la réduction du diamètre hydraulique et décroît avec l'augmentation de la température de saturation.

4.5.4.1 Modèles prédictifs du gradient de perte de pression par frottement

La modélisation des pertes de pression des écoulements diphasique dans les tubes à macro-canaux a été abordée au § 3.8 ; dans lequel ont été présentées les approches de modélisation du gradient de pression par frottement pour les écoulements en ébullition forcée : modèle homogène et modèle à phases séparées.

Dans les écoulements diphasiques en micro-échelle, la phase liquide est le plus souvent laminaire, contrairement aux écoulements en macro-canaux. De plus, comme abordé au § 4.4, l'impact de la gravité est largement contrebalancé par la tension superficielle, limitant ainsi l'apparition d'une stratification des phases liquide et vapeur. Ajouté à cela, l'impact des instabilités d'écoulement, très présentes en mini-canaux et très peu en macro-canaux, sur la perte de pression. Ainsi, les corrélations établies pour les écoulements en macro-canaux ne semblent pas être extrapolables pour les micro- ou mini-canaux.

Pour cela, certains auteurs ont proposé de nouvelles corrélations spécifiques pour les écoulements en mini-canaux ou des modifications de corrélations existantes établies pour les

macro-canaux. Par exemple, Zhang et Webb (2001) ont modifié la corrélation de Friedel (1979) qui, pour eux, surestime les données expérimentales obtenues en mini-canaux. De ce fait, à l'aide d'une analyse regressionelle de leurs données expérimentales obtenues avec du R22, R134a et R404A, Zhang et Webb ont proposé une nouvelle expression du multiplicateur diphasique de la corrélation de Friedel. Dans cette nouvelle version, le multiplicateur diphasique ne dépend plus du nombre de Froude et de Weber mais de la pression réduite.

Chen et al. (2001) ont introduit des facteurs correctifs basés sur le nombre de Bond et de Weber dans le modèle homogène et dans celui de Friedel (1979). Les nouvelles versions de ces deux modèles donnent de bonnes prédictions des données expérimentales de Chen et al. obtenues avec un mélange air-eau et avec du R410A en évaporation dans des diamètres de tube variant de 1 à 9 mm.

Mishima et Hibiki (1996) ont proposé une nouvelle expression pour le calcul du paramètre *C* de Chisholm utilisé dans la corrélation de Lockhart-Martinelli (1949) :

$$C = 21\left(1 - e^{319 D_h}\right) \tag{4.25}$$

Cette modification de la corrélation de Lockhart-Martinelli donne de bonnes prédictions des données expérimentales de ses auteurs.

Lee et Mudawar (2005a) ont mesuré la perte de pression dans un radiateur à mini-canaux servant d'évaporateur dans une boucle frigorifique fonctionnant avec du R-134a. Ils ont proposé une nouvelle corrélation en basant le paramètre *C* de l'Eq. (3.48) sur le nombre de Reynolds et le nombre de Weber (pour tenir compte de la tension superficielle) de la phase liquide.

Tous ces modèles sont présentés en Annexe E .

4.5.4.2 Évaluations des modèles prédictifs du gradient de perte de pression par frottement

Ribatski et al. (2006) ont constitué une large banque de données expérimentales du gradient de pression par frottement, en conditions adiabatiques et diabatiques, des écoulements en ébullition dans les mini-canaux. La banque de données comprend au total 913 points dont 518 points obtenus en condition adiabatique et 395 obtenus en condition diabatique. Ils ont confronté leur banque de données aux valeurs calculées par des modèles prédictifs du gradient de pression par frottement, établis pour les macro- et mini-canaux. Les modèles prédictifs établis pour les macro-canaux choisis par Ribatski et al. sont les suivants : modèle de Müller-Steinhagen et Heck (1986), Grönnerud (1979), Friedel (1979), Chisholm (1973) et Lockhart et Martinelli (1949). Les modèles prédictifs établis pour les mini-canaux utilisés par Ribatski et al. sont les suivants : Mishima et Hibiki (1996), Yan et Lin (1998), Tran et al. (2000), Zhang et Webb (2001). En plus de ces deux groupes de corrélations basées sur le modèle à phase séparées, les auteurs ont aussi testé le modèle homogène (§3.8.3.1).

De cette confrontation, il est surprenant de constater que les meilleurs prédictions ont été obtenues avec le modèle de Müller-Steinhagen et Heck (1986) développé pour les macro-canaux. L'écart relatif moyen, notée ε, et la fraction des données prédites à ± 30 %, notée λ, sont respectivement de 53,1 % et 31,3 %. Arrive en seconde position ex-æquo le modèle homogène, avec la viscosité calculée par la relation de Cicchitti (1960) de l'*Eq.* (3.41), et le modèle de Mishima et Hibbiki (1996).

La figure 4.9 montre une comparaison entre les données expérimentales de Agostini et Bontemps (2005) et les valeurs calculées par le modèle de Müller-Steinhagen et Heck (1986) et par le modèle homogène. Les deux modèles prédisent 100 % des données expérimentales à ±30 % avec un avantage pour le modèle homogène.

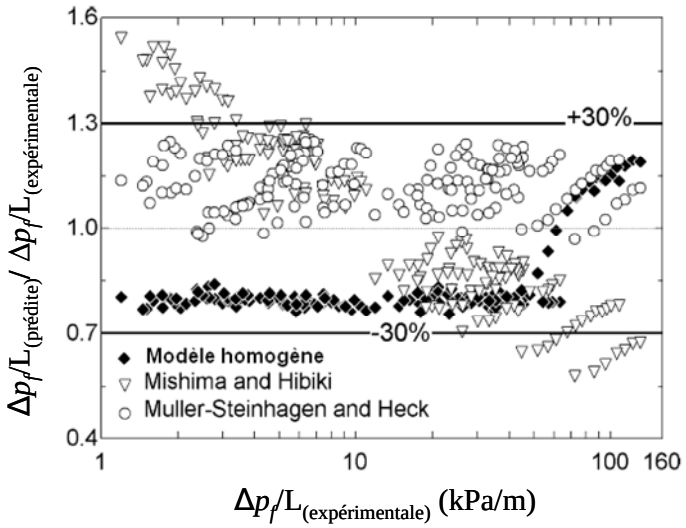


Figure 4.9 *Comparaison entre les gradients de pression par frottement linéique mesurés par Agostini et Bontemps (2005) obtenues à partir de mini-canaux avec les prédictions de trois modèles, d'après Ribatski et al. (2006)*

Il est à souligner que Revellin (2005) a également constaté que le modèle de Müller-Steinhagen et Heck (1986) est le plus précis pour la prédiction de ses données obtenues avec du R-134a en condition diabatique.

4.6 Conclusion du chapitre

Il a été question dans ce chapitre d'étudier les caractéristiques du transfert thermique et des pertes de pression dans les mini-canaux, aussi bien en simple phase qu'en diphasique (hors CO_2).

La classification des canaux en macro-, mini- ou micro-canaux a été discutée. Il en ressort qu'à l'état actuel des connaissances, il n'est pas possible de la réaliser. Elle constitue de ce fait un formidable défi scientifique à relever. Pour nous faciliter la tâche, la valeur de 3 mm de diamètre hydraulique a été choisie pour distinguer les macro-canaux des mini-canaux.

Pour les écoulements en simple phase, la théorie et les corrélations, établies aussi bien en transfert thermique qu'en pertes de pression pour les macro-canaux, restent valables en mini-canaux.

Pour les écoulements diphasiques, le phénomène de confinement présent dans les mini-canaux influence fortement les régimes thermiques et les configurations d'écoulement. La mesure en milieu confiné se révèle délicate et nécessite d'importants moyens métrologiques. Ceci explique en partie les importantes disparités et tendances différentes voire contradictoires du coefficient d'échange en fonction du titre en vapeur constatées dans la littérature. Cependant, une tendance de h en fonction de x semble se dégager. Elle est représentée par la désignation *QX1* de la figure 4.6.

Le confinement a deux effets antinomiques sur le transfert thermique. D'une part, dans la région des faibles et modérés titres de vapeur, il intensifie les échanges de chaleur, le coefficient d'échange est élevé, et d'autre part, il provoque un assèchement partiel qui dégrade le transfert thermique, le coefficient d'échange chute. Cependant, en moyenne, le coefficient d'échange de chaleur augmente à mesure que le diamètre hydraulique du canal diminue.

Par ailleurs, compte tenu des disparités des données expérimentales, il est difficile de développer un modèle prédictif du coefficient d'échange suffisamment précis. D'ailleurs, aucun des modèles prédictifs disponibles dans la littérature n'est satisfaisant. Par conséquent, davantage de données expérimentales indépendantes et concordantes et issues d'études rigoureuses sont nécessaires.

S'agissant des gradients de pression par frottement en diphasique, la situation semble plus claire que celle des coefficients d'échange. En effet, des données expérimentales issues de la littérature, une tendance générale se dégage. La perte de pression augmente avec l'accroissement de la vitesse massique, de la densité de flux thermique, du titre de vapeur et avec la réduction du diamètre hydraulique et décroît avec l'augmentation de la température de saturation.

Il est surprenant de constater que les modèles prédictifs des gradients de pression par frottement les plus précis ont été établis pour les macro-canaux. Il s'agit du modèle homogène et du modèle de Müller-Steinhagen et Heck (1986). Comme il a été noté par Agostini (2002) et Revellin (2005), l'écoulement diphasique du R-134a en mini-canaux s'apparente à un écoulement homogène.

Enfin, des différences ont été relevées entre les caractéristiques de la vaporisation du CO_2 et des réfrigérants conventionnels tel que le R-134a. Pour cela, une étude détaillée doit être menée sur la vaporisation du CO_2 en mini-canaux ; c'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 5

Étude de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, il est question d'étudier les caractéristiques de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux. Les propriétés thermophysiques du CO_2 ainsi que leurs impact sur le comportement de l'écoulement en ébullition sont étudiés. Une revue des études expérimentales est également menée. Enfin, les modèles prédictifs du coefficient d'échange et des pertes de pression par frottement, issus de la littérature, sont présentés et évalués.

5.2 Étude des propriétés thermophysiques du CO_2 à l'état diphasique

L'étude des propriétés thermophysiques des fluides est nécessaire car elles influencent les caractéristiques des configurations d'écoulement et des régimes thermiques aussi bien l'ébullition nucléée que l'évaporation convective. Les propriétés thermophysiques peuvent être décomposées en deux parties : propriétés thermodynamiques et propriétés de transport. Les propriétés thermodynamiques comprennent la masse volumique, la chaleur spécifique, l'enthalpie et l'entropie. Les propriétés de transport regroupent la conductivité thermique, la viscosité dynamique et la tension superficielle.

Comparé aux réfrigérants conventionnels, le dioxyde de carbone (R-744) se distingue par sa faible température critique (31 °C) et sa haute pression critique (74 bars). Ainsi, la pression de saturation correspondant à une température de saturation donnée est donc plus élevée que celle des autres réfrigérants. Ainsi, la pression réduite associée à la vaporisation du CO_2, dans les systèmes de climatisation, est très élevée. Par conséquent, la vaporisation a lieu plus prés du point critique, comparé aux réfrigérants classiques.

5.2.1 Comparaison entre les propriétés thermophysiques du CO_2 et celles des réfrigérants classiques

Le tableau 5.1 montre une comparaison entre les propriétés thermophysiques du CO_2 et celle des réfrigérants conventionnels tels que le CFC-12, le HCFC-22, et le HFC-134a. Les propriétés thermophysiques à l'état de saturation ont été calculées pour deux niveaux de températures 0 et 10 °C, couvrant une grande partie de la plage de fonctionnement d'un évaporateur automobile. Le tableau 5.1 montre que le CO_2 à l'état de saturation présente les pressions de saturation et les pressions réduites les plus élevées, la plus faible tension superficielle, le plus faible rapport de masse volumique liquide/vapeur, la plus faible viscosité

liquide et enfin une chaleur latente sensiblement plus élevée (malgré sa pression réduite élevée).

Tableau 5.1 *Comparaison entre les propriétés thermophysiques du CO_2 et celles des réfrigérants conventionnels*

	CFC-12		HCFC-22		HFC-134a		CO_2	
Température critique (*°C*)	112		96,02		101		30,98	
Pression critique (*bar*)	41,14		49,76		40,59		73,77	
Température de saturation (*°C*)	0	10	0	10	0	10	0	10
Pression de saturation (*bar*)	3,08	4,23	4,97	6,80	2,93	4,15	34,85	45,02
Pression réduite, p/p_c	0,07	0,10	0,10	0,14	0,07	0,10	0,47	0,61
Tension superficielle (*mN/m*)	11,76	10,44	11,74	10,25	11,56	10,14	4,45	2,7
Masse vol. liq. sat. (kg/m^3)	1397	1364	1285	1250	1295	1261	927,4	861,1
Masse vol. vap. sat. (kg/m^3)	18,04	24,43	21,21	28,80	14,42	20,22	97,65	135,2
Rapport de masse vol., (ρ_l/ρ_v)	77,41	55,83	60,58	43,31	89,79	62,39	9,49	6,37
Visc. dyn. liq. sat. ($\mu Pa{\cdot}s$)	248	231,2	232,4	220	276,1	243	104,5	86,42
Visc. Dyn. vap. sat. ($\mu Pa{\cdot}s$)	11,7	12,18	12,07	12,58	74,71	90,81	14,74	16
Rapport de viscosité, μ_l/μ_v	21,19	18,98	19,25	17,48	3,69	2,67	7,09	5,4
c_p liq. sat. (*J/kg·K*)	917	931	1160	1187	1344	1374	2539	2986
c_p vap. sat. (*J/kg·K*)	648	677	723	766	896	943	1825	2457
Conduct. vap. sat. (*mWm.K*)	8,583	9,173	9,895	10,68	12,1	12,59	19,66	22,89
Conduct. liq. sat. (*mW/m.K*)	78,3	74,64	100,1	95,15	94,68	90,27	111,5	98,72
Chaleur latente (*kJ/kg*)	151,5	146,4	205,0	197	198,7	190,8	230,9	197,1

Afin de démontrer que les propriétés thermophysiques singulières du CO_2 sont dues à sa pression réduite élevée, les propriétés thermophysiques du R-134a et du CO_2 ont été calculées puis confrontées pour une pression réduite identique (p_r = 0,54) ; les résultats de cette confrontation sont donnés dans le tableau 5.2.

Tableau 5.2 *Comparaison des propriétés thermophysiques du CO_2 avec celles du R134a pour une même pression réduite, p_r = 0,54*

	p_r	T_r	T_{sat}	p_{sat}	σ	ρ_l/ρ_v	L_v	μ_l	μ_v	μ_l/μ_v
	-	-	°C	bar	*mN/m*	-	*kJ/kg*	$\mu Pa{\cdot}s$	$\mu Pa{\cdot}s$	-
R-134a	0,54	0,92	71,4	21,8	2,46	8,2	122	104,2	14,6	7,13
R-744	0,54	0,91	5	39,7	3,55	7,8	215	95,4	15,4	6,19

Le tableau 5.2 montre clairement que, mise à part la chaleur latente, les propriétés thermophysiques des deux fluides sont de même ordre de grandeur. Par conséquent, la pression réduite élevée (ou la proximité du point critique élevée), associée à la vaporisation du CO_2 à des températures de saturations pratiques de climatisation, est bien la cause des différences de propriétés relevées dans le tableau 5.1. Cependant, la chaleur latente du CO_2 reste supérieure à celle du R-134a, car la courbe de saturation du premier est plus évasée.

5.2.2 Étude des propriétés thermophysiques du CO_2

5.2.2.1 Pression de saturation

La figure 5.1 montre les valeurs de la pression de saturation entre le point triple (-56,6 °C et 5,2 bar) et le point critique (31 °C et 73,7 bar). La pression de saturation à 0°C est d'environ 35 bar, laquelle est dix fois supérieure à celle des réfrigérants de type CFC, HCFC et HFC.

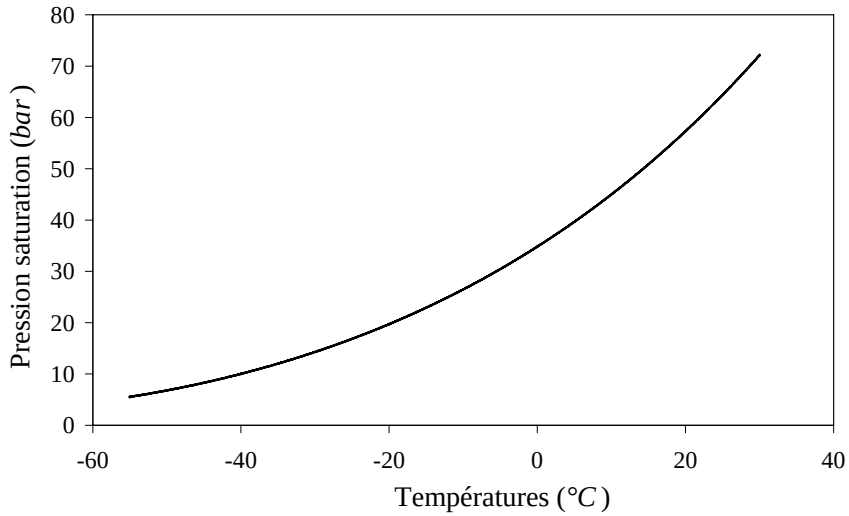


Figure 5.1 *Évolution de la pression de saturation du CO_2 en fonction de la température (du point triple au point critique)*

En terme de conception et de performance des évaporateurs, une des importantes conséquences du fonctionnement proche du point critique est la pente élevée que présente la courbe de pression de saturation en fonction de la température. Une pente élevée signifie que la variation de la température due à une évolution de pression donnée est plus faible, et la diminution de la température associée à la perte de pression dans l'évaporateur devient ainsi plus petite. La figure 5.2 montre respectivement la pente de la courbe de température de saturation (dT/dp) du CO_2 et celle du R-134a pour un intervalle de température compris entre -20 et +30 °C. À 0°C, par exemple, la chute de température engendrée par une perte de pression de 1 kPa est d'environ 0,01 K pour le CO_2. Pour le R-134a, la même perte de pression provoque une baisse de température de 0,09 K, ce qui représente une chute de presque dix fois plus importante que celle du CO_2.

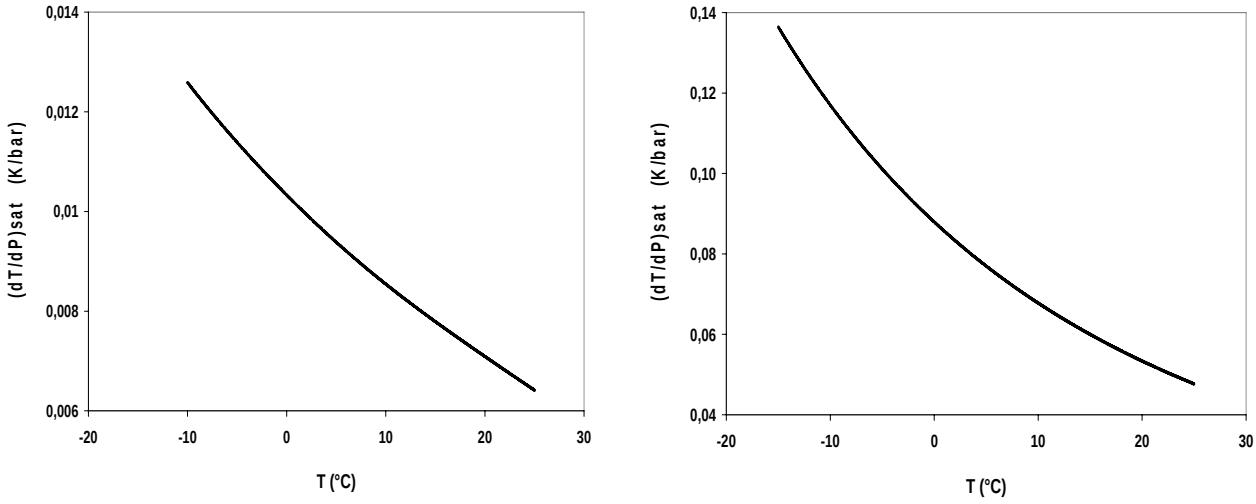


Figure 5.2 *Courbe de la pente de saturation : CO_2 à gauche et R-134a à droite*

5.2.2.2 Masse volumique

L'évolution des masses volumiques liquide et vapeur en fonction de la température est représentée sur la figure 5.3. Elle montre qu'à mesure que la température augmente (se rapprochant ainsi de T_c), la masse volumique liquide diminue et en même temps celle de la vapeur augmente ; ainsi l'écart entre les masses volumique liquide et vapeur diminue jusqu'à s'annuler au point critique. À titre d'exemple, à 0°C, le rapport de masse volumique liquide/vapeur du CO_2 est de 10 alors que celui du R-134a, pour la même température, est d'environ 90.

Un faible rapport de masse volumique réduit le risque d'une stratification (séparation de phase) de l'écoulement diphasique, la distribution du réfrigérant à l'entrée de l'évaporateur s'en trouve améliorée. De plus, la précision du modèle homogène devrait être accrue. En revanche, la vitesse relative entre les phases liquide et vapeur est réduite, limitant ainsi l'amélioration de l'évaporation convective avec l'augmentation du titre en vapeur.

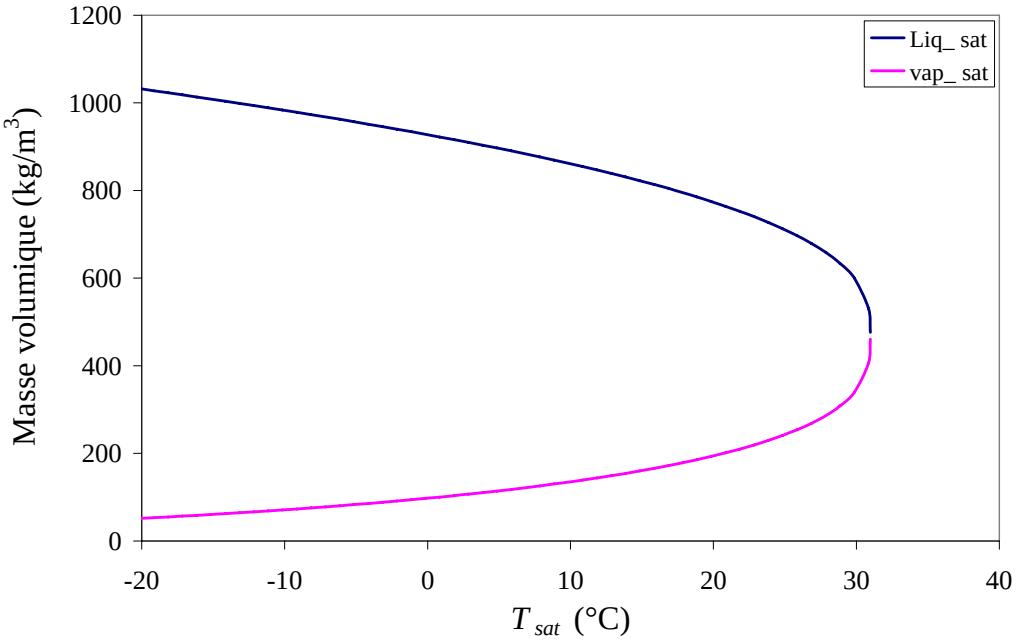


Figure 5.3 *Masse volumique du CO_2 en fonction de la température de saturation*

5.2.2.3 Viscosité

La figure 5.4 montre qu'à mesure que la température augmente, la viscosité de la phase liquide diminue fortement et en même temps la viscosité vapeur augmente sensiblement. Les deux courbes se rejoignent au point critique. À 0°C, la viscosité du CO_2 de la phase liquide représente seulement 40% de la viscosité liquide du R-134a, alors que la viscosité de la phase vapeur pour les deux réfrigérants est de même ordre de grandeur. L'on doit s'attendre donc à ce que la perte de pression par frottement soit plus faible dans le cas du CO_2.

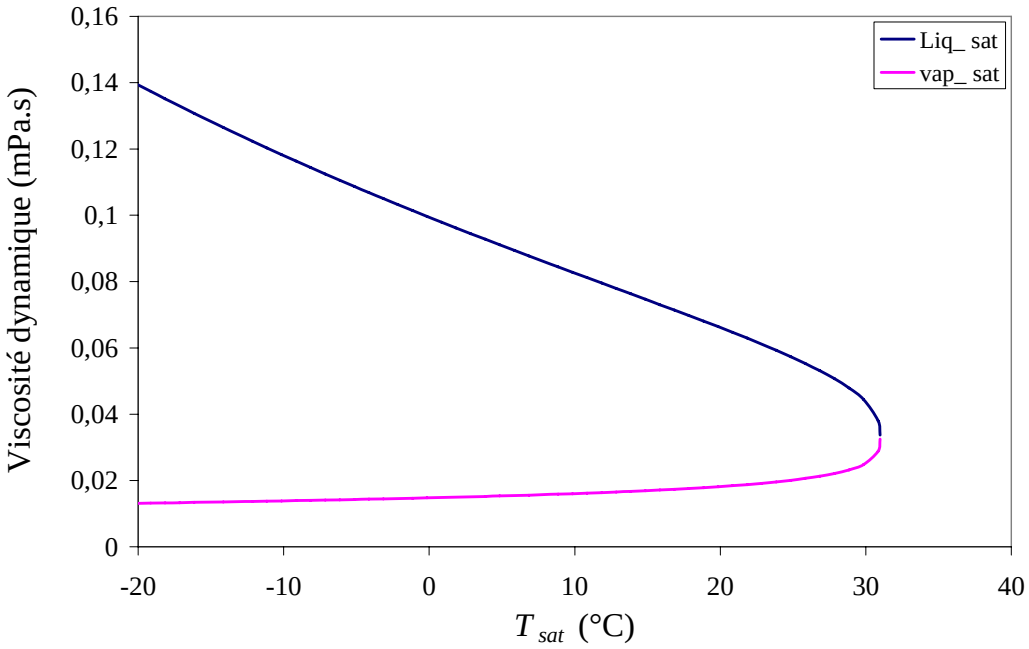


Figure 5.4 *Viscosité dynamique du CO_2 en fonction de la température de saturation*

5.2.2.4 Conductivité

La figure 5.5 montre les caractéristiques de la conductivité thermique du CO_2 en fonction de la température. Comparée à celle du R-134a, la conductivité du CO_2 liquide saturé est 20% plus élevée, tandis que la conductivité de la vapeur saturée du CO_2 est 40% plus élevée.

Une conductivité thermique élevée de la phase liquide et vapeur améliore grandement le transfert thermique aussi bien en simple phase qu'en diphasique.

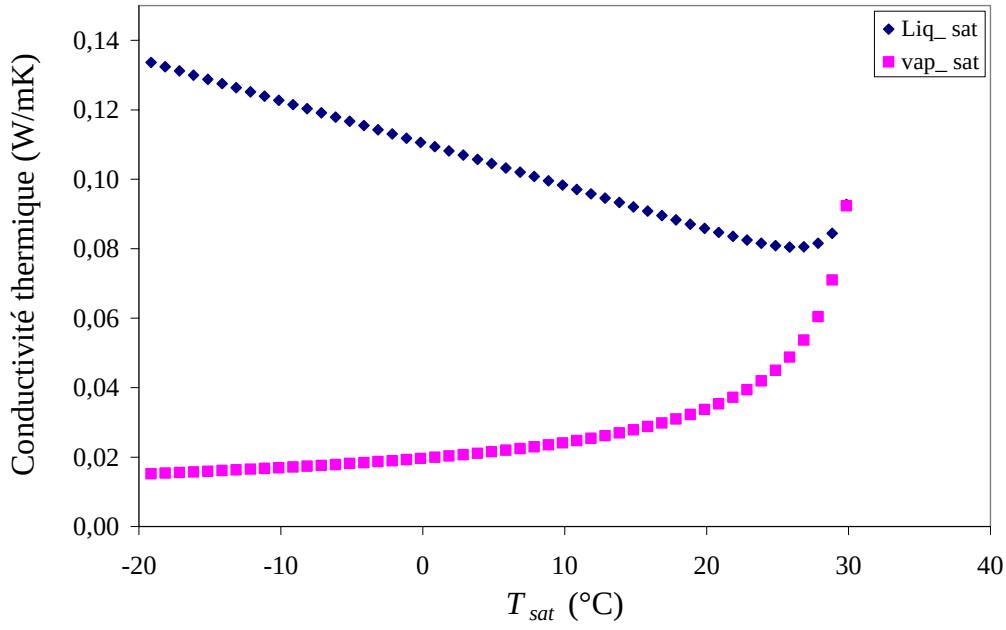


Figure 5.5 *Conductivité thermique du CO_2 en fonction de la température de saturation*

5.2.2.5 Tension superficielle

La figure 5.6 montre l'évolution de la tension superficielle du CO_2 liquide saturé en fonction de la température. La tension superficielle diminue fortement jusqu'à s'annuler au point critique. La tension superficielle du R-134a pour une température de 0°C (qui vaut 0,0112 N/m) est 2,5 fois plus grande que celle du CO_2 pour la même température.

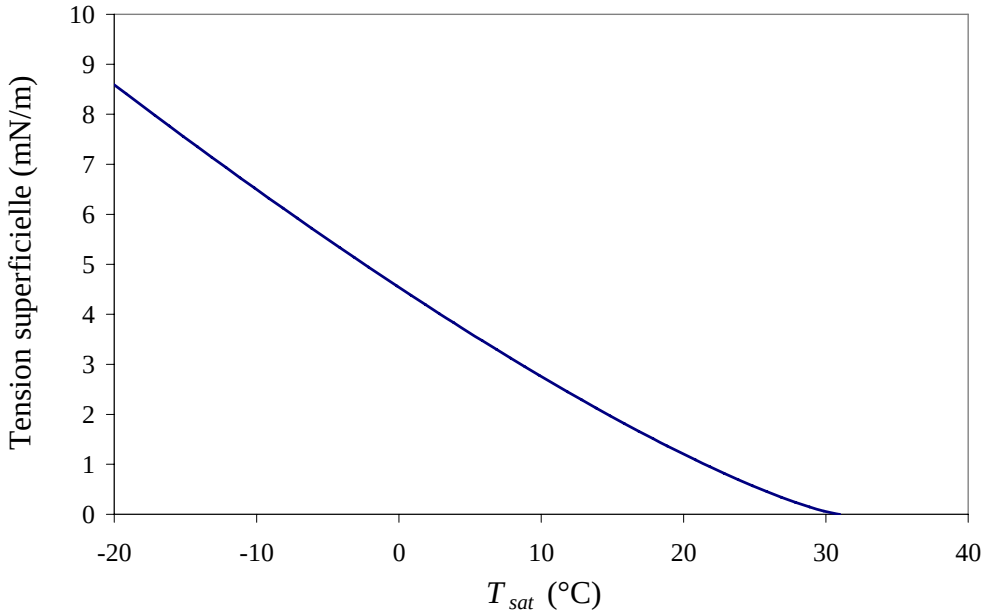


Figure 5.6 *Tension superficielle du CO_2 en fonction de la température de saturation*

Pour l'interface liquide-vapeur, la tension superficielle résulte du déséquilibre des forces de cohésion existant entre les molécules constituantes du liquide et qui empêchent le liquide de se muer en vapeur. Selon la nature du fluide considéré, les forces de tension superficielle ont pour origine l'attraction moléculaire du type Van der Wall, des liaisons métalliques ou des liaisons physiques secondaires. Tout accroissement de la surface libre d'un liquide nécessite d'amener à la surface des molécules situées au sein du liquide, ce qui nécessite un travail, correspondant à la rupture des liaisons intermoléculaires, car les molécules de surface ont moins de proches voisines que les molécules internes. La tension superficielle σ, qui est l'énergie libre par unité de surface formée, se traduit par une force par unité de longueur du périmètre l ; elle s'écrit

$$\sigma = \left(\frac{\partial E}{\partial A_I} \right)_{T,p,n_i} = \frac{F}{l} \tag{5.1}$$

avec E l'énergie libre de surface, A_I l'aire interfaciale, n_i le nombre de moles du composant i, et F la force s'opposant à toute augmentation de surface. Ainsi, un fluide ayant une faible tension superficielle a une forte mouillabilité, comme le cas du CO_2.

Une faible tension superficielle réduit la surchauffe nécessaire à la nucléation et à la croissance des bulles de vapeur, elle a un effet positif sur l'ébullition nucléée.

En résumé, les propriétés thermodynamiques et de transport du CO_2 semblent être favorables en termes de transfert thermique et de perte de pression, comparé aux réfrigérants conventionnels notamment le R-134a.

5.3 Ébullition et évaporation à hautes pressions et tension superficielle

Durant l'ébullition nucléée, le liquide entourant la bulle doit être surchauffé pour créer une surpression à l'intérieure de la bulle. La surpression requise pour l'accroissement de la bulle est proportionnelle à la tension superficielle, et inversement proportionnelle au rayon de la bulle :

$$\Delta T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{sat} = \Delta p = \frac{2\sigma}{r} \tag{5.2}$$

Où ΔT est la surchauffe du liquide à la surface chauffée, Δp est la surpression créée à l'intérieure de la bulle.

Ainsi, à de hautes pressions de saturation, comme dans le cas de la vaporisation du CO_2, où la tension superficielle est faible, l'énergie à fournir pour maintenir une interface est moindre. De ce fait, la surchauffe ou la densité de flux thermique requise pour le déclenchement de l'ébullition nucléée est basse, et/ou il existe plus de sites de nucléation actifs pour une surchauffe donnée. Dans les deux cas, le transfert de chaleur lors de l'ébullition est plus élevé à de hautes pressions.

La figure 5.7 montre l'évolution des densités de flux minimum, $\dot{q}_{onb}$, nécessaires à la nucléation, en fonction de la vitesse massique, pour différents réfrigérants : R134a, R22, R12 et R744 (CO_2). La densité de flux, $\dot{q}_{onb}$, a été calculée, pour deux températures de saturation, à l'aide de la corrélation proposée par Collier et Thome (1994), dont l'expression est :

$$\dot{q}_{onb} = \frac{2\sigma T_{sat} h_l}{r_{cr} \rho_v L_v} \tag{5.3}$$

où r_{cr} est le rayon critique et à pour valeur 0,3 x 10^{-6} m, h_l est le coefficient d'échange convectif de l'écoulement considéré entièrement liquide, il a été calculé avec la corrélation de Gnielinski (1976), *Eq*. (A.42). Comme le montre la figure 5.7, la densité de flux minimum pour le déclenchement de l'ébullition nucléée du CO_2 est beaucoup plus faible que celles des autres réfrigérants. À titre d'exemple, pour T_{sat} = 0 °C, elle varie entre 0,38 à 1,52 kW/m² pour le CO_2, de 3,16 à 16,7 kW/m² pour le R-134a, de 2,83 à 14,3 kW/m² pour le R-12.

Kandlikar et Alves (1999) ont noté que la réduction de la tension superficielle résulte en une augmentation de sites de nucléation, engendrant généralement un coefficient de transfert de chaleur élevé. Deux effets sont pris en compte pour expliquer l'amélioration du transfert de chaleur : l'augmentation du nombre de sites de nucléation, et le fait que les bulles ne se coalescent pas facilement entre elles, causant un nombre élevé de bulles sur la surface. De plus, le diamètre de bulle au détachement est faible.

D'un autre côté, une faible tension superficielle pourrait à priori avoir un effet négatif sur le développement de la nucléation, en facilitant le remplissage des cavités de la surface par le

liquide. Mais l'expérimentation prouve que le fait d'abaisser la surchauffe nécessaire à la nucléation contrebalance et outrepasse largement cet effet négatif (Pettersen, 2002).

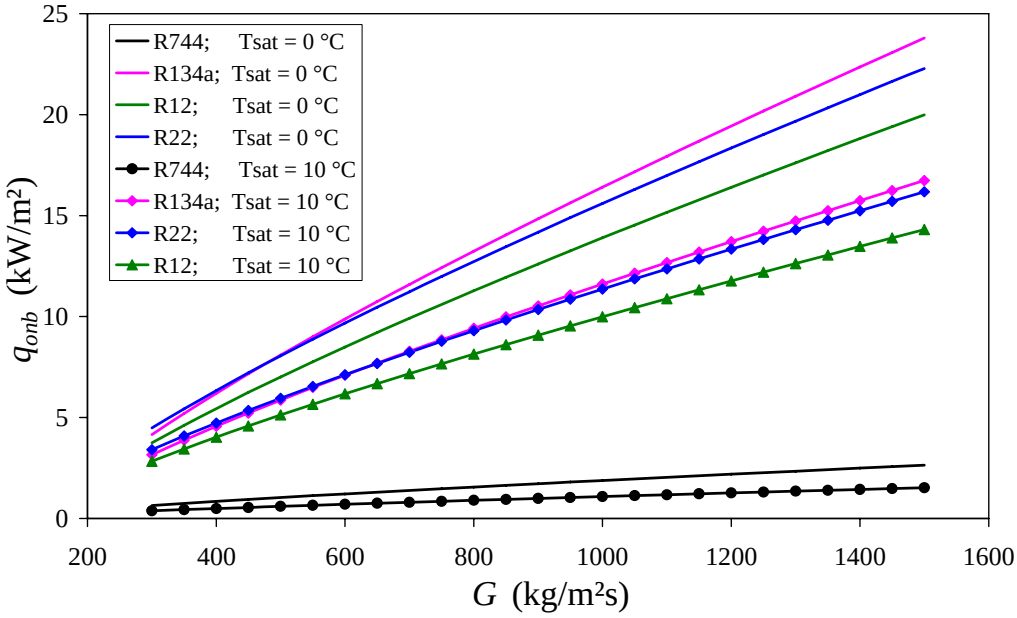


Figure 5.7 *Densité de flux thermique minimale pour le déclenchement de l'ébullition nucléée*

Huo et al. (2004) ont étudié l'impact de la pression sur le coefficient d'échange de chaleur de la vaporisation du R-134a dans un tube à mini-canaux de 2 mm. Les résultats sont illustrés sur la figure 5.8. Celle-ci montre clairement que le coefficient d'échange augmente avec les pressions croissantes. Les auteurs expliquent cette amélioration du coefficient d'échange par l'impact de la pression sur la chaleur latente. Or, la chaleur latente diminue avec l'accroissement de la pression et donc le coefficient d'échange devrait baisser, à débit massique et densité de flux constants, puisque $h = \dot{q} / \Delta T_{sat} = \dot{m} Lv / \left(\Delta T_{sat} S \right)$. C'est plutôt l'effet positif de la faible tension superficielle sur le coefficient d'échange qui, en contrebalançant l'effet négatif de la diminution de la chaleur latente, engendre cette amélioration de *h*.

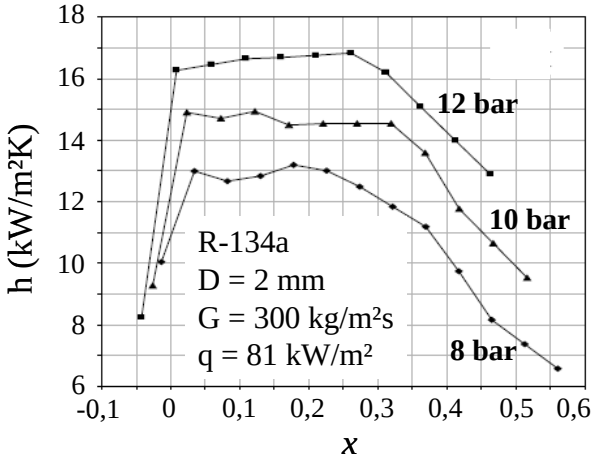


Figure 5.8 *Influence de la pression sur l'évolution du coefficient d'échange en fonction du titre en vapeur lors de la vaporisation du R-134a, d'après Huo et al. (2004)*

Toutefois, il existe un inconvénient à l'ébullition à haute pression, qui est la réduction du niveau du flux critique donnant des conditions d'ébullition en film. Le flux critique tend vers zéro à mesure que la pression réduite approche l'unité. On peut le constater à partir de l'expression du flux critique développée par Kutateladze (1948) :

$$\dot{q}_{cr} = 0{,}131 \rho_v^{0,5} L_v \left[g \left(\rho_l - \rho_v \right) \sigma \right]^{0,25} \tag{5.4}$$

Quand $p_r \rightarrow 1$: la chaleur latente (L_v), la tension superficielle (σ), et la différence de masse volumique (ρ_l - ρ_v) tendent vers zéro, faisant tendre ainsi le flux critique vers zéro.

Les mécanismes de l'écoulement diphasique et les configurations d'écoulement dans un tube sont aussi influencés par le niveau de pression, principalement dues aux effets de l'augmentation de pression sur la masse volumique du fluide, sur la viscosité, et sur la tension superficielle. Une faible différence entre les densités liquide et vapeur diminuera le taux de vide et s'opposant ainsi à la séparation de phase. Ainsi, l'écoulement stratifié devrait être moins prononcé à haute pression. L'équilibre entre le taux d'entraînement de gouttelettes et le taux de gouttelettes redéposées peut être aussi affecté par une variation de pression, due à la diminution de la tension superficielle et la diminution de la différence de densité entre les phases. Ruder et al. (1987) ont noté qu'une augmentation de la pression provoque une transition précoce (pour de faibles titres massiques) de l'écoulement annulaire vers l'écoulement dispersé (écoulement à brume).

5.4 Mécanisme de l'entraînement des gouttelettes de liquide

La différence de masse volumique entre les phases liquide et vapeur et l'accroissement du taux de vide accélèrent l'écoulement de la phase vapeur. Cette dernière, à l'interface liquide/vapeur, cisaille une couche de liquide, l'interface se déstabilise et forme des vagues. Celles-ci s'étirent en filaments qui se rompent en gouttelettes de liquide. Ces gouttelettes sont entraînées et accélérées par la phase gazeuse puis une partie d'entre elles retombent sur le film liquide sous l'effet de la gravité ou des fluctuations turbulentes. Ce type d'entraînement a lieu lorsque les forces de cisaillement induites par la phase vapeur dominent le tension superficielle du film liquide.

Utsuno et Kaminaga (1998), cités par Pettersen (2002), ont développé une expression, pour un film de liquide ayant un Re_l > 1635, donnant la vitesse superficielle critique de l'écoulement de vapeur, notée j_{vcr}, pour laquelle l'entraînement de gouttelettes est amorcé. Elle est calculé comme suit :

$$\frac{\mu_l j_{vcr}}{\sigma} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/2} = N_\mu^{0,8} \qquad \text{pour} \quad N_\mu < 1/15 \tag{5.5}$$

$$\frac{\mu_l j_{vcr}}{\sigma} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/2} = 0{,}1146 \quad \text{pour} \quad N_\mu \geq 1/15 \tag{5.6}$$

où N_μ est le nombre de viscosité donné par :

$$N_\mu = \frac{\mu_l}{\left(\rho_l \sigma \sqrt{\frac{\sigma}{g\left(\rho_l - \rho_v\right)}}\right)} \tag{5.7}$$

Pour des températures pratiques d'évaporation ($0 < T_{sat} < 15$°C), aussi bien pour le CO_2 et le R-134a, le nombre de viscosité est inférieur à 1/15 ; il est donc calculé par l'*Eq* (5.5). Ce modèle de vitesse superficielle critique j_{vcr} montre l'importance de la tension superficielle, de la viscosité et des masses volumiques des phases vapeur et liquide sur le déclenchement de l'entraînement. La figure 5.9 montre les valeurs calculées de j_{vcr} pour le CO_2 et le R-134a, pour différentes températures de saturation. Pour le CO_2, le déclenchement de l'entraînement est prédit pour de plus faibles j_{vcr} comparé au R-134a, et ce sur toute la gamme de température choisie.

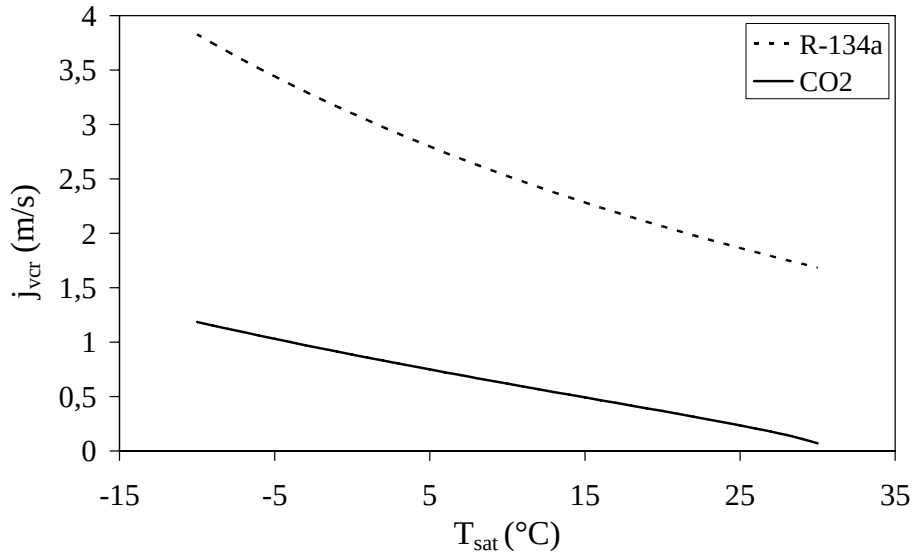


Figure 5.9 *Comparaison entre les vitesses superficielles critiques de vapeur du CO_2 et du R-134a.*

Par ailleurs, Collier et Thome (1994) ont suggéré la relation suivante pour exprimer j_{vcr} :

$$j_{vcr} = 1,5 \times 10^{-4} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v}} \frac{\sigma}{\mu_v} \tag{5.8}$$

En utilisant cette équation, la vitesse j_{vcr} est calculée pour différents fluides et les résultats sont présentés dans le tableau 5.3. Ce dernier montre clairement que les vitesses j_{vcr} du CO_2 sont nettement inférieures à celles des autres fluides.

Tableau 5.3 *Vitesse superficielle de vapeur correspondant au déclenchement de l'entraînement*

fluides	Conditions de test	j_{vcr} [m/s]
mélange air/eau	Pression atm., temp ambiante	17,3
R-22	T_{sat} = 5°C	1,0
R-134a	T_{sat} = 5°C	1,28
R-744	T_{sat} = 5°C	0,1

L'entraînement des gouttelettes de liquide est causé en partie par les forces de cisaillement induites par l'écoulement de vapeur se trouvant à une vitesse plus élevée. Cependant, du fait que le rapport de masse volumique liquide/vapeur est faible dans le cas du CO_2, le gradient de vitesse entre ces deux phases est réduit ; l'on doit s'attendre donc à ce que le taux d'entraînement soit ainsi modéré. Mais la faible tension superficielle rend la surface libre du film liquide, très instable et il est facile de lui arracher des gouttelettes. Ainsi, même sous l'effet de forces de cisaillement de faible intensité, l'entraînement de gouttelettes sera important.

Par ailleurs, l'entraînement de gouttelettes peut être provoqué aussi par l'éclatement de bulles de vapeur à l'interface liquide/vapeur, sous l'effet de l'ébullition nucléée. Sachant que cette dernière devrait être très active dans le cas du CO_2, cette source d'entraînement n'est pas négligeable. À cet effet, Milashenko et al. (1989) ont étudié ce type d'entraînement dans un écoulement annulaire de vapeur d'eau ascendant. Leurs données expérimentales du taux d'entraînement adimensionnel, noté E_b, a été corrélé par la relation suivante :

$$E_b = 1,75\left[\dot{q}\times 10^{-6}\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)\right]^{1,3} \tag{5.9}$$

Par exemple, à 0 °C et à une densité de flux de 20 kW/m², le taux d'entraînement par éclatement de bulles du CO_2 est dix fois plus élevé que celui du R-134a.

Il est à souligner que les corrélations (5.5), (5.8) et (5.9) n'ont pas été validées pour le CO_2. De ce fait, l'exactitude de leurs résultats obtenus avec le CO_2 est largement discutable. Il est plus ici question de rechercher un ordre de grandeur des valeurs relatives entre le CO_2 et le R-134a que les valeurs absolues fournies par ces corrélations.

Par ailleurs, Sun et Groll (2002) ont répertorié trois mécanismes pouvant provoquer l'apparition de l'écoulement annulaire : écoulement secondaire de type tourbillonnant dans le cœur de vapeur, présence de vagues de fortes amplitudes et mécanisme d'entraînement/déposition de gouttelettes de liquide. Ces mécanismes tendent, malgré la gravité, à amener du liquide à la paroi supérieure du tube pour former un film de liquide continu. Après une brève analyse de ces différents mécanismes, Sun et Groll (2002) ont conclu que dans le cas de l'ébullition du CO_2 c'est le phénomène d'entraînement/déposition qui maintient l'écoulement annulaire. En effet, les vagues formées par le cisaillement du film liquide « se cassent » et créent ainsi des sprays qui se déposent sur la partie supérieure du tube pour former un film liquide (Hewitt et Hall-Taylor, 1970). De ce fait, l'écoulement annulaire devrait être précoce dans le cas du CO_2 puisque l'apparition du phénomène entraînement/déposition a lieu prématurément.

Dans le cas des réfrigérants conventionnels, durant un écoulement de configuration annulaire, le mécanisme de l'entraînement/déposition des gouttelettes est en équilibre. En effet, les gouttelettes entraînées dans l'écoulement de vapeur retombent sous l'effet de la gravité. En revanche, en raison de la faible différence entre les masses volumiques liquide et vapeur du CO_2, le taux de gouttelettes redéposées est inférieur au taux de gouttelettes entraînées. Ainsi, au fil de la vaporisation, le déséquilibre entre l'entraînement et la déposition en faveur du premier réduit l'épaisseur du film liquide jusqu'à apparition de zones asséchées sur la paroi du tube ; c'est le déclenchement du phénomène de l'assèchement.

5.5 Le phénomène de l'assèchement

L'assèchement, représenté sur les figure 5.10 et figure 5.11, est caractérisé par une disparition partielle ou totale du film liquide, recouvrant la paroi du tube, habituellement rencontré dans l'écoulement de configuration annulaire. L'assèchement est considéré comme une forme de crise de l'ébullition qui a lieu à des flux thermiques modérés et qui apparaît à des titres de vapeur modérés ou élevés. De ce fait, il ne faut pas le confondre avec le phénomène de caléfaction, où un film de vapeur vient se nicher entre la paroi chaude et le liquide, qui a lieu pour de fortes densités de flux thermique. Tong et Tang (1997), ont recensé deux mécanismes causant l'assèchement :

- Assèchement à des *x* bas/modérés dû à la rupture de la couche liquide et causé par des instabilités de l'écoulement.
- Assèchement à des *x* élevés lors d'un écoulement annulaire causé par une disparition du film liquide au contact de la paroi chauffée, sous l'effet de l'entraînement et de la vaporisation.

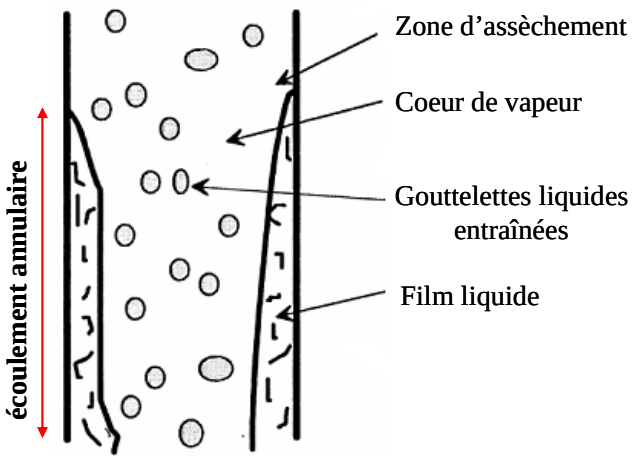


Figure 5.10 *Schématisation de l'assèchement dans un écoulement vertical, unicité du titre critique*

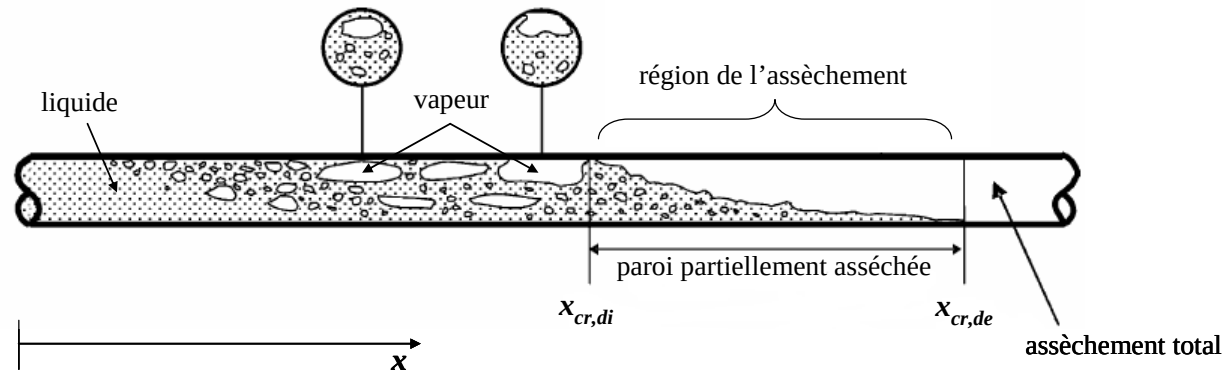


Figure 5.11 *Schématisation de l'assèchement dans un écoulment horizontal, présence de deux titres critiques*

Le titre en vapeur correspondant à l'assèchement est appelé titre critique et noté x_{cr}. En écoulement vertical, où l'effet de la gravité est symétrique, il est unique. Par contre, en

écoulement horizontal, durant l'écoulement annulaire, le film liquide est plus épais à la partie inférieure du tube comparé à la partie supérieure. Ainsi, l'assèchement débute d'abord au niveau de la partie supérieure du tube à un titre en vapeur noté, $x_{cr,di}$; et il est total à la partie inférieure du tube correspondant à un titre noté $x_{cr,de}$. La région délimitée par ces deux titres est appelée région de l'assèchement. La présence simultanée de ces deux titres critiques n'est pas toujours réalisée, elle dépend surtout de la vitesse massique. Plus cette dernière augmente, plus l'écart entre les deux titres diminue, en raison de la réduction de la stratification dans la région de l'assèchement.

Comme vu précédemment, la pression de saturation, en influençant les propriétés thermophysiques, joue un rôle important dans le déclenchement de l'assèchement. La vaporisation de la vapeur d'eau dans les tubes de refroidissement des réacteurs nucléaires, a lieu sous une forte pression. L'apparition de l'assèchement dans ces tubes est très dangereuse car il y a risque d'endommagement du tube dû à l'élévation brusque de la température de paroi. C'est pourquoi, plusieurs études expérimentales existent sur ce sujet, et donc bon nombre de données expérimentales de l'assèchement existe. Par exemple, Kon'Kov (1965) a développé une corrélation, *Eq*. (6.9), donnant le titre critique pour la vapeur d'eau. Étant donné que, la vaporisation de la vapeur d'eau et celle du CO_2 ont lieu à de fortes pressions, les données expérimentales de la première peuvent être utilisées pour le CO_2, à condition de respecter des critères de similitude (voir § 6.5.1). La corrélation de Kon'Kov (1965) montre clairement qu'à mesure que le flux massique ou/et la pression de saturation augmentent, le titre critique diminue (donc l'assèchement est plus précoce). En effet, l'augmentation de la vitesse massique ou/et de la pression provoque une apparition précoce de l'écoulement annulaire et accélère l'entraînement de gouttelettes, l'assèchement apparaît ainsi plus tôt.

Il est intéressant de souligner que l'influence de la vitesse massique sur la crise d'ébullition diffère selon qu'elle soit du type *DNB* ou assèchement. Dans une situation dominée par *DNB*, l'augmentation du flux massique engendre une forte turbulence, améliorant le transport de bulles et augmentant ainsi la densité de flux critique, alors que dans le cas de l'assèchement, l'augmentation du flux massique intensifie le phénomène d'arrachement des gouttelettes et réduit la densité de chaleur critique.

5.6 Évaporation convective dans un écoulement à brume « mist flow »

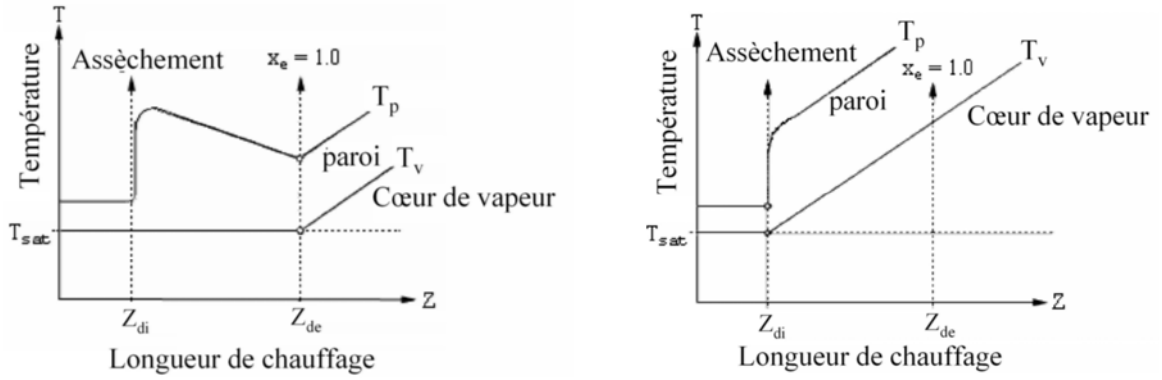
Une fois l'assèchement complété, le fluide s'écoule sous forme de vapeur entraînant de fines gouttelettes de liquide. Ce type d'écoulement est aussi appelé région déficitaire en liquide. Le coefficient d'échange thermique correspondant à cette région est considérablement inférieur à celui de la région pré-assèchement.

Un certain nombre de mécanismes de transfert de chaleur peuvent être relevés pour ce régime d'écoulement (Carey, 1992) :

- Transfert de chaleur par convection de la paroi du tube vers la vapeur ;
- Transfert de chaleur par convection de la vapeur vers les gouttelettes ;
- Évaporation des gouttelettes qui heurtent la paroi en mouillant sa surface ;
- Évaporation des gouttelettes s'approchant de la paroi mais sans la mouiller ;
- Transfert radiatif de la paroi vers les gouttelettes (négligeable dans notre cas) ;
- Transfert radiatif de la paroi vers la vapeur (négligeable dans notre cas).

Les deux premiers mécanismes de transfert de chaleur agissent en série de la paroi vers les gouttelettes. Les interactions entre les gouttelettes, la surface de la paroi et l'écoulement de vapeur sont assez complexes, et l'écoulement est généralement dans un état de non-équilibre thermique avec de la vapeur surchauffée et des gouttelettes à l'état liquide saturé. Il y a deux conditions extrêmes qui caractérisent le transfert de chaleur dans un écoulement à brume (Collier et Thome, 1994) :

- *Parfait équilibre thermodynamique*, l'échange de chaleur entre la phase vapeur et les gouttelettes de liquide entraînées est si rapide que la température de vapeur reste constante et égale à la température de saturation, jusqu'à l'évaporation totale des gouttelettes, voir figure 5.12a ;
- *État de déséquilibre thermodynamique total*, le transfert thermique entre d'une part, les gouttelettes de liquide entraînées et la phase vapeur, et d'autre part, entre la paroi et les gouttelettes, est si lent que leur présence peut être ignorée. Ainsi, la vapeur absorbe toute la chaleur, et sa température augmente, s'écartant ainsi de la température de saturation, voir figure 5.12b.



(a) *Parfait état d'équilibre thermodynamique* (b) *état de déséquilibre thermodynamique total*

Figure 5.12 *Situations extrêmes rencontrées en post-assèchement, Collier et Thome (1994)*

En réalité, l'écoulement est dans un état de non équilibre et se situe entre ces deux situations extrêmes. Aux vitesses massiques très élevées et aux pressions de saturation élevées, l'écoulement tend vers un état d'équilibre thermodynamique.

Ainsi, réellement, en post-assèchement, la température du cœur de vapeur n'est a priori pas connue, ce qui constitue une complication supplémentaire dans la description et la modélisation de ce processus.

Un autre aspect qui complique la situation dans la région post-assèchement est le titre en vapeur réel. L'équilibre thermodynamique, représenté par la figure 5.12a, signifie que toute la chaleur absorbée par le fluide sert à vaporiser le liquide, et donc le titre en vapeur d'équilibre localisé à z est $x_e(z)$. D'un autre côté, si toute la chaleur est utilisée pour surchauffer la vapeur après l'apparition de l'assèchement, comme le montre la figure 5.12b, le titre en vapeur reste fixé au point d'assèchement, $x_{di}(z)$. En réalité, le titre en vapeur réel $x_a(z)$ est plus petit que le titre en vapeur d'équilibre et il est compris dans l'intervalle $x_{di}(z) < x_a(z) < x_e(z)$.

Le diagramme de Mollier montre que le titre en vapeur d'équilibre s'écrit :

$$x_e = \frac{h - h_{l,sat}}{h_{v,sat} - h_{l,sat}} = \frac{h - h_{l,sat}}{Lv} \tag{5.10}$$

h étant l'enthalpie de l'écoulement diphasique au titre en vapeur considéré, $h_{l,sat}$ et $h_{v,sat}$ sont respectivement les enthalpies des phases liquide saturé et vapeur saturée. Le titre réel en vapeur s'écrit :

$$x_a = \frac{h - h_{l,sat}}{h_{v,a} - h_{l,sat}} = \frac{x_e\ Lv}{h_{v,a} - h_{l,sat}} \tag{5.11}$$

$h_{v,a}$ est l'enthalpie réelle de la phase vapeur. Lorsqu'il y a déséquilibre thermodynamique, la vapeur est surchauffée, alors $h_{v,a} > h_{v,sat}$. Dans ce cas, la comparaison des *Eq*. (5.10) et (5.11) montre bien que $x_a < x_e$. En équilibre thermodynamique, la phase vapeur est saturée, alors
$h_{v,a} = h_{v,sat}$, on retrouve bien $x_a = x_e$. Ces deux cas sont illustrés par la figure 5.13.

La figure 5.13 représente la situation physique qui prévaut dans la région post-assèchement d'un écoulement dans un tube vertical de diamètre D et uniformément chauffé par densité de flux imposée. L'assèchement a lieu après l'abscisse z_{di} et il y a équilibre thermodynamique jusqu'à ce point. Un bilan massique indique que tout le liquide est évaporé à l'abscisse z_e si l'équilibre est maintenu. Cependant, dans la situation réelle représentée sur la figure 5.13, après l'assèchement, une fraction seulement de la densité de flux, notée κ, sert à évaporer le liquide dans la région post-assèchement, alors que le reste est utilisé pour surchauffer le cœur de vapeur. Le liquide est ainsi complètement évaporé seulement si l'abscisse z_a est atteinte.

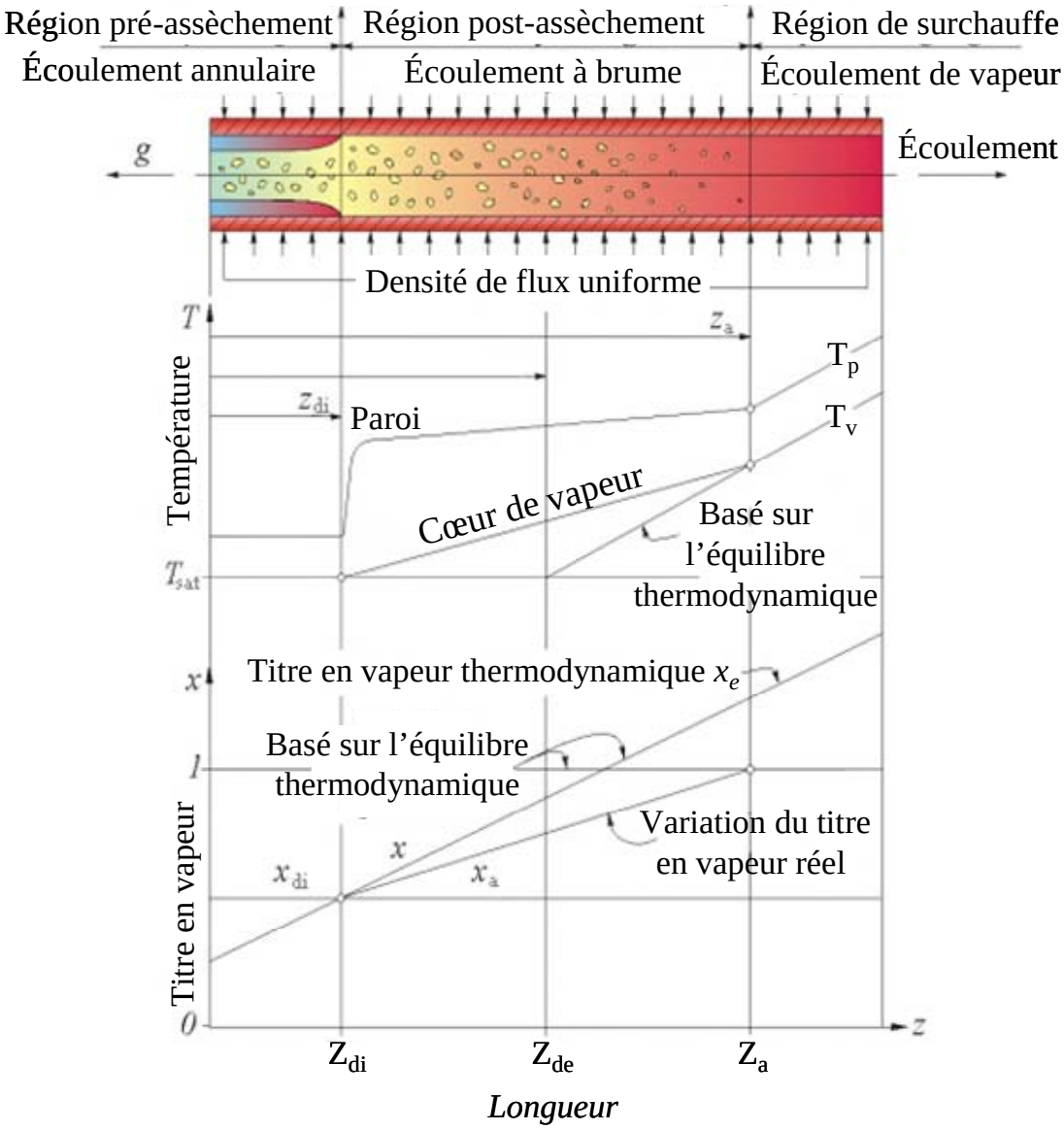


Figure 5.13 *Déséquilibre thermodynamique en post-assèchement*

5.7 Description des études expérimentales portant sur la vaporisation du CO_2

5.7.1 Études sur la vaporisation en macro-canaux

Le tableau 2.1 recense les principales études expérimentales sur la vaporisation du CO_2 en macro-canaux en y mentionnant la géométrie des tubes testés ainsi que les conditions opératoires utilisées. Les gammes des conditions opératoires des études réunies sont les suivantes : $85 \leq G \leq 1440$ kg/m²s, $3 \leq \dot{q} \leq 58$ kW/m², $-25 \leq T_{sat} \leq 20$ °C et la gamme de diamètre des tubes testés est de $4 \leq D \leq 10{,}06$ mm. Exceptés l'étude de Choi et al. (2002) (tube lisse) et Jeong et al. (2005) (tube micro-aileté), toutes les autres études ont été réalisées avec des tubes horizontaux.

Bredesen *et al.* (1997) ont été les premiers à avoir obtenu expérimentalement les coefficients d'échange de chaleur et les pertes de pression de la vaporisation du CO_2. Ils ont observé un accroissement du coefficient d'échange avec l'augmentation du titre de vapeur

pour une température variant entre -25 et -10 °C (figure 5.14 et figure 5.15). Cependant, pour une température de 5 °C, le coefficient d'échange est plus ou moins constant avant une certaine valeur du titre de vapeur puis décroît au-delà de cette valeur. Les auteurs ont aussi constaté que les coefficients d'échange sont plus élevés que ceux correspondants aux réfrigérants classiques pour les mêmes conditions opératoires. Cependant, pour des températures de saturation négatives, le coefficient de transfert de chaleur adopte un même comportement que dans le cas des réfrigérants classiques. Il est à souligner aussi que les données expérimentales de Bredesen *et al.* sont assez dispersées et présentent quelques anomalies pour le test correspondant au flux massique de 300 kg/m²s, comme l'ont souligné Hwang *et al.* (1997). Concernant les pertes de pression, les auteurs ont observé qu'elles sont proportionnelles au carré de la vitesse massique et qu'elles décroissent avec l'augmentation de la température de saturation.

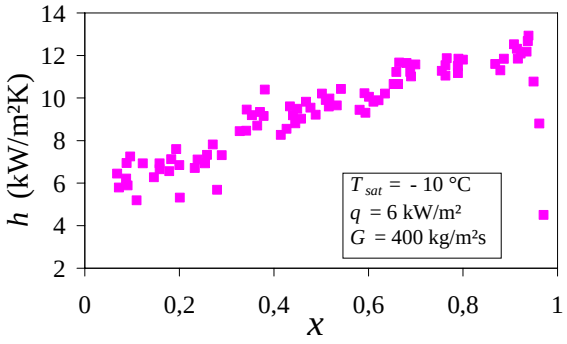


Figure 5.14 *Coefficients d'échange de chaleur expérimentaux de Bredesen et al. (1997)*

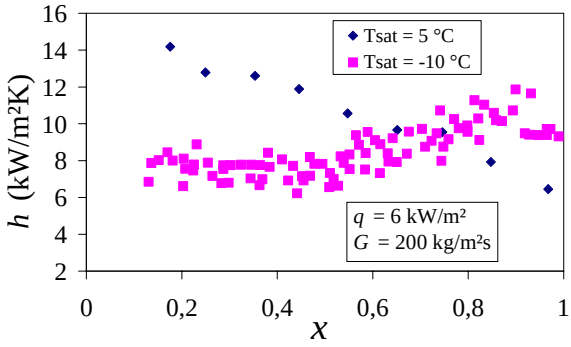


Figure 5.15 *Comparaison entre les coefficients d'échange de chaleur obtenus pour T_{sat} = -10 °C et T_{sat} = 5 °C*

Knudsen et Jensen (1997) ont utilisé pour leurs tests un tube en acier inoxydable de 1,2 m de longueur et de 10,06 mm de diamètre. Ils ont constaté que les coefficients d'échange de chaleur sont 1,9 fois supérieurs à ceux prédits par la corrélation de Shah (1982) (§ A.2.1). Ils ont aussi noté que les pertes de pression mesurées sont faibles et de même ordre de grandeur que les incertitudes de mesure.

Yun *et al*. (2003a) ont étudié les caractéristiques du transfert de chaleur lors de la vaporisation du CO_2 dans un tube en acier inoxydable de 1,4 m de longueur. Les auteurs ont noté que le coefficient de transfert de chaleur décroît avec l'augmentation du titre de vapeur, en raison d'un assèchement qui apparaît à de plus faibles titres comparé à ceux des réfrigérants conventionnels. Ce comportement du coefficient d'échange est similaire à celui obtenu par Bredesen *et al.* (1997) pour une température de 5 °C. À mesure que la densité de flux augmente, les coefficients d'échange de chaleur sont significativement améliorés aux faibles titres, alors que l'influence de la densité de flux diminue une fois que l'assèchement s'est produit. L'impact de la vitesse massique sur le coefficient de transfert de chaleur est relativement faible aux faibles titres, mais l'augmentation de la vitesse massique accélère la formation de l'assèchement (figure 5.16). Les coefficients de transfert de chaleur aux bas titres de vapeur augmente avec l'accroissement de la température, mais en même temps l'apparition de l'assèchement est encore plus précoce. Le comportement du coefficient de transfert de chaleur aux faibles titres de vapeur indique clairement une prédominance de l'ébullition nucléée. La figure 5.17 montre une confrontation entre les coefficients d'échange de chaleur du CO_2 et du R134a pour les mêmes conditions opératoires. Les coefficients de chaleur du CO_2 sont en moyenne 47 % plus élevés que ceux du R-134a.

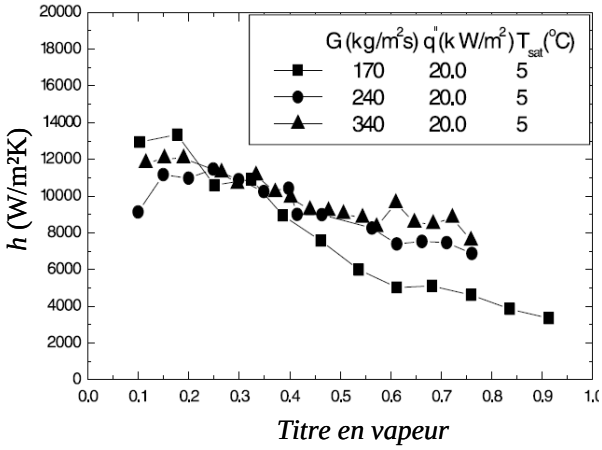


Figure 5.16 *Coefficients d'échange de chaleur expérimentaux de Yun et al. (2003a)*

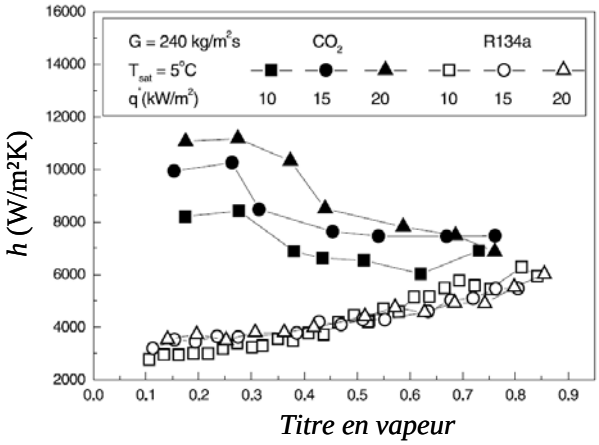


Figure 5.17 *Comparaison entre le coefficient d'échange de chaleur du CO_2 avec celui du R-134a, d'après Yun et al. (2003a)*

Koyama et al. (2004) ont conduit des expériences sur la vaporisation du CO_2 pur et des mélanges de CO_2 et d'huile de type PAG dans un tube lisse en cuivre et dans un tube à micro-ailettes (tubes rainurés). La concentration d'huile variait de 0,04 à 7 %. La section de test était composée d'un tube coaxial siège de transfert de chaleur entre le CO_2, circulant dans le tube intérieur et de l'eau chaude circulant en contre courant dans l'espace annulaire. Dans le cas du CO_2 presque pur (0,03 % de concentration d'huile en masse), les valeurs du coefficient de transfert de chaleur dans le tube lisse sont légèrement plus élevés que ceux du tube à micro-ailette. Or, généralement avec les réfrigérants classiques, les tubes à micro-ailette offre un meilleur coefficient d'échange que les tubes lisses. Cependant, les auteurs ont noté que la chute du coefficient d'échange, engendrée par l'accroissement de la concentration d'huile, est moins importante dans le cas du tube à micro-ailette. Les pertes de pression dans le tube à micro-ailette sont légèrement plus élevées que dans le tube lisse.

Yoon et al. (2004) ont obtenu expérimentalement les coefficients d'échange de chaleur ainsi que les pertes de pression de l'évaporation du CO_2. Ils ont constaté, comme Yun et al. (2003a), un assèchement précoce qui provoque une chute du coefficient de transfert de chaleur à des titres de vapeur modérés. Ils ont aussi constaté qu'aux faibles titres de vapeur, le coefficient de transfert augmente légèrement avec l'augmentation du titre. Aux faibles titres de vapeur, le coefficient de transfert de chaleur augmente avec la température jusqu'à 5 °C, mais décroît lorsque T_{sat} dépasse cette valeur. Par contre, aucune influence significative de T_{sat} aux titres élevés n'a été constatée. Aussi, la densité de flux influence positivement le coefficient d'échange de chaleur, démontrant encore ici la prédominance de l'ébullition nucléée. Similairement à Bredesen *et al.* (1997), les auteurs, ont noté une augmentation de la chute de pression à mesure que la vitesse massique augmente et une diminution à mesure que la température de saturation augmente, en raison de la variation des propriétés thermophysiques.

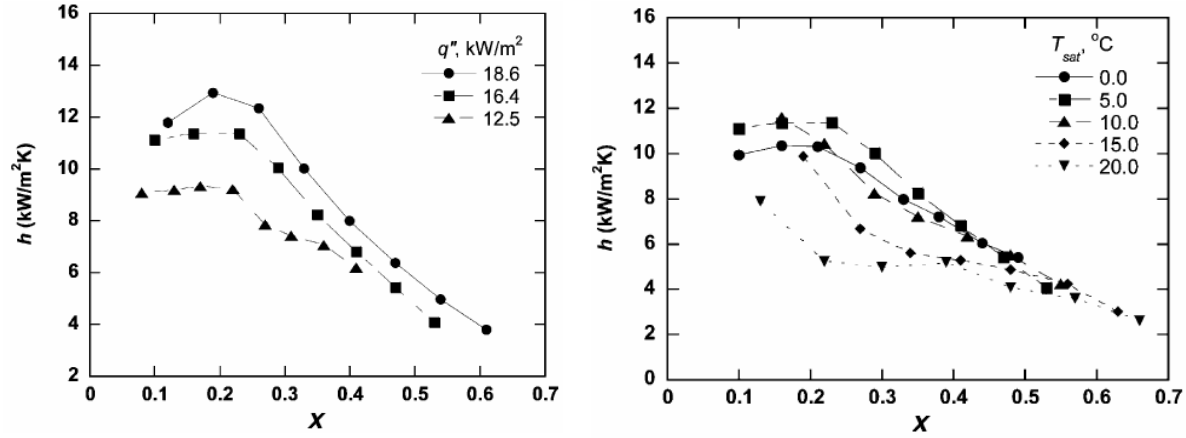


Figure 5.18 *Coefficients d'échange de chaleur expérimentaux de Yoon et al. (2004). À gauche, G = 318 kg/m² et T_{sat} = 5 °C. À droite, G = 318 kg/m²s et $\dot{q}$ =16,4 kW/m²*

Choi et al. (2002) sont les seuls à avoir réalisé une étude sur la vaporisation du CO_2 dans un tube vertical lisse. Les auteurs ont obtenu expérimentalement les coefficients d'échange de chaleur. Contrairement, aux autres études, Choi et al. (2002) ont trouvé que le coefficient d'échange de chaleur augmente à mesure que le titre en vapeur augmente en raison de la prédominance de l'évaporation convective (figure 5.19). Cependant, lorsque le titre en vapeur atteint une certaine valeur, le coefficient d'échange décroît brusquement, encore une fois à cause de l'assèchement qui apparaît précocement. Par ailleurs, les auteurs ont confronté leurs données expérimentales, obtenues avec un tube vertical, à celles obtenues par Cho et al. (2000) avec un tube horizontal (figure 5.17). Il en ressort que contrairement au tube vertical, où le coefficient d'échange de chaleur croit avec le titre de vapeur, le coefficient *h* (représenté par le nombre de Nusselt sur la figure 5.17) décroît uniformément avec l'augmentation du titre en vapeur. Le comportement du coefficient d'échange de chaleur correspondant au tube horizontal est similaire à celui obtenu par Yoon *et al*. (2004) et de Yun *et al*. (2003a).

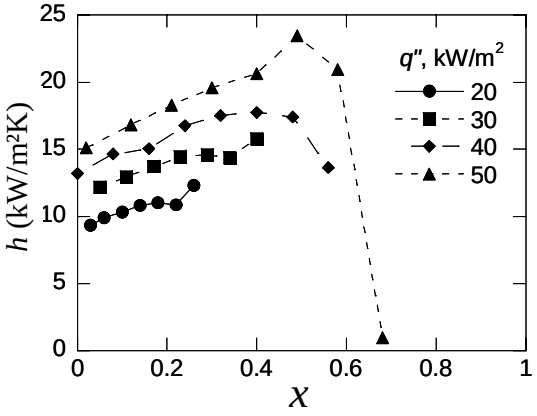


Figure 5.19 *Coefficients d'échange de chaleur expérimentaux pour un tube vertical T_{sat} = 0 °C et G = 500 kg/m²s, d'après Choi et al. (2002),*

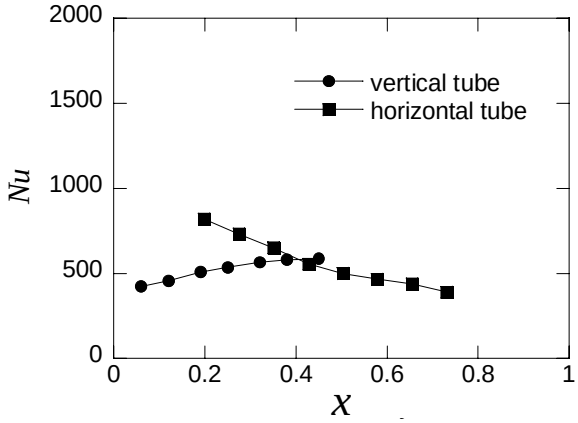


Figure 5.20 *Impact de l'orientation du tube sur le transfert de chaleur, (vertical: T_{sat} = 5 °C, $\dot{q}$ = 20 kW/m², G = 320 kg/m²s, horizontal: T_{sat} = 3.4 °C, $\dot{q}$ = 20 kW/m², G = 320 kg/m²s), d'après Choi et al. (2002)*

Concernant les visualisations d'écoulement de la vaporisation du CO_2 dans les macro-canaux lisses, aucune étude n'a été publiée dans la littérature non confidentielle. Cependant, Schael et Kind (2005) ont conduits des visualisations d'écoulement horizontal dans des tubes micro-ailetés. Elles ont été classifiées par les auteurs en trois régions : à vagues stratifié, à poches et annulaire. Cette dernière est la configuration d'écoulement dominante en raison de la présence des ailettes en spirale sur la surface interne du tube. Schael et Kind (2005) ont par ailleurs obtenu les coefficients d'échange de chaleur de la vaporisation dans un tube lisse ; contrairement aux résultats de Koyama *et al.* (2004), ils ont trouvé que le coefficient d'échange du tube à micro-ailette est largement supérieur à celui du tube lisse.

5.7.1.1 Synthèse sur les études expérimentales de la vaporisation en macro-canaux

Des résultats des études expérimentales sur la vaporisation du CO_2 dans les macro-canaux, listées dans le tableau 5.4, il en ressort les constatations suivantes :

- Concernant les tubes lisses, exceptée l'étude de Choi et al. (2002), toutes les autres ont porté sur des écoulements diphasiques horizontaux ;
- Aucune étude n'a été menée sur les visualisations des configurations d'écoulement dans les tubes lisses. Toutefois, Schael et Kind (2005) ont mené des visualisations d'écoulement dans un tube micro-aileté. Les principales configurations d'écoulements recensées par les auteurs sont : à vagues stratifié, à poches (ou intermittent) et annulaire ;
- Les coefficients d'échange de chaleur du CO_2 sont nettement supérieurs à ceux du R-134a. Á titre d'exemple, Yun et al. (2003a) ont noté un écart positif en faveur du CO_2 de 47 % pour les conditions opératoires associées à la figure 5.17.
- La forte ébullition nucléée générée par la vaporisation du CO_2 est la raison avancée pour expliquer les coefficients d'échange de chaleur élevés. Cela confirme les prévisions de la figure 5.7 ;
- Les corrélations habituellement utilisées pour la vaporisation des réfrigérants conventionnels donnent de mauvaises prédictions du coefficient d'échange diphasique du CO_2;

- Les coefficients d'échange de chaleur montrent un comportement différent selon la température de saturation (et donc de la pression réduite), voir par exemple la figure 5.17. Lorsque la température de saturation est basse (largement en dessous de 0), le coefficient d'échange de chaleur du CO_2, tout en étant supérieur à celui du R134a, montre une évolution en fonction du titre en vapeur similaire à celle du R134a. Dans ce cas, le coefficient d'échange croît avec l'augmentation du titre en raison de la prédominance de l'évaporation convective. En revanche, avec l'élévation de la température de saturation, l'ébullition nucléée devient le mécanisme dominant et l'assèchement apparaissant de plus en plus tôt ; ainsi le coefficient d'échange de chaleur du CO_2 adopte un comportement foncièrement différent de celui du R-134a ;
- Aux températures de saturation positives, le coefficient d'échange de chaleur chute à de faibles titres en vapeur (environ $0{,}2 < x < 0{,}3$). La précocité de l'apparition de l'assèchement est suggérée par les auteurs pour expliquer cette décroissance de *h*. Ce point est discuté plus en détail ci-dessous ;
- Les pertes de pression de la vaporisation du CO_2 sont plus faibles que dans le cas du R134a. En effet, en raison du faible rapport de masse volumique liquide/vapeur, l'accélération de la phase vapeur due à son expansion est réduite. La faible viscosité de la phase liquide minimise aussi les pertes de pression.

Concernant les raisons de la chute du coefficient d'échange à de faibles titres en vapeur, les auteurs suggèrent un assèchement précoce. En effet, dû aux pressions réduites élevées impliquées lors de l'ébullition du CO_2, l'assèchement devrait avoir lieu prématurément, voir §5.5. Nous avons vu que la vitesse massique est un facteur prépondérant dans le déclenchement de l'assèchement ; plus celle-ci augmente, plus le risque d'avoir un assèchement précoce est important. Cependant, la chute des coefficients d'échange de chaleur expérimentaux, obtenus par les études de Yoon *et al.* (2004), de Yun *et al.* (2003a), de Bredesen *et al.* (1997) (pour le cas où $T_{sat} = 5$ °C) et de Cho et al. (2000), apparaît à des titres en vapeur (environ $0{,}2 < x < 0{,}3$) et à des vitesses massiques (n'excédant pas 340 kg/m²s) beaucoup trop faibles pour que ça soit dû à l'assèchement. Cette diminution du coefficient d'échange est plutôt engendrée, comme l'expliquent Thome et El Hajal (2004) et Cheng *et al.* (2006), par la suppression progressive de l'ébullition nucléée. Cette dégradation du coefficient d'échange de chaleur n'est pas contrebalancée par l'évaporation convective à mesure que *x* augmente, comme c'est le cas avec les réfrigérants classiques, en raison de la faible contribution de ce régime thermique aux transferts de chaleur.

Tableau 5.4 *Récapitulatif des études expérimentales sur la vaporisation du CO_2 dans les macro-canaux*

Source des données	Géométrie des tubes et matériaux	D_h [mm]	T_{sat} [°C]	p_r	G [kg/m²s]	$\dot{q}$ [kW/m²]	Mode de chauffage
Bredesen et al. (1997)	Mono-canal circulaire, aluminium	7,0	-25 à 5	0,22 à 0,53	200 à 400	3 ; 9	Effet joule, fils chauds entourant la section de test
Yoon et al. (2004)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable	7,73	-4 à 20	0,42 à 0,77	212 à 530	12 à 20	Effet joule, application d'un courant continu
Yun et al. (2003a)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable	6,0	5 ; 10	0,54 ; 0,61	170 à 320	10 à 20	Effet joule, application d'un courant continu
Koyama et al. (2004)	Mono-canal circulaire, lisse et à micro-ailette, cuivre	4,4 (lisse) 4,9 (aileté)	-5,6 à 14,3	0,4 à 0,67	360 à 650		Eau chaude
Choi et al. (2002)	Mono-canal circulaire, tube vertical, acier inoxydable	4,55	5 à 10	0,54 à 0,61	300 à 600	20 à 60	Effet joule, application d'un courant continu
Jeong *et al.* (2005)	Mono-canal circulaire hélicoïdal, acier inoxydable	3,0	-7 ; 10	0,39 ; 0,61	236 ; 390 ; 393 ; 590 ; 786 ; 1179	10 ; 20 ; 21	Effet joule
Sawant et al. (2003)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable	8,0	5 ; 10	0,54 ; 0,61	250 ; 500 ; 650	24 à 58	Eau chaude
Schael et Kind (2005)	Mono-canal circulaire, lisse (en nickel) et micro-aileté (en cuivre)	14 (lisse) ; 9,07 (aileté)	5	0,54	75 à 250	120	Effet joule, fils chauds entourant la section de test

5.7.2 Études de la vaporisation en mini-canaux

Depuis 2000, un certains nombre d'études portant sur la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux ont été publiées. Elles ont consisté principalement à obtenir expérimentalement les coefficients d'échange de chaleur et les pertes de pression. Ces études sont recensées dans le tableau 5.5.

5.7.3 Étude de Hihara et Tanaka (2000)

Hihara et Tanaka (2000) ont été les premiers à obtenir expérimentalement les coefficients de transfert diphasique locaux de l'ébullition du CO_2 dans un tube de faible diamètre. Le tube testé était en inox, de section circulaire avec un diamètre interne de 1 mm et placé horizontalement. Les résultats de cette étude sont illustrés sur la figure 5.21.

Les coefficients d'échange de chaleur avant l'apparition de l'assèchement sont très peu dépendant de la vitesse massique et du titre de vapeur. Cependant, ils augmentent avec la densité de flux. Le titre critique, pour lequel l'assèchement est amorcé, diminue à mesure que la vitesse massique augmente. Il vaut environ 0,4 pour une vitesse massique de 1440 kg/m²s, 0,6 pour une vitesse massique de 720 kg/m²s, et 0,8 pour une vitesse massique de 360 kg/m²s. Une fois le titre critique atteint, le transfert thermique chute brusquement. Les auteurs notent que généralement pour de faibles titres de vapeur, l'ébullition nucléée est prédominante. Dans ce cas, la densité de flux influence favorablement le coefficient de transfert. Pour des titres de vapeur plus élevés, l'ébullition nucléée tend à disparaître au profit de l'évaporation convective qui s'opère à l'interface liquide-vapeur. Dans cette situation, le coefficient de transfert thermique augmente à mesure que le titre augmente car la vitesse du film liquide s'accélère due à l'expansion du volume spécifique de la vapeur par l'évaporation du liquide. A partir des résultats de cette étude, les auteurs constatent que l'évaporation convective ne semble pas contribuer à l'échange thermique, car les coefficients d'échange sont indépendants de la vitesse massique et du titre de vapeur. Les auteurs notent aussi que la température de saturation utilisée dans leur étude est proche de la température critique du CO_2, et donc le rapport du volume spécifique de vapeur à celui du liquide est plus petit que celui des autres réfrigérants. Par conséquent, la vitesse relative de la phase vapeur n'est pas assez élevée pour que la contribution de l'évaporation convective dans le processus du transfert de chaleur soit significative.

L'analyse des données expérimentales a montré l'influence marquée de la densité de flux thermique sur les coefficients d'échange dans la région pré-assèchement, alors que ces derniers ne semblent pas être affectés par la vitesse massique dans cette même région. L'étude a montré également l'apparition de l'assèchement de manière précoce, provoquant une chute des coefficients de transfert thermique, et que le titre critique est très dépendant de la vitesse massique. Ceci a permis de constater que l'évaporation convective ne contribue pas assez à l'échange thermique. Cependant, l'étude expérimentale aurait été complète si les auteurs avaient entrepris des mesures du coefficient de transfert thermique pour différentes températures de saturation.

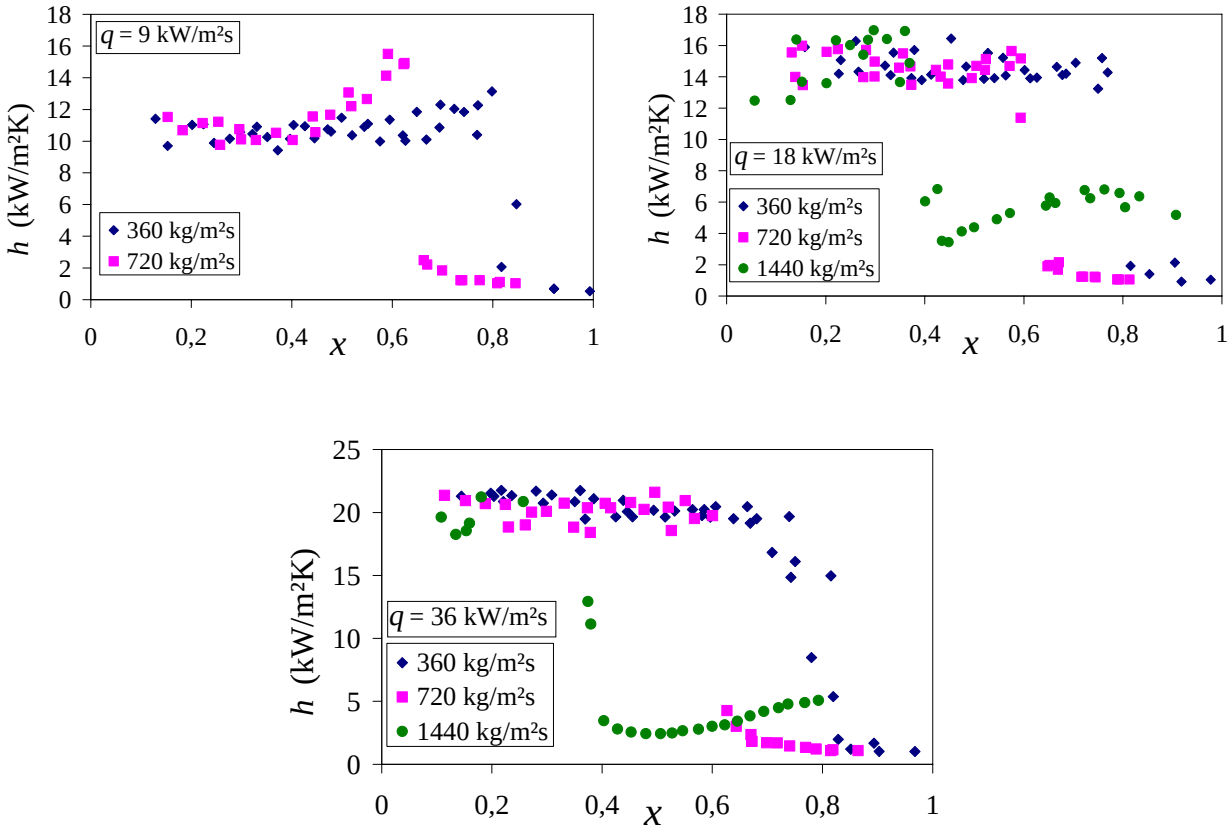


Figure 5.21 *Coefficients de transfert thermique obtenus expérimentalement par Hihara et Tanaka (2000)*

5.7.4 Études de Pettersen

Pettersen (2002, 2004) a entrepris deux études expérimentales sur l'ébullition forcée du CO_2 dans un tube extrudé à multi-canaux. L'une d'elles a consisté à l'obtention des coefficients de transfert thermique et des pertes de pression. La deuxième étude a porté sur une visualisation des configurations d'écoulement dans un mini-canal.

5.7.4.1 Visualisation des configurations d'écoulement

Pour mener cette étude, Pettersen a utilisé un tube en quartz transparent d'un diamètre interne de 0,98 mm. Ce tube, placé horizontalement, a été recouvert d'un revêtement transparent et électriquement conducteur. Un courant électrique continu appliqué à ce revêtement a permis de chauffer le tube. Les configurations d'écoulement ont été filmées par une caméra vidéo à une fréquence de 4000 à 8000 images par secondes. Le titre de vapeur a été obtenu par bilan thermique. Les tests ont été réalisés à une température de 20 °C et 0 °C et un flux massique variant de 100 à 580 $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$.

La figure 5.22 montre des images de configurations d'écoulement à une vitesse massique nominale de 375 $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ et un x variant de 0,12 à 0,99. L'écoulement était principalement du type annulaire à vagues, avec un fort taux d'entraînement de gouttelettes liquide dans le cœur de vapeur. Le film liquide en contact avec la paroi était très irrégulier, et à cause des gouttelettes entraînées, le film s'amincissait et ce même à des titres de vapeur modérés. Aux faibles x, l'écoulement était du type à bulles dispersées (bulles isolées), et l'ébullition nucléée pouvait être clairement observée. Á x = 0,99 subsistait une certaine quantité de gouttelettes

liquide entraînées, indiquant une situation de non équilibre thermodynamique où la phase vapeur est surchauffée. Aux faibles flux massiques, l'écoulement de type intermittent a été observé aux *x* faibles/modérés. L'écoulement de type stratifié n'a été observé dans aucun des tests en condition diabatique.

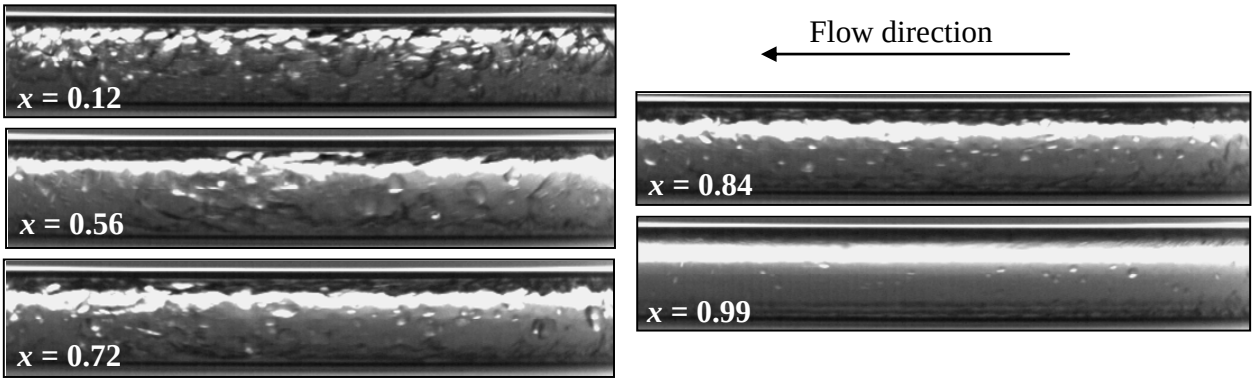


Figure 5.22 *Configurations d'écoulement dans un tube horizontal de 0,98 mm de diamètre à T_{sat} = 20 °C, $\dot{q}$ =13 kW/m², G = 375 kg/m²s, et à différents titres de vapeur x*

La figure 5.23 montre quelques images prises à d'autres vitesses massiques. La photo correspondante à G = 260 kg·m^{-2}·s^{-1} et x = 0,27 montre une configuration d'écoulement à bouchons, où le liquide à la face avant du bouchon crée un " nez " oblong qui s'allonge dans le cœur de l'écoulement. De larges poches se détachaient de ce nez et se déplaçaient dans le cœur de l'écoulement. Ce mécanisme, d'après l'auteur, semblait être une importante source d'entraînement, alors que les forces de cisaillement induites aux sommets des vagues semblaient ne contribuer que faiblement à la création de l'entraînement. Ce dernier type de mécanisme peut être observé sur la photo prise à x = 0,63.

Au flux massique élevé de 580 kg·m^{-2}·s^{-1}, l'écoulement était du type annulaire et avec un écoulement dispersé de gouttelettes liquide dans le cœur de vapeur. Le film liquide apparaissait très mince, même à des *x* modérés, et il y avait une différence de vitesse notable entre le film et le brouillard.

La dernière photo de la figure 5.23 a été prise à une température de saturation de 0 °C ; les autres conditions de test sont similaires à celles du test effectué à x = 0,72 de la figure 5.22. La diminution de la température de saturation a engendré un film de liquide plus épais, et un taux d'entraînement plus faible. La taille des gouttelettes était plus petite que celle obtenue à la température de 20 °C. À 0°C, la tension superficielle est plus élevée, réduisant le taux d'entraînement et donnant un film liquide plus stable.

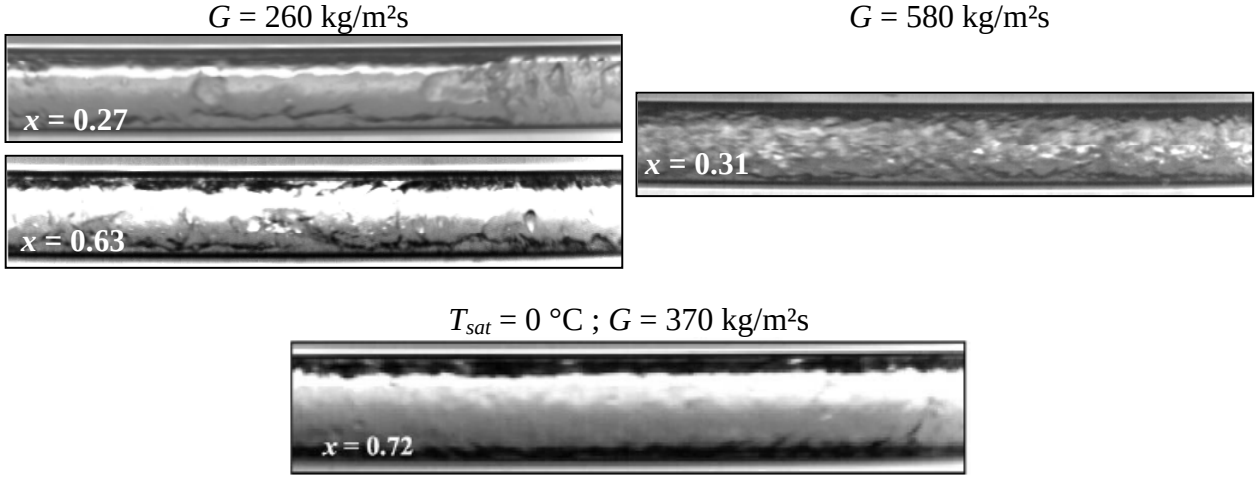


Figure 5.23 *Configurations d'écoulement à des vitesses massiques de 260 et de 580 kg/m²s, T_{sat} = 20 °C, $\dot{q}$ = 13 kW/m², et une observation à T_{sat} = 0 °C (G = 370 kg/m²s, $\dot{q}$ = 13 kW/m²)*

La figure 5.24 montre toutes les observations de configurations d'écoulement à T = 20 °C et q = 13 kW·m^{-2} regroupées dans une carte d'écoulement, ayant comme coordonnées les vitesses superficielles des phases vapeur et liquide (à droite) et x/G (à gauche). L'écoulement intermittent inclut les configurations à bouchons, à bulles, et à bulles allongées. Les lignes de transition approximatives entre les différentes configurations d'écoulement sont indiquées. Ces lignes sont, comme le reconnaît l'auteur, très approximatives en raison du faible nombre de points expérimentaux.

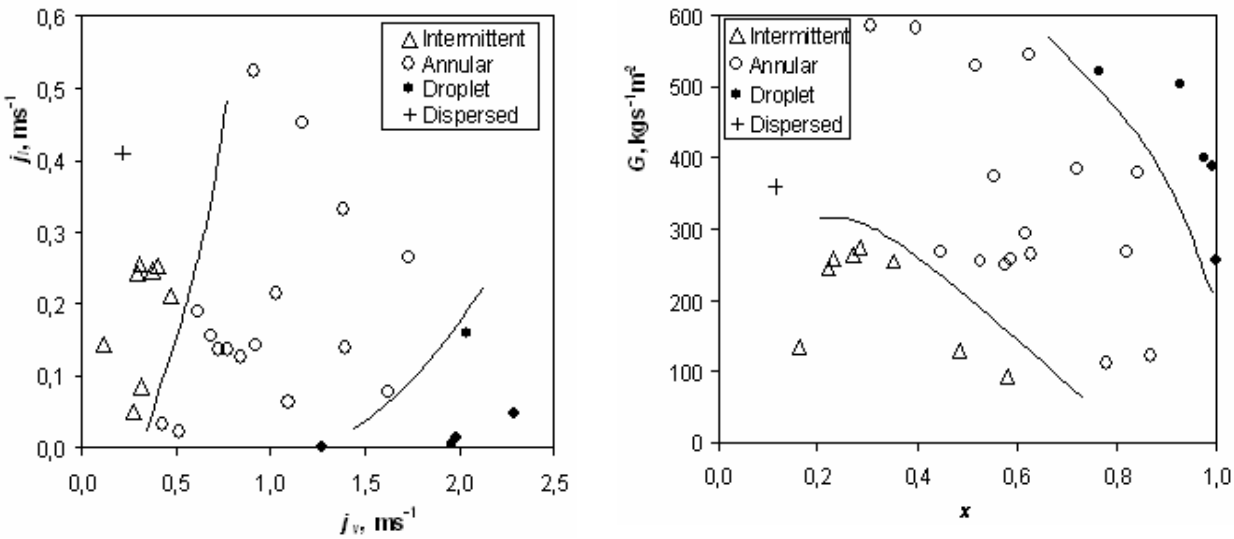


Figure 5.24 *Cartes de configurations d'écoulement, proposées par Pattersen (2004), en coordonnées (j_v, j_l) (à droite), et en coordonnées (x, G) (à gauche).*

Du diagramme x/G, la dominance de l'écoulement intermittent aux faibles G et la dominance de l'écoulement annulaire aux G élevés peuvent être observées. L'entraînement de gouttelettes augmente à mesure que G est plus élevé.

En conclusion, les observations des configurations d'écoulement ont montré une dominance des régimes d'écoulement intermittents et annulaires, le dernier apparaissant plus

précocement à mesure que le flux massique augmente. L'entraînement augmente aux vitesses massiques plus élevées, rendant le film liquide très irrégulier, en provoquant l'assèchement et une chute du coefficient de transfert thermique aux titres modérés en vapeur.

5.7.4.2 Étude sur le transfert thermique

Pour cette étude, Pettersen a utilisé un tube à mini-canaux extrudé en aluminium comprenant 25 canaux circulaires de 0,81 mm de diamètre et 0,54 m de longueur. Le tube extrudé était chauffé par de l'eau circulant dans un tube de 5,6 mm de diamètre. Ce dernier enroulait le tube de test en formant des spirales. Ce procédé de chauffage, illustré sur la figure 5.25, permet de reproduire les mêmes conditions aux limites d'un évaporateur réel (densité de flux et température de paroi non imposées).

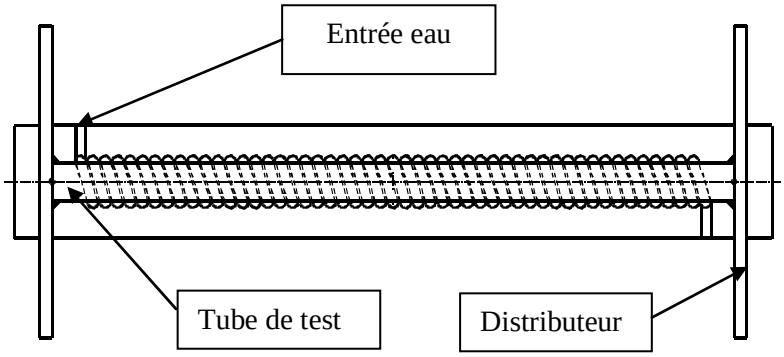


Figure 5.25 *Dispositif de chauffage du tube de test par eau, utilisé par Pettersen (2004)*

La méthode expérimentale utilisée par l'auteur ne lui a pas permis de mesurer localement *h* et *x*, et les résultats sont donc des valeurs moyennées le long de la section d'essai.

La figure 5.26 montre l'influence de la densité de flux de chaleur sur le coefficient de transfert thermique, pour T_{sat} = 10 °C et G = 280 kg·m^{-2}·s^{-1} (à gauche) et G = 570 kg·m^{-2}·s^{-1} (à droite). Les barres horizontales dans la figure de gauche montrent la variation de *x* à travers la section d'essai. Dans les autres diagrammes, seulement les points moyennés sont représentés, pour permettre une meilleure lisibilité. La variation du flux de chaleur a un effet prépondérant sur le transfert thermique aux faibles/modérés *x*, alors que son impact est très faible aux *x* plus élevés. On peut observer une chute soudaine du transfert thermique à mesure que *x* augmente. Elle est plus précoce à mesure que le flux thermique et surtout la vitesse massique augmentent. Le coefficient de transfert thermique à $\dot{q}$ = 10 kW·m^{-2} est à peu prés le même pour les deux niveaux de flux massique, aux faibles *x*. Cela prouve l'influence du flux de chaleur sur le coefficient *h*, indiquant la domination de l'ébullition nucléée.

La figure 5.27 montre les effets de la variation du flux massique, pour une densité de flux de $\dot{q}$ = 10 kW·m^{-2} et T_{sat} = 0 °C (à gauche) et 10 °C (à droite). Ici aussi, la chute du transfert thermique à mesure que *x* augmente est clairement observée, particulièrement aux températures et aux flux massiques élevés. Une autre observation intéressante est le faible impact de la variation du flux massique et du titre de vapeur (tous deux étant liés à la vitesse d'écoulement) sur le transfert thermique. Cela prouve clairement que l'ébullition nucléée est le mécanisme dominant du transfert thermique. L'augmentation du coefficient de transfert thermique à mesure que la température de saturation augmente est également une indication de la prédominance de l'ébullition nucléée.

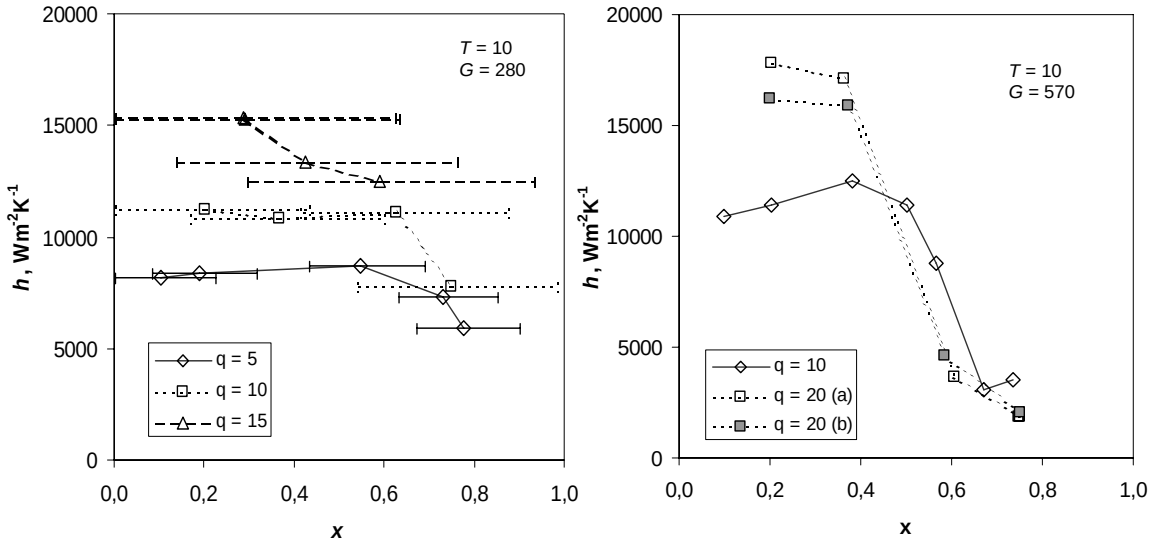


Figure 5.26 *Coefficients de transfert de chaleur en fonction du titre en vapeur, pour des densités de flux 5, 10, 15 et 20 kW/m2 : La température de saturation est de 10 °C et la vitesse massique est de 280 kg/m²s (à gauche) et 570 kg/m²s (à droite)*

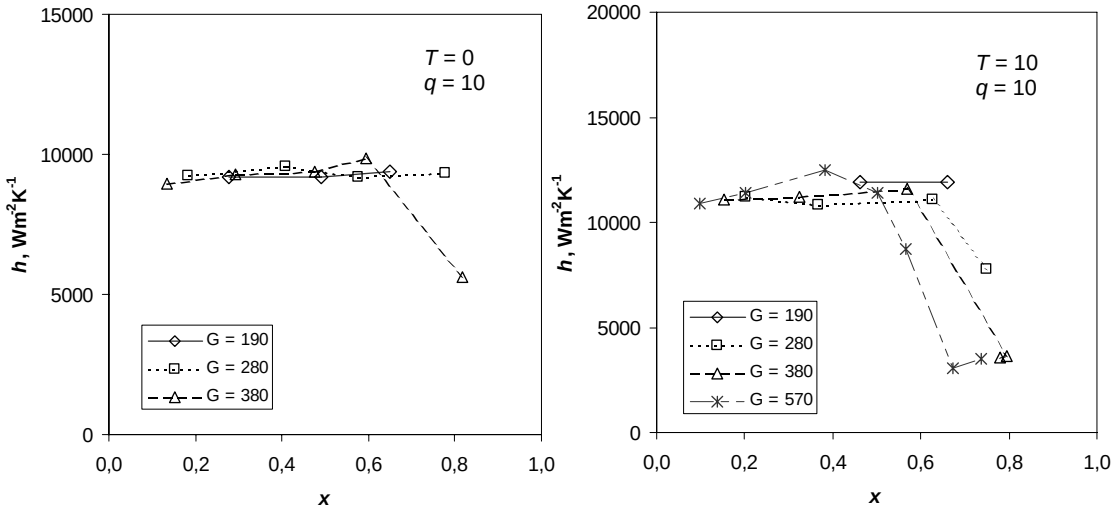


Figure 5.27 *Coefficients de transfert de chaleur en fonction du titre en vapeur, pour des vitesses massiques de 190, 280 et 380 kg/m²s : La densité de flux est de 10 kW/m² et la température de saturation est de 0 °C (à gauche) et 10 °C (à droite)*

La figure 5.28 montre l'impact de la température de saturation sur le coefficient de transfert thermique. Dans la région pré-assèchement, ce dernier augmente, à mesure que T_{sat} augmente. Par contre, l'élévation de T_{sat} précipite l'apparition de l'assèchement, et provoque donc une chute plus précoce de *h*.

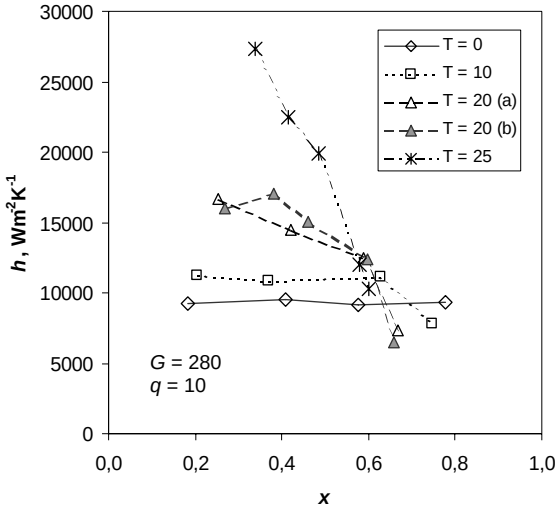


Figure 5.28 *Impact de la température de saturation sur le coefficient d'échange de chaleur, d'après Pettersen (2004)*

5.7.4.3 Mesure des pertes de pression

La figure 5.29 montre l'évolution du gradient de pression en fonction du titre pour différentes vitesses massiques avec T_{sat}=10 °C et $\dot{q}$=10 kW m^{-2} (à droite), et pour différentes températures de saturation avec G = 280 kg·m^{-2}·s $^{-1}$ (à gauche). Le gradient de pression par frottement est dépendant du flux massique, de la température de saturation et du titre de vapeur. Tandis que le gradient de pression augmente avec le flux massique, il diminue à mesure que T_{sat} augmente. Cette diminution du gradient de pression s'explique par la diminution du rapport de masse volumique liquide/vapeur, avec l'élévation de T_{sat}, réduisant la vitesse de la vapeur.

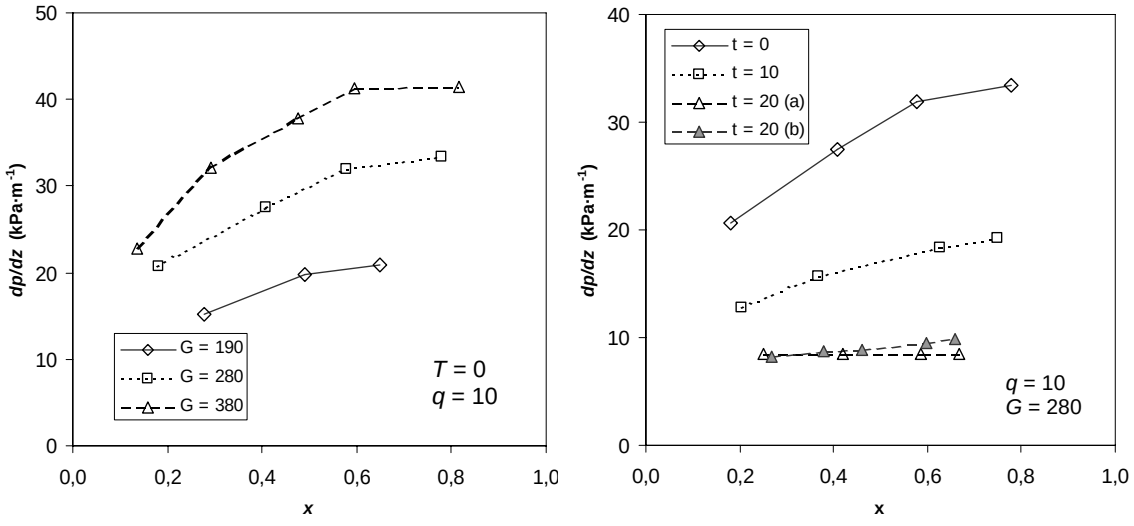


Figure 5.29 *Gradient de pression linéiques en fonction du titre en vapeur, pour des vitesses massiques de 190, 280 et 380 kg/m²s (à gauche) et à des températures de saturation de 0, 10 et 20 °C (à droite) : la densité de flux est de 10 kW/m², d'après Pettersen (2004)*

Le gradient pression par frottement diphasique a été corrélé par la corrélation de Friedel (1979) avec une déviation moyenne de 22,3 %. Ce modèle présente une sous prédiction significative aux faibles flux massiques et aux faibles températures. Le modèle de Lombardi

et Carsana (1992) donne de meilleur prédiction puisque la déviation moyenne s'élève à 16,4 %. Les comparaisons entre les valeurs calculées par ces deux modèles et les valeurs expérimentales sont données dans la figure 5.30. L'auteur note que les corrélations de Tran et al. (1999) et de Zhang et Webb (2001) établies pour les tubes de faibles diamètre donne de mauvaises prédictions avec une déviation moyenne respectivement de 80,4 % et 40,5%.

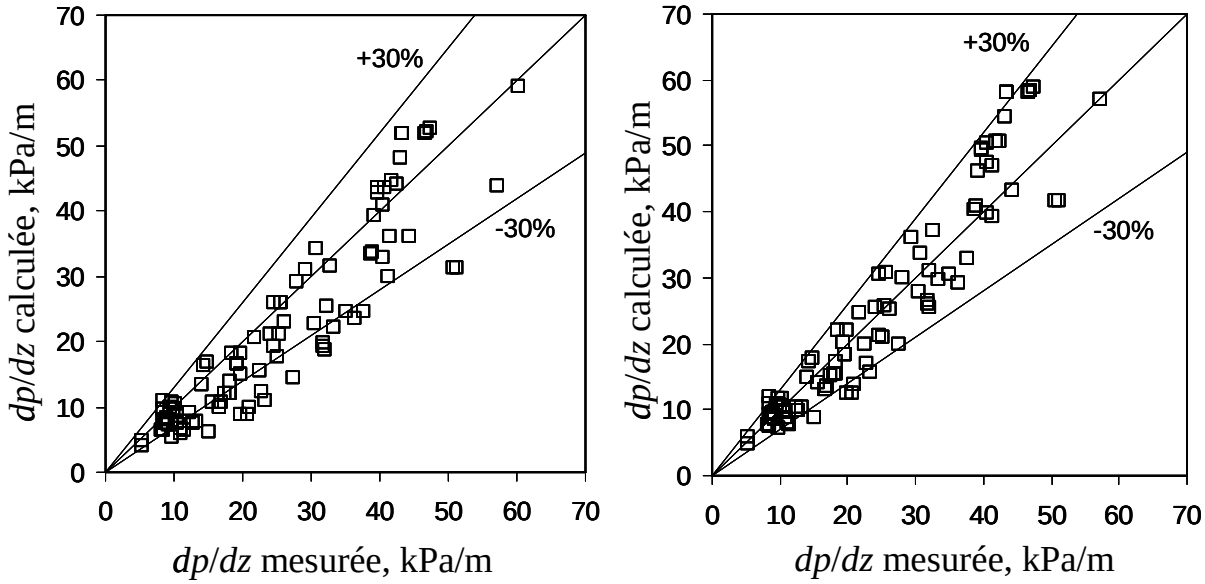


Figure 5.30 *Comparaison entre les valeurs mesurées et calculées par le modèle de Friedel (1979) (à gauche) et par le modèle de Lombardi et Carsana (1992) (à droite)*

5.7.5 Étude de Yun et Kim (2004c)

Les auteurs ont effectué des visualisations de configurations d'écoulement dans un canal étroit horizontal, ayant une largeur de 16 mm et une hauteur de 2 mm. Bien que le diamètre hydraulique soit de 3,55 mm, ce tube peut-être classifié en tant que mini-canal en raison de sa faible hauteur (2 mm). La section de test est formée d'un corps épais en acier inoxydable recouvert par une plaque de verre sur sa partie supérieure. Des chaufferettes, d'une puissance individuelle de 100 W, réparties à intervalles réguliers le long de la section d'essai, assurent un chauffage uniforme du fluide.

La figure 5.31 regroupe les photographies et les représentations schématiques des configurations d'écoulement observées par cette étude. Les principales configurations observées sont écoulement à bulles, écoulement intermittent, et écoulement annulaire.

- *Écoulement à bulles* : Des bulles se forment et croissent au niveau des côtés et du bas du canal. De fines bulles existent aux côtés du canal, alors que des bulles dispersées relativement grosses existent au centre du canal. Celles-ci ont été formées par la coalescence de certaines fines bulles détachées des parois du canal ;
- *Écoulement intermittent* : ici l'écoulement est formé d'un mélange de bulles au contact des parois plus grosses que celles de l'écoulement à bulles et de grosses bulles au centre du canal. Celles-ci ont continué de croître et sont légèrement aplaties en raison d'un léger confinement. Par la suite, elles s'agrégent pour former des poches de vapeur ;
- *Écoulement annulaire* : à mesure que le fluide se vaporise, la vapeur présente au centre du canal occupe un espace de plus en plus important et le liquide s'écoule sous forme d'un film au contact de la paroi. Par ailleurs, les bulles au contact de la paroi sont peu à peu

absorbées dans le cœur de vapeur et l'ébullition nucléée s'estompe graduellement. Les auteurs ont aussi noté un entraînement important de gouttelettes de liquide à l'interface liquide-vapeur. Celui-ci est provoqué par les forces de cisaillement induites par l'écoulement de vapeur et par l'éclatement des bulles de vapeur à la surface du film liquide.

La figure 5.32 montre la carte d'écoulement, avec pour coordonnées la vitesse massique et le titre en vapeur, établie par Yun et Kim (2004c) à partir de leurs observations. Lorsque le flux massique est inférieur à 500 kg/m²s, la transition de l'écoulement à bulles vers l'écoulement intermittent a lieu pour un titre très faible (x = 0,03) en raison de l'extrême rapidité de la coalescence des bulles. En revanche, à des vitesses massiques plus élevées (G > 868 kg/m²s) la configuration de l'écoulement transite directement de l'écoulement à bulles vers l'écoulement annulaire sans passer par un écoulement intermittent. À mesure que G augmente, le titre correspondant à la transition vers l'écoulement annulaire diminue jusqu'à ce qu'il se stabilise au-delà d'une certaine valeur de vitesse massique. L'augmentation du flux massique intensifie aussi le taux d'entraînement de gouttelettes dans le cœur de vapeur. La précocité de l'apparition de l'écoulement annulaire et le taux d'entraînement de gouttelettes liquide élevé observés par les auteurs corroborent parfaitement les résultats de l'étude théorique menée aux § 5.4 et 5.5.

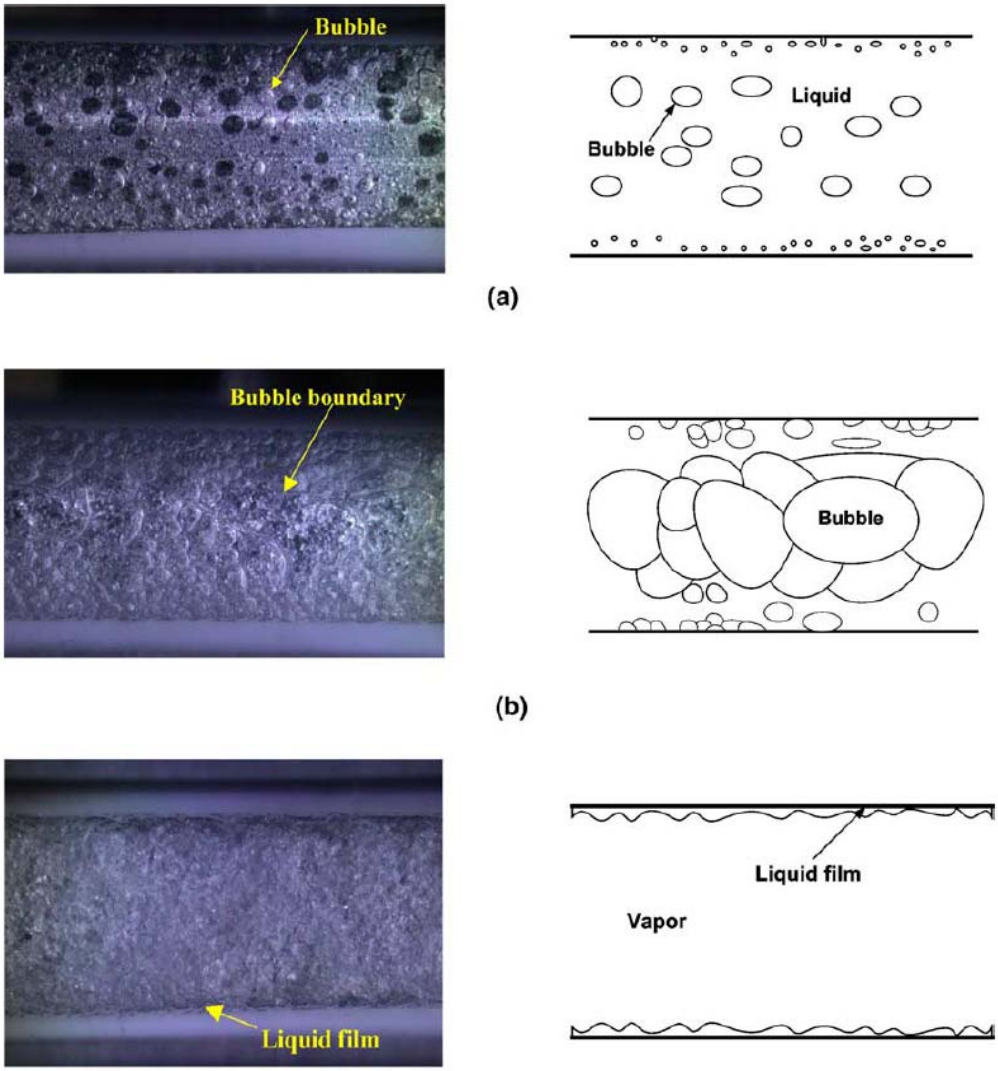


Figure 5.31 *Configurations d'écoulement dans un canal étroit horizontal : (a) écoulement à bulles, (b) écoulement intermittent, et (c) écoulement annulaire.*

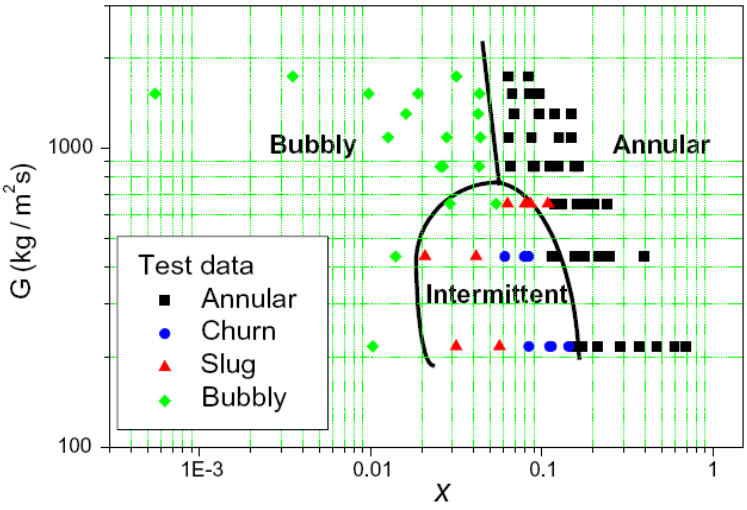


Figure 5.32 *Carte d'écoulement en fonction de la vitesse massique (G) et du titre en vapeur, établie par Yun et Kim (2004c)*

5.7.6 Étude de Yun et al. (2005a)

Dans cette étude les auteurs ont étudié expérimentalement les coefficients d'échange de chaleur de l'ébullition du CO_2 à travers des tubes à mini-canaux de section rectangulaire ayant un diamètre hydraulique variant de 1,08 à 1,54 mm.

La figure 5.33 montre une confrontation entre les points de mesures obtenus par Yun et al. (2005a) et ceux issus de l'étude de Pettersen (2004). Les résultats de ces deux études montrent des tendances similaires de l'évolution du coefficient de transfert thermique et confirment la présence d'un assèchement à des titres de vapeur modérés. Cependant, les coefficients d'échange obtenus par Pettersen présentent un écart positif de 19 % par rapport aux valeurs de Yun et al. et ce pour une même densité de flux. Ces derniers expliquent cette différence par le fait que le tube utilisé par Pettersen avait un diamètre hydraulique plus petit que le leur et que Pettersen avait utilisé une température de saturation supérieure (10 °C au lieu de 5 °C). Il est à souligner également que les données expérimentales de Pettersen sont des mesures moyennées et non pas locales.

La figure 5.34 montre une comparaison, menée par Yun et al. (2005a), entre les coefficients de transfert de chaleur de l'ébullition du CO_2 et du R134a. Les résultats de cette comparaison sont les suivants :

- Les coefficients d'échange de la vaporisation du CO_2 sont supérieurs à ceux du R-134a pour les même conditions de test ; par exemple pour $\dot{q}$ =15 kW/m² cet écart s'élève à 53 % en moyenne ;
- Confirmation de la précocité de l'assèchement dans le cas du CO_2 ;
- L'impact de la densité de flux est plus important dans le cas du CO_2 en raison de la prédominance de l'ébullition nucléée.

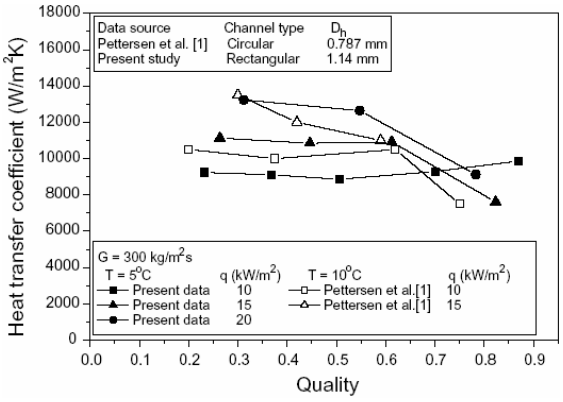


Figure 5.33 *Confrontation des données de Yun et al. avec celles de Pettersen (2002)*

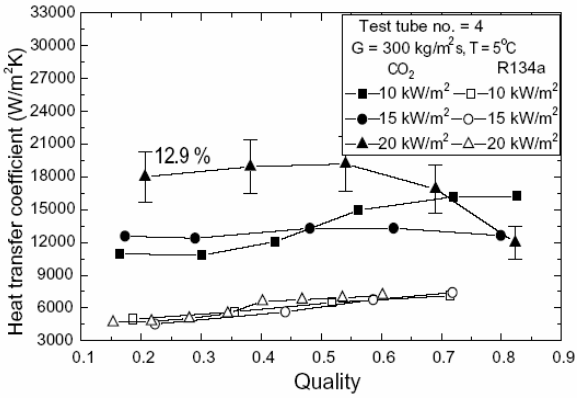


Figure 5.34 *Comparaison entre les coefficients d'échange du CO_2 et ceux du R-134a, d'après Yun et al.(2005a)*

La figure 5.35 montre l'influence de la température de saturation sur les coefficients de transfert thermique pour un flux massique fixé à 300 kg/m²s et pour différentes valeurs de flux thermique. La température de saturation a un effet positif sur le coefficient de transfert thermique en raison encore une fois de la prédominance de l'ébullition nucléée.

La figure 5.36 montre l'influence du diamètre hydraulique sur les coefficients de transferts thermique moyens pour une vitesse massique fixée à 300 kg/m²s et pour différentes valeurs du

flux thermique. La réduction du diamètre hydraulique permet une élévation du coefficient de transfert pour tous les flux thermiques imposés. Le passage d'un diamètre hydraulique de 1,54 mm à 1,27mm et de 1,27 à 1,08 mm pour un flux thermique de 15 kW/m², engendre une augmentation des coefficients de transferts respectivement de 5% et de 31 %. La réduction du diamètre hydraulique des mini-canaux rend l'ébullition nucléée plus active.

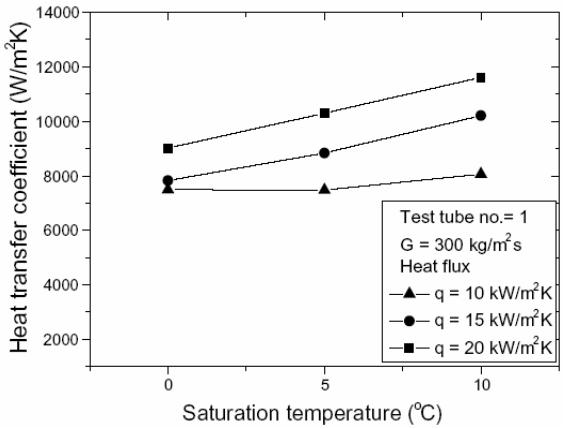


Figure 5.35 *Influence de la température de saturation, étude de Yun et al. (2005a)*

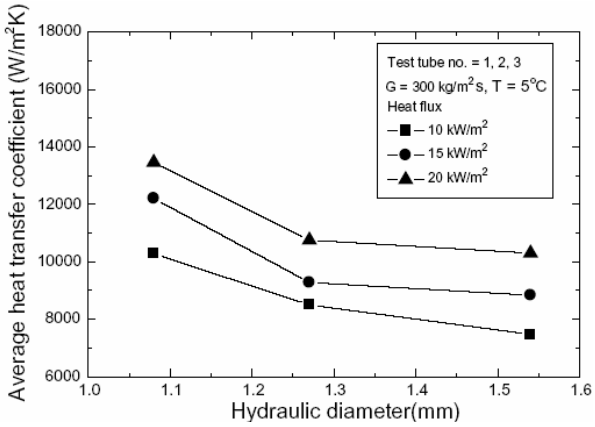


Figure 5.36 *Coefficients de transfert moyens en fonction du diamètre hydraulique, étude de Yun et al. (2005a)*

La figure 5.37 montre les coefficients d'échange de chaleur obtenu avec un tube de diamètre de 1,54 mm. Comparons les coefficients de transfert de chaleur obtenus avec ce tube et ceux obtenus avec le tube de 1,53 mm de diamètre (figure 5.34) lesquelles ont été obtenus avec les mêmes conditions opératoires : température de saturation de 5 °C, densité de flux thermique de 20 kW/m² et vitesse massique de 300 kg/m²s. La figure 5.38 montre les résultats de cette comparaison. Les coefficients d'échange correspondant au tube de 1,53 mm sont en moyenne 40 % supérieurs à ceux du tube 1,54 mm. Une si faible variation du diamètre hydraulique (1,53 mm contre 1,54 mm) ne peut pas engendrer un tel écart. Les auteurs ont probablement commis une erreur de mesure ou une erreur d'analyse des données expérimentales.

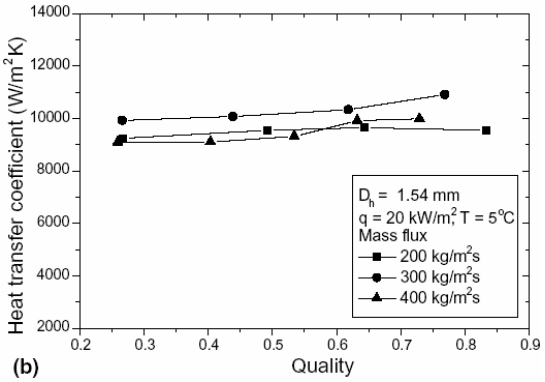


Figure 5.37 *Coefficients d'échange de chaleur expérimentaux de Yun et al. (2005a) obtenu avec le tube de D_h = 1,54 mm.*

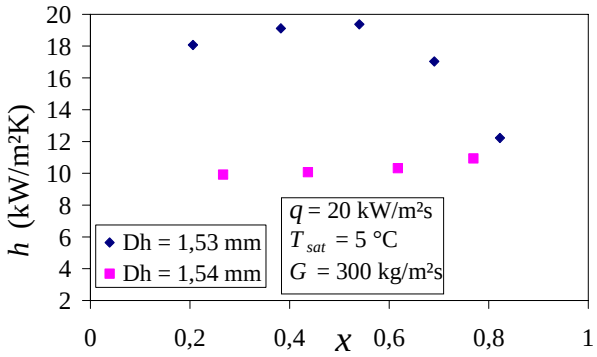


Figure 5.38 *Comparaison entre le coefficient d'échange de chaleur obtenu avec le tube de D_h = 1,54 mm et celui obtenu avec le tube de D_h = 1,53 mm*

5.7.7 Étude de Zhao et al. (2002)

Zhao et al. (2002) ont obtenu expérimentalement les coefficients de transfert de chaleur lors de la vaporisation du CO_2, en présence d'huile miscible à différentes concentrations. L'influence de la concentration d'huile sur le coefficient d'échange de chaleur, suivant les conditions opératoires telles que la vitesse massique, la température de saturation, et le titre massique de vapeur, a été également étudiée. Les essais ont été conduits avec un tube à mini-canaux de section triangulaire et ayant un diamètre hydraulique de 0,86 mm (figure 5.39).

Les résultats des tests, obtenus pour des concentrations d'huile allant de 0 à 7 %, sont illustrés sur les figure 5.40 à figure **5.42**. Les résultats obtenus avec du CO_2 pur sont corroborés par ceux des études précédentes. On retrouve, une prédominance de l'ébullition nucléée aux titres de vapeur faibles et modérés et un assèchement précoce. Les coefficients de transfert de chaleur sont dégradés par la présence d'huile à partir d'une concentration supérieure à 3 %. En revanche en dessous de cette valeur le coefficient d'échange montre une amélioration d'environ 10 à 15 % pour de faibles titres de vapeur (x < 0,45). Les auteurs expliquent ce phénomène par la présence d'écume qui augmente la mouillabilité de la paroi, et améliorant ainsi les coefficients de transfert. Cependant, à des titres de vapeur plus élevés, le coefficient de transfert décroît significativement et ce pour la raison suivante. Du fait, de l'évaporation préférentielle du réfrigérant par rapport à l'huile, ces deux composants ne sont miscibles qu'en phase liquide. À mesure que le titre de vapeur augmente, la concentration d'huile dans la phase liquide du mélange réfrigérant/huile devient de plus en plus importante. Ainsi, un film liquide riche en huile se forme au contact de la paroi. Sa présence freine le déclenchement de bulles de vapeur et leur croissance. De plus, il constitue une résistance thermique supplémentaire à l'ébullition convective, c'est-à-dire à l'interface liquide vapeur. Ainsi, à des titres de vapeur élevés, les effets négatifs de la couche d'huile dominent les effets positifs de la présence d'écume, dégradant ainsi les coefficients de transferts.

La figure 5.41 montre qu'en présence d'huile, le coefficient de transfert augmente avec le flux massique et que la présence d'huile peut affecter la prédominance de l'ébullition nucléée sur l'ébullition convective. En effet, l'ébullition convective est favorisée à mesure que la concentration d'huile augmente. La figure 5.42 montre que pour des températures de saturation élevées, une concentration d'huile importante provoque une plus grande

détérioration du transfert de chaleur. En effet, une température de saturation élevée accélère la nucléation du réfrigérant et il se forme ainsi plus rapidement une couche liquide d'huile au contact directe avec la paroi d'échange.

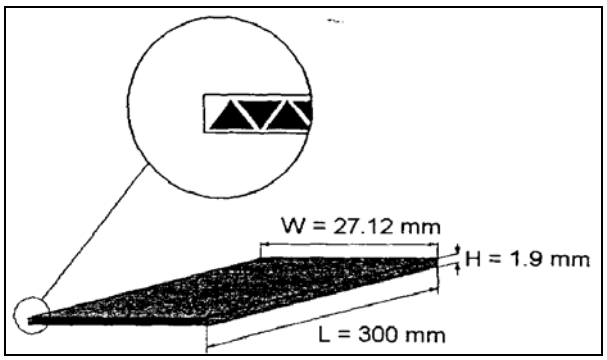


Figure 5.39 *Géométrie du tube à mini-canaux testé par Zhao et al. (2002)*

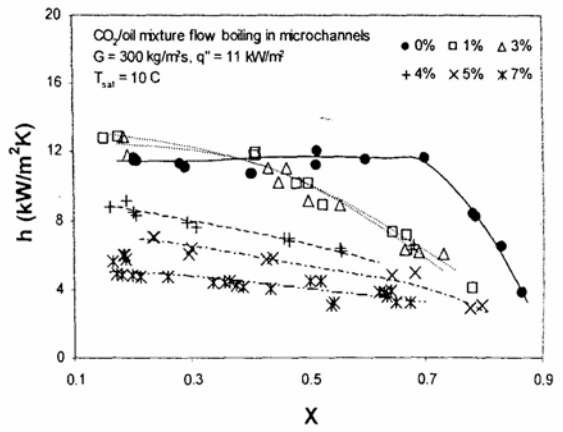


Figure 5.40 *Évolution du coefficient d'échange en fonction du titre à différentes concentrations d'huile, Zhao et al. (2002)*

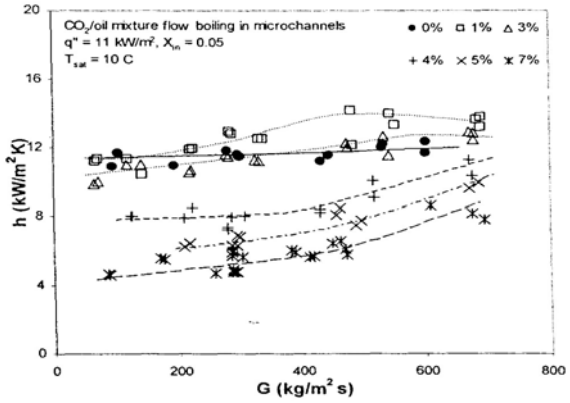


Figure 5.41 *Impact de la vitesse massique sur le coefficient d'échange à différentes concentrations d'huile, Zhao et al. (2002)*

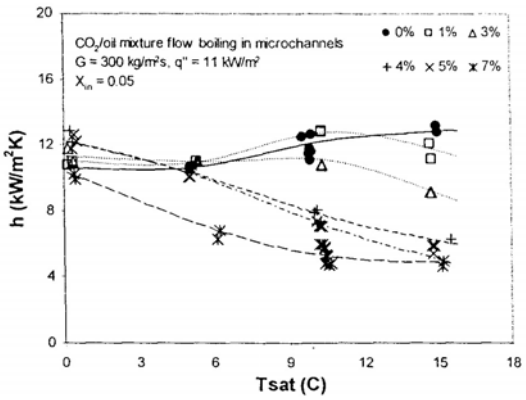


Figure 5.42 *Impact de la température de saturation sur le coefficient d'échange à différentes concentrations d'huile, Zhao et al. (2002)*

5.7.8 Étude de Yun et al. (2005b)

Yun et al. (2005b) ont mesuré le coefficient d'échange de l'écoulement en ébullition du CO_2 dans un mini-canal horizontal de section circulaire en acier inoxydable. Les auteurs ont utilisé deux tubes de type mono-canal de différents diamètres : 0,98 mm et 2 mm ayant respectivement 1200 mm et 400 mm de longueur de chauffage, lequel est assuré par effet joule.

Les résultats expérimentaux obtenus avec le mini-canal de 2 mm de diamètre, illustrés sur la figure 5.43, sont les suivants :

- Pour G = 1000 kg/m² s, les auteurs notent que :

- Pour une faible densité de flux (7,2 kW/m²) le coefficient d'échange augmente avec le titre. Lorsque la densité de flux dépasse 15,9kW/m², une réduction rapide du coefficient d'échange est observée au niveau du titre critique ;
- Le titre critique décroît avec l'augmentation de la densité de flux, mais reste pratiquement constant lorsque la densité de flux atteint des niveaux très élevés.

- Pour G = 1500 kg/m²s, les auteurs remarquent que :
  - L'assèchement apparaît à partir d'une densité de flux de 26 kW/m², laquelle est supérieure à la densité de flux critique (15,9kW/m²) correspondante au flux massique de 1000 kg/m²s. D'après les auteurs, en général, le titre critique et le *CHF* augmentent lorsque le flux massique dépasse une certaine limite de transition. Ce flux massique de transition existe aussi dans les tables de *CHF* pour la vapeur d'eau, mais il est supérieur à celui présent dans cette étude. Cette différence au niveau des flux massique de transition est probablement due à la meilleure mouillabilité du CO_2 (Yun et Kim, 2003) ;
- Lorsque G = 1000 kg/m²s, le coefficient d'échange chute rapidement, au niveau du titre critique, et reste pratiquement constant. Cependant, pour un G = 1500 kg/m²s, le coefficient d'échange décroît rapidement au niveau du titre critique, puis augmente progressivement avec le titre. Ce comportement a été également observé avec de la vapeur d'eau, par Groeneveld et Delorme (1976). Généralement, les collisions entre les gouttelettes liquides, entraînées dans le cœur de vapeur, et la paroi sont intensifiées par un flux massique élevé, une faible tension superficielle, et un faible diamètre. Cette intensification est due à l'augmentation de la concentration des gouttelettes dans le cœur de vapeur et au mouvement de celles-ci dans un espace limité. Ainsi, en raison du taux de collisions élevé entre les gouttelettes et la paroi, le coefficient de transfert augmente graduellement après l'assèchement (Hewitt, 1982).

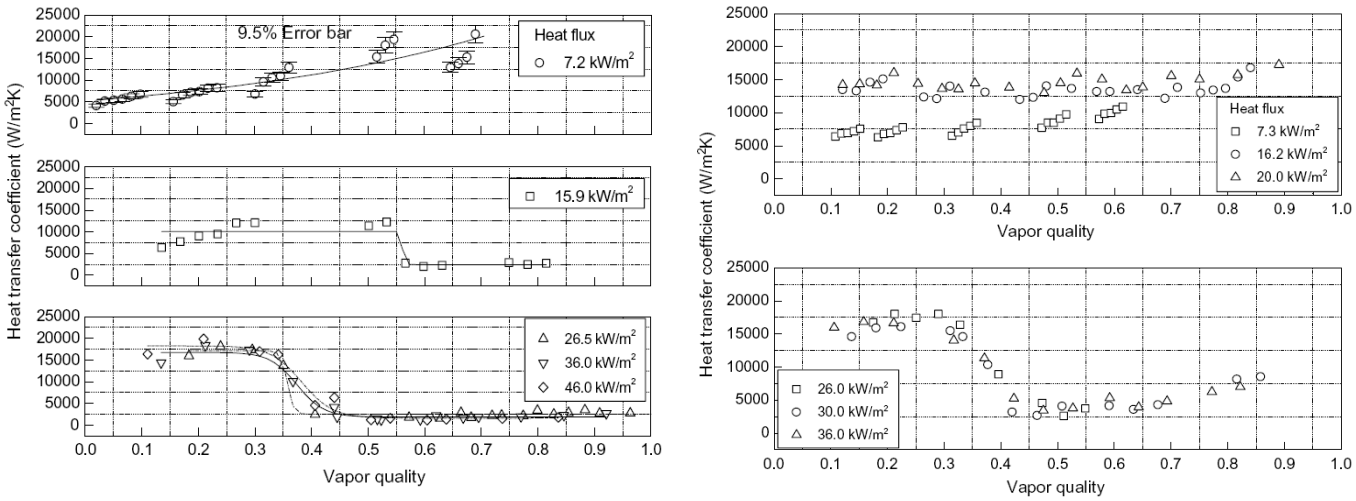


Figure 5.43 *Coefficient de transfert thermique, de Yun et al. (2005b), correspondant au tube de 2 mm pour T_{sat} = 5 °C ; et G = 1000 kg/m²s (à droite) et G = 1500 kg/m²s (à gauche)*

Par ailleurs, Yun et al. (2005b), ont confronté leurs données expérimentales obtenues avec le tube de 0,98 mm de diamètre à celles obtenues par Hihara et Tanaka (2000) et ce pour des conditions opératoires similaires (figure 5.44). Les coefficients d'échange de chaleur des deux études montrent des tendances très proches. Il est intéressant de noter que dans la zone de l'assèchement la chute du coefficient de transfert thermique est plus brutale dans l'étude de

Hihara et Tanaka. Cela est probablement dû à la température de saturation plus élevée (15 °C au lieu de 10 °C dans l'étude de Yun et al.).

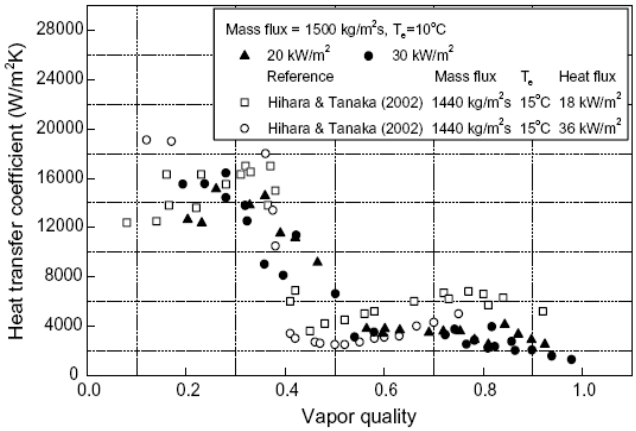


Figure 5.44 *Confrontation entre les coefficients d'échange de chaleur de Yun et al. (2005b) à ceux de Hihara et Tanaka (2000), d'après Yun et al. (2005b)*

5.8 Synthèse sur les études expérimentales de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux

À partir des résultats des études expérimentales sur la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux, listées dans le tableau 5.5, il en ressort les constatations suivantes :

- Toutes ces études ont porté sur la caractérisation de la vaporisation du CO_2 dans des tubes horizontaux uniquement. Or, comme il a été démontré au §4.4, contrairement aux écoulements de fluides à faibles pressions réduites, l'orientation du tube devrait avoir un impact sur les caractéristiques de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux. Surtout que, pour des raisons de drainage des condensats de l'air humide, les tubes des évaporateurs automobiles sont placés verticalement ;
- Deux études ont été menées sur les visualisations des configurations d'écoulement, celle de Pettersen (2004) et celle de Yun et al. (2004c). Ces deux études ont fait état d'observations de configuration d'écoulement assez similaires : un écoulement intermittent aux faibles titres en vapeur, un écoulement annulaire aux titres modérés, et enfin un écoulement à brume aux titres élevés. Dans l'écoulement intermittent, contrairement à Pettersen (2004), Yun et Kim (2004c), ont fait état d'un léger confinement de bulles. Pour des vitesses massiques élevées, Yun et Kim ont observé en plus l'écoulement à bulles mais à de très faibles titres en vapeur ;
- Comme dans le cas des macro-canaux, les coefficients d'échange de chaleur du CO_2 sont nettement supérieurs à ceux du R-134a. Á titre d'exemple, Yun et al. (2005a) ont noté un écart positif en faveur du CO_2 de 53 % pour les conditions opératoires associées aux données expérimentales illustrées sur la figure 5.34 ;
- Dans la région pré-assèchement, Pettersen (2004) et Yun et al. (2005a) ont noté que la corrélation de Cooper (1984) donne de bons résultats pour la prédiction du coefficient de transfert thermique ;
- Comme dans le cas des macro-canaux, les corrélations habituellement utilisées pour la vaporisation des réfrigérants conventionnels donnent de mauvaises prédictions du coefficient d'échange diphasique du CO_2;

- Pour des conditions opératoires données, la chute du coefficient d'échange est beaucoup plus précoce en macro-canaux qu'en mini-canaux. La raison est que la suppression de l'ébullition nucléée en mini-canaux est retardée c'est-à-dire qu'elle a lieu à des titres plus élevés. Cependant, à mesure que la vitesse massique augmente, le titre critique diminue jusqu'à atteindre une valeur d'environ 0,4 pour un flux massique de 1500 kg/m²s (Hihara et Tanaka, 2000 et Yun et al., 2005b). Autres paramètres favorisant l'assèchement, l'augmentation de la température de saturation, la réduction du diamètre hydraulique et à un degré moindre l'élévation de la densité de flux thermique ;
- Comme le fait remarquer Pettersen (2004), augmenter le flux massique ne permet pas d'améliorer globalement le coefficient d'échange, comme c'est le cas avec les réfrigérants classiques. Au contraire, une élévation de la vitesse massique engendre un accroissement de la perte de pression. Ainsi, il n'est pas nécessaire d'augmenter le nombre de passe par rangée dans les évaporateurs CO_2, pour augmenter la vitesse massique ;
- L'influence de la forme géométrique du canal (circulaire, rectangulaire, triangulaire, etc.) sur le coefficient d'échange de chaleur n'a pas été étudiée.

Tableau 5.5 *Étude expérimentales sur la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux*

Source des données	Géométrie des canaux et matériaux	D_h [mm]	T_{sat} [°C]	p_r	G [kg/m²s]	$\dot{q}$ [kW/m²]	Mode de chauffage
Hihara et Tanaka (2000)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable (*l*)[a]	1,0	15	0,69	360 ; 720 ; 1440	9 ; 18 ; 36	Effet joule
Koyama et al. (2001)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable (*l*)	1,79	0,16 ; 9,98 ;	0,47 ; 0,61 ;	250 ; 260	31,2	Effet joule
Zhao et al. (2002a,b)	Multi-canaux triangulaires, aluminium	0,86	10	0,61	300	11	Effet joule
Huai et al. (2004)	Multi-canaux circulaires, aluminium	1,31	-3,1 à 16,96		100 à 250	10,1 à 20,1	
Pettersen (2004)	Multi-canaux circulaires, aluminium	0,8	0 ; 10 ; 20 ; 25	0,47 ; 0,61 ; 0,78 ; 0,87 ;	190 ; 280 ; 380 ; 570	5 ; 10 ; 15 ; 20	Eau chaude
Yun et al. (2005a)	Multi-canaux rectangulaires matériau non précisé (*l*)	1,14 1,53	5	0,54	200 ; 300 ; 400	10 ; 15 ; 20	Effet joule
Gao et Honda (2005)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable (*l*)	3	-7 ; 10	0,39 ; 0,61	236 ; 390 ; 393 ; 590 ; 786 ; 1179	10 ; 20 ; 21	Effet joule
Jeong *et al.* (2005)	Multi-canaux rectangulaires aluminium (*l*)	2	0 ; 5 ; 10	0,47 ; 0,54 ; 0,61	450 ; 600 ; 750	4 ; 8 ; 12	Effet joule
Yun et al. (2005b)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable (*l*)	0,98 ; 2	5 ; 10	0,54 ; 0,61	1000 ; 1500	7,2 ; 7,3 ; 15,9 ; 16,2 ; 20 ; 26 ; 30 ; 36 ; 46	Effet joule
Shinmura *et al*. (2006)	Multi-canaux circulaires, aluminium	0,6	5,83	0,55	400	10 ; 20	Eau chaude

5.9 Descriptions des méthodes prédictives du coefficient d'échange de chaleur

Avant tout, l'incapacité des modèles établis, pour les réfrigérants classiques, en macro-canaux et mini-canaux, à prédire les données du CO_2 est vérifiée. Pour cela, nous avons mené une comparaison entre les coefficients d'échange expérimentaux de l'étude de Hihara et Tanaka (2000) et ceux calculés par des modèles établis pour des tubes conventionnels, voir figure 5.45. Ces mêmes données expérimentales ont été également confrontées aux modèles prédictifs établis pour les mini-canaux, voir figure 5.46. Les modèles établis pour les macro-canaux sont : Chen (1966), Liu et Winterton (1991), Gungor et Winterton (1986), Kandlikar (1990), Steiner et Taborek (1992), Bennett et Chen (1980) et enfin Shah (1982). Comme le montre la figure 5.45, aucun de ces modèles n'est capable de prédire les données expérimentales. Comme attendu, aucun de ces modèles ne prédit l'assèchement puisque dans leurs formulations aucun termes n'est susceptible de la prévoir. On peut noter que le modèle de Liu et Winterton (1991) donne de bonnes prédictions en pré-assèchement.

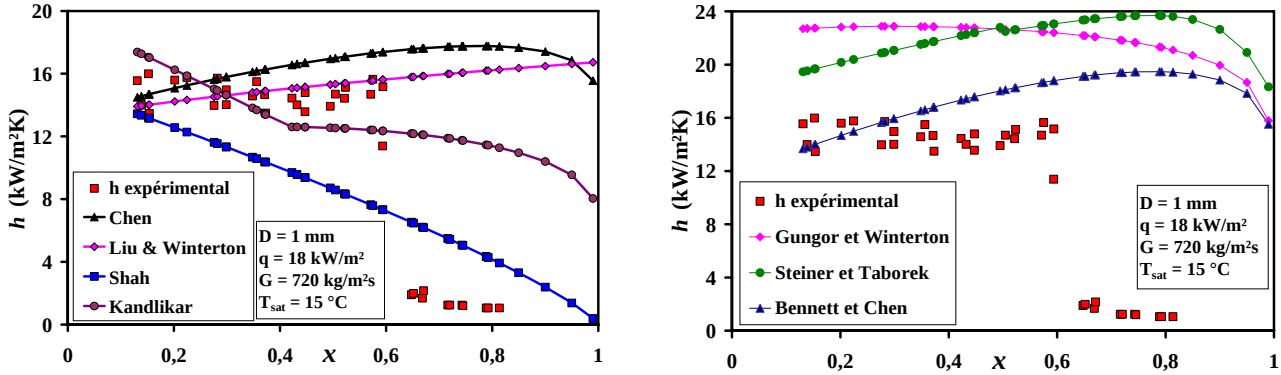


Figure 5.45 *Comparaison entre h calculés par des modèles établis pour les macro-canaux et h expérimentaux de Hihara et Tanaka (2000)*

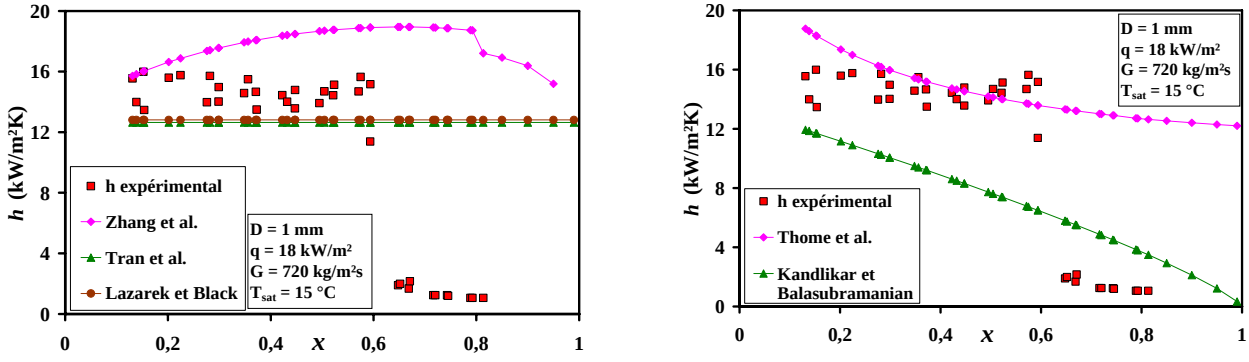


Figure 5.46 *Comparaison entre h calculés par des modèles établis pour des mini-canaux et h expérimentaux de Hihara et Tanaka (2000)*

De même, les modèles en mini-canaux donnent de mauvaises prédictions des données expérimentales en général et de l'assèchement en particulier.

Compte tenu des propriétés thermophysiques singulières du CO_2, en ébullition à des pressions réduites élevées, il n'est pas surprenant de constater qu'aucun des modèles établis

pour des réfrigérants conventionnels n'est valable. C'est pourquoi, quelques auteurs ont proposé des modèles prédictifs spécifiques pour le CO_2 ; ils sont présentés dans ce qui suit.

5.9.1 Modèle prédictif de Hwang

Hwang et al. (1997) a entrepris une confrontation entre les coefficients de transfert diphasique obtenus expérimentalement par Bredesen et al. (1997) et ceux calculés par six corrélations habituellement utilisées dans la littérature. Cependant, l'auteur n'a pris en compte que les données expérimentales obtenues à une température de saturation de -10 °C, les autres conditions opératoires sont résumées dans le tableau 5.4. Il ressort de cette confrontation que la corrélation de Bennett-Chen (1980) (§ A.1.2), est celle qui présente le moins d'écart par rapport aux données expérimentales. De ce fait, Hwang et al. (1997) a choisi cette corrélation comme base de départ pour développer son modèle. Pour cela, il a réajusté les coefficients et les exposants de cette corrélation. Ainsi, Hwang (1997) propose de calculer le coefficient d'échange de chaleur comme suit :

$$h = h_{nb} + h_{cv} \tag{5.12}$$

$$h_{nb} = 0,00122\left(\frac{\lambda_l^{0,79} Cp_l^{0,5} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,6} \mu_l^{0,29} Lv^{0,24} \rho_v^{0,24}}\right)\left\{T_p - T_{sat}\left(p_l\right)\right\}^{0,4}\left\{p_{sat}\left(T_p\right) - p_l\right\}^{0,75} S \tag{5.13}$$

$$S = \frac{1-\exp\left\{-F\left(X_{tt}\right) h_l X_o / \lambda_l\right\}}{F\left(X_{tt}\right) h_l X_o / \lambda_l} \tag{5.14}$$

$$X_o = 0,05\left(\frac{\sigma}{g\left(\rho_l - \rho_v\right)}\right)^{0,5} \tag{5.15}$$

$$h_{cv} = h_l F\left(X_{tt}\right) \mathrm{Pr}_l^{0,6} \tag{5.16}$$

$$\begin{aligned} &F\left(X_{tt}\right) = 1 && \text{pour } X_{tt} \geq 10 \\ &F\left(X_{tt}\right) = 2\left(0,213 + X_{tt}^{-1}\right)^{0,736} && \text{pour } X_{tt} < 10 \end{aligned} \tag{5.17}$$

Cette nouvelle corrélation permet de prédire 86 % des données expérimentales de Bredesen et al. avec une erreur relative de ±20 %.

Le modèle de Hwang a été obtenu sur la base de données expérimentales issues d'une seule étude et obtenues pour un seul tube de 7 mm de diamètre. De plus, Hwang a pris en compte seulement les données expérimentales obtenues pour une T_{sat} = -10 °C ; or les caractéristiques de la vaporisation du CO_2 à des températures de saturation plus élevées sont foncièrement différentes (ébullition nucléée dominante, précocité de l'assèchement, effets du déséquilibre thermodynamique en post-assèchement…etc). De ce fait, ce modèle ne peut en aucun cas être extrapolé pour d'autres conditions opératoires et *à fortiori* pour les tubes à mini-canaux.

5.9.2 Modèle de Yoon et al. (2004)

Yoon et al. (2004) ont, à partir de leurs données expérimentales (voir §5.7.1) obtenus avec un tube de 7,73 mm de diamètre, développé un modèle prédictif pour le coefficient d'échange de chaleur. Ce modèle distingue deux régions du transfert thermique séparées par le titre critique (pour lequel a lieu l'assèchement) : région du pré-assèchement et région du post-assèchement. Le titre critique est calculé par la relation suivante :

$$x_{cr} = 0,0012\,\mathrm{Re}_{lo}^{2,79}\left(1000\,Bo\right)^{0,06}\,Bd^{-4,76} \tag{5.18}$$

avec Bo le nombre d'ébullition ;
Bd le nombre de Bond.

Pour les titres en vapeur inférieurs au titre critique, les auteurs utilisent la corrélation de Liu et Winterton (1991). Afin de mieux corréler leurs données expérimentales, Yoon et al. (2004) ont ajusté les constantes et les exposants du facteur d'intensification de l'évaporation convective (F) et du facteur de suppression de l'ébullition nucléée (S) de la corrélation de Liu et Winterton (1991) comme suit :

$$F = \left[1 + 9360\,x\,\mathrm{Pr}_l\left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1\right)\right]^{0,11} \tag{5.19}$$

$$S = \frac{1}{1 + 1,62\times10^{-6}\;F^{0,69}\,\mathrm{Re}_{lo}^{1,11}} \tag{5.20}$$

Pour les titres en vapeur supérieurs ou égaux au titre critique, région où une certaine portion du périmètre interne du tube est asséché, le coefficient d'échange de chaleur est déterminé par la corrélation (3.16) du modèle de Kattan et al. (1998c). Dans ce cas, h_v est déterminé par la corrélation de Dittus-Boelter (1930) et h_{wet} est calculé avec la corrélation de Gungor et Winterton (1986) avec une modification du facteur F :

$$F = 1 + 3000\,Bo^{0,86} + 1,12\left(\frac{x}{1-x}\right)^{0,75}\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,41} \tag{5.21}$$

Étant donné que Kattan et al. (1998c) n'ont pas intégré de données expérimentales du CO_2 dans le développement de la corrélation de l'angle sec, θ_{dry}, Yoon et al. propose de modifier son expression comme suit :

$$\theta_{dry} = 36,23\left(2\pi\right)\,\mathrm{Re}_{lo}^{3,47}\,Bo^{4,84}\,Bd^{-0,27}\left(\frac{1}{\chi_{tt}}\right)^{2,6} \tag{5.22}$$

Ici aussi, le modèle développé par Yoon et al. (2004) ne peut être extrapolé à d'autres conditions opératoires autres que celles utilisées dans leur étude expérimentale. Par exemple, dans l'*Eq*. (5.18), l'exposant du nombre de Bond est si élevé qu'une faible variation du diamètre hydraulique donne un titre critique supérieur à l'unité. D'ailleurs, Thome et Ribatski (2005), qui ont confronté ce modèle avec leur base de données expérimentales issues de la littérature, ont trouvé que le modèle de Yoon et al. donne de mauvaises prédictions.

5.9.3 Modèle de Thome et El Hajal

Thome et El Hajal (2004) ont proposé une adaptation du modèle prédictif du coefficient diphasique de Kattan et al. (1998c), présenté dans le §3.6.1, pour l'appliquer au CO_2. Les modifications apportées à ce modèle ont consisté, d'une part en une correction de la corrélation de l'ébullition en vase pour mieux prédire les coefficients de transfert thermique du CO_2 aux pressions réduites élevées ; et d'autre part, à l'ajout d'un facteur de suppression de l'ébullition nucléée. Pour ce faire, les auteurs se sont appuyés sur une base de données expérimentales qu'ils ont constituée, et qui regroupent un certain nombre de coefficients de transfert diphasique du CO_2 issus d'études de la littérature recensées dans le tableau 5.6.

Tableau 5.6 *Base de données du transfert thermique de l'écoulement en ébullition du CO_2, constituée par Thome et El Hajal (2004)*

références	D_h [mm]	G [kg/m² s]	$\dot{q}$ [kW/m²]	T_{sat} [°C]	P_{sat} [bar]	nombre de points
Koyama et al. (2001)	1,8	100 – 250	4 – 32	0, 10	35 ; 45	12 de 12
Hihara et Tanaka (2000)	1,0	360 – 1440	9 – 36	15	51	142 de 206
Pettersen et al. (2000)	0,79	200 – 600	5 – 20	0 à 25	35 – 64	80 de 116
Knudsen et Jensen (1997)	10,06	85 – 175	7 – 13	-25 à -10	17 – 26	81 de 81
Yun et al. (2003a)	6,0	170 – 320	10 – 20	5, 10	40 ; 45	89 de 89

Après analyse de leur base de données, les auteurs ont remarqué que la corrélation de Cooper (1984), utilisée dans le modèle de Kattan et al., sous-prédit les données. Pour y remédier, les auteurs proposent l'expression suivante du coefficient d'échange de chaleur de l'ébullition nucléée du CO_2, noté $h_{nb,CO2}$:

$$h_{nb,CO_2} = 0,71\, h_{nb} + 3970 \tag{5.23}$$

avec h_{nb,CO_2} *en W/m²K*

h_{nb} le coefficient d'échange de l'ébullition nucléée calculé par la corrélation de Cooper :

$$h_{nb} = 55\, p_r^{0,12} \left(-\log_{10}\left(p_r\right)\right)^{-0,55} \tilde{M}^{-0,5}\, \dot{q}^{0,67} \tag{5.24}$$

Le facteur de suppression de l'ébullition nucléée, *S*, est donné par :

$$S = \frac{\left(1-x\right)^{1/2}}{0,121\mathrm{Re}_l^{0,225}} \tag{5.25}$$

Finalement, le nouveau modèle prédictif du coefficient d'échange de Kattan et al (1998) a été obtenu simplement par le remplacement de l'équation (3.17) par la suivante :

$$h_{wet} = \left[\left(S\, h_{nb,CO_2}\right)^3 + h_{cv}^3\right]^{1/3} \tag{5.26}$$

Le coefficient de transfert thermique est obtenu par :

$$h_{tp} = \frac{\theta_{dry} h_v + \left(2\pi - \theta_{dry}\right) h_{wet}}{2\pi} \tag{5.27}$$

Les auteurs ont trouvé que leur modèle prédit 73% de la base de données avec une erreur relative de ±20% et 86% des données avec une erreur relative ±30%.

Outre le fait que la base de données expérimentales de Thome et El Hajal (2004) ne contient pas assez de points expérimentaux, leur modèle ne peut prédire les données en post-assèchement. Aussi, la prédiction du titre critique est mauvaise surtout pour des vitesses massiques relativement élevées, comme le montre la figure 5.47. Elle représente une confrontation entre des données expérimentales de Hihara et Tanaka (2000) et les valeurs calculées par le modèle de Thome et El Hajal (2004).

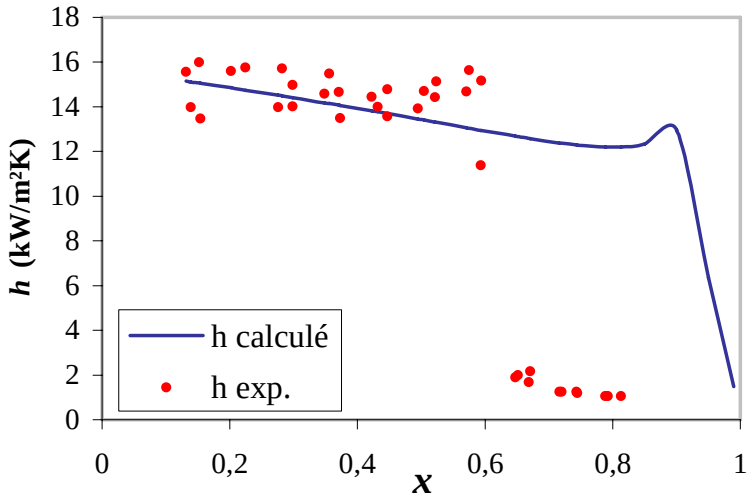


Figure 5.47 *Comparaison entre les données expérimentales de Hihara et Tanaka (2000) et les valeurs calculées par le modèle de Thome et El Hajal (2004). G=720 kg/m²s, $\dot{q}$ =18 kW/m², T_{sat}= 15 °C*

5.9.4 Étude de Cheng et al. (2006)

Cheng et al (2006) ont proposé un nouveau modèle de transfert de chaleur diphasique ainsi qu'une nouvelle carte d'écoulement pour la vaporisation du CO_2 dans les tubes horizontaux. Ce nouveau modèle est une mise à jour du modèle de Thome et El Hajal (2004), lui-même basé sur le modèle de Kattan et al. (1998a, b, c) (§3.6.1). Pour leur étude, Cheng et al. ont suivi les recommandations de Thome et Ribatski (2005), qui ont suggéré d'améliorer le modèle de Thome et El Hajal (2004) surtout dans la prédiction du titre critique et du coefficient de transfert en post-assèchement. Les modifications apportées par Cheng et al. sont les suivantes : (i) développement d'une nouvelle corrélation prédictive du coefficient de transfert en ébullition nucléée pour le CO_2 ; (ii) développement d'une corrélation du facteur de suppression de l'ébullition nucléée basée sur l'épaisseur du film liquide et du diamètre du tube et en tenant compte des configurations d'écoulement ; (iii) développement d'une corrélation prédisant le titre critique.

Pour construire leur modèle, les auteurs ont constitué une base de données de coefficients de transfert de chaleur issus d'études expérimentales sur le CO_2, présentées dans le tableau 5.7. Toutes ces études expérimentales ont été réalisées avec des tubes horizontaux.

Tableau 5.7 *Base de données du transfert thermique de l'écoulement en ébullition du CO_2, constituée par Cheng et al. (2006)*

source de données	type de canaux	D_h [mm]	T_{sat} [°C]	p_r	G [kg/m² s]	$\dot{q}$ [kW/m²]	n^{bre} de points	méthode de chauffage
Knudsen et Jensen (1997)	mono-canal, acier inoxydable	10,06	-28	0,21	80	8 ; 13	16	Condensation de R22
Yun et al. (2003a)	mono-canal, acier inoxydable	6	5	0,54	170 ; 240 ; 340	10 ; 15 ; 20	53	Effet joule
			10	0,61				
Yoon et al. (2004)	mono-canal, acier inoxydable	7,35	0	0,47	318	12,5 ; 6,4 18,6	127	Effet joule
			5	0,54				
			10	0,61				
			15	0,69				
			20	0,78				
Koyama et al. (2001)	mono-canal, acier inoxydable	1,8	0,3	0,47	250 ; 260	32,06	36	Effet joule
			10	0,61				
			10,9	0,62				
Pettersen (2004)	mini-canaux, aluminium	0,8	0	0,47	190 ; 280 ; 380 ; 570	5 ; 0 ; 15 ;20	46	Eau chaude
			10	0,61				
			20	0,78				
			25	0,87				
Yun et al. (2005a)	multi-canaux, rectangulaire	1,14	5	0,54	200 ; 300 ; 400	10 ; 15 20	56	Effet joule
		1,53						
		1,54						

5.9.4.1 Nouvelle carte de configuration d'écoulement

Après analyse de leur base de données, les auteurs ont modifié les critères de transition, du modèle de Wojtan et al. (2005) (dernière mise à jour du modèle de Kattan et al. (1998a), voir §3.6.1), de l'écoulement intermittent vers l'annulaire (I–A), et de l'écoulement annulaire vers la région de l'assèchement (A–D), et ce afin de mieux corréler les données du CO_2. Les autres critères de transition sont les mêmes que ceux du modèle de Wojtan et al. (2005).

Pour mieux estimer la vitesse massique des écoulements dans les canaux non circulaires, les auteurs ont utilisé un diamètre équivalent au lieu de l'habituel diamètre hydraulique. Le diamètre équivalent, noté D_{eq} est défini par :

$$D_{eq} = \sqrt{\frac{4A}{\pi}} \tag{5.28}$$

Le transfert de chaleur de la vaporisation du CO_2, aux faibles titres de vapeur, est caractérisé par une forte ébullition nucléée dans la configuration de l'écoulement intermittent. Selon les auteurs, la distinction entre les écoulements intermittent et annulaire a été indiquée par une diminution du coefficient de transfert entre ces deux configurations. Le début de l'assèchement engendre également une détérioration du transfert thermique mais beaucoup plus importante.

En se basant sur les données expérimentales du tableau 5.7, les auteurs ont défini les nouvelles frontières *I–A* et *A–D* pour le CO_2 comme suit :

1. Le titre en vapeur correspondant à la transition *I–A* est calculé comme suit :

$$x_{IA} = \left[1,8^{1/0,875} \left(\rho_v / \rho_l \right)^{-1/1,75} \left(\mu_l / \mu_v \right)^{-1/7} + 1 \right]^{-1} \tag{5.29}$$

2. La transition *A–D* a lieu pour un flux massique calculé comme suit :

$$G_{dryout} = \left\{ \frac{1}{0,67} \left[\ln\left(\frac{0,58}{x} \right) + 0,52 \right] \left(\frac{D}{\rho_v \sigma} \right)^{-0,17} \left[\frac{1}{gD\rho_v \left(\rho_l - \rho_v \right)} \right]^{-0,348} \cdots \right.$$
$$\left. \cdots \times \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0,25} \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{cr}} \right)^{-0,7} \right\}^{0,965} \tag{5.30}$$

La figure 5.48(a) montre une comparaison entre la nouvelle carte d'écoulement pour le CO_2 et la carte d'écoulement de Wojtan et al. (2005) aux données expérimentales de Yun et al. (2005a) aux conditions opératoires indiquées (dans la carte d'écoulement, *A* désigne l'écoulement annulaire, *D* zone de l'assèchement, *I* écoulement intermittent, *M* écoulement à brume, *S* écoulement stratifié et *SW* écoulement stratifié à vagues. La transition de l'écoulement stratifié vers l'écoulement straifié à vagues est notée *S–SW*, la transition entre l'écoulement stratifié à vagues vers l'écoulement intermittent est désignée par *SW–I*, la transition de l'écoulement intermittent vers l'annulaire est notée *I–A*, ainsi de suite…). La flèche 1 montre la translation de la frontière *I–A* et la flèche 2 montre la translation de la frontière *A–D* du modèle de Wojtan *et al.* vers celui de Cheng *et al.*. La flèche 3 montre la translation de la frontière *S–SW+Slug* et *S–SW* qui s'est automatiquement opérée suite à la translation de *I–A* et *A–D*. Toutes les autres frontières restent inchangées. La figure 5.48(b) montre la comparaison correspondante entre les coefficients de transfert thermique calculés par le modèle de Wojtan et al. et de Cheng et al. aux données expérimentales de Yun et al. (2005a) pour les mêmes conditions opératoires de la figure 5.48(a). La figure 5.48(b) montre que les améliorations apportées par Cheng et al. dans la prédiction des configurations d'écoulement du CO_2 ont permis à ces auteurs de mieux estimer les coefficients d'échange de chaleur.

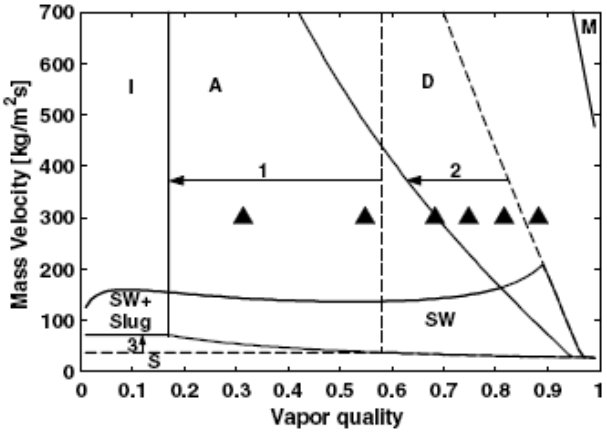
5.9.4.2 Nouveau modèle du transfert thermique

Développement d'une nouvelle corrélation du h_{nb} pour le CO_2

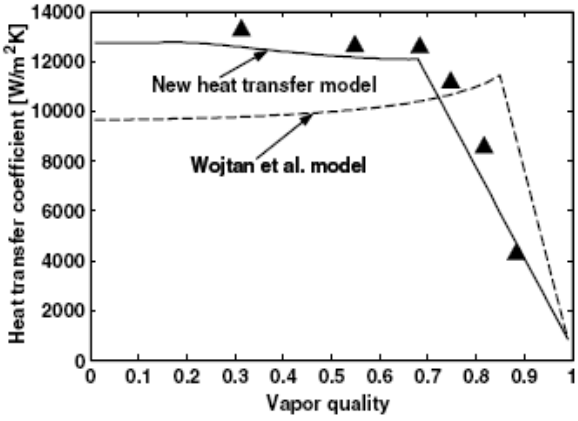
Après l'analyse des données expérimentales du transfert thermique en ébullition nucléée, les auteurs ont trouvé que le terme de densité de flux dans la corrélation de Cooper ne reflétait pas convenablement la tendance des coefficients de transfert thermique de l'ébullition nucléée du CO_2. Ainsi, l'exposant (0,67) de la densité de flux de la corrélation de Cooper a été modifié en le ramenant à 0,58. En modifiant également l'exposant de la pression réduite, les auteurs ont abouti à la corrélation suivante :

$$h_{nb} = 131 p_r^{-0,0063} \left(-\log_{10} p_r \right)^{-0,55} M^{-0,5} \dot{q}^{0,58} \tag{5.31}$$

Selon les auteurs, cette nouvelle corrélation prédit 90% des points expérimentaux de leur base de données avec une erreur relative de ±20%.



(a) Les nouvelles transitions des configurations d'écoulement (trait plein) du CO_2 et les transitions des configurations d'écoulement (trait discontinu) de Wojtan et al. (2005) comparées aux points expérimentaux du CO_2 de Yun et al. (2005a) (triangles foncés) : la flèche 1 montre la translation de la frontière I-A et la flèche 2 montre la translation de la frontière A-D. la flèche 3 montre la translation de S-SW/SW+poche.



(b) Coefficients de transfert diphasique prédits par le nouveau modèle et par le modèle de Wojtan et al. (2005) comparés aux données expérimentales de Yun et al. (2005a)

Figure 5.48 *Nouvelle carte d'écoulement pour le CO_2 développée par Cheng et al. (2006) (D_h=1,54 mm, G=300 kg/m² s, T_{sat} =5 °C et $\dot{q}$ =20 kW/m²)*

Développement d'une corrélation du facteur de suppression de l'ébullition nucléée

Les auteurs ont proposé une corrélation du facteur de suppression de l'ébullition nucléée, *S*, basée sur le diamètre hydraulique, sur l'épaisseur du film liquide δ et sur l'épaisseur du film liquide correspondant à la transition (*I-A*), noté δ_{IA} :

$$\begin{aligned} S &= 1 && \text{si } x < x_{\text{IA}} \\ S &= 1 - 1{,}14\left(D_h / D_{ref}\right)^2 \left(1 - \delta / \delta_{IA}\right)^{2,2} && \text{si } x \geq x_{\text{IA}} \end{aligned} \tag{5.32}$$

Où D_{ref} = 0,00753 m.

Si D_h > 7,53 mm, alors prendre D = 7,53 mm. Le diamètre équivalent remplace le diamètre hydraulique pour les canaux non circulaires.

Nouvelle corrélation prédictive du titre critique

Pour estimer le titre critique correspondant au début de l'assèchement, x_{di}, les auteurs ont repris la corrélation de Wojtan et al. (2005) (*Eq.* (3.26)) et l'ont modifiée pour mieux prédire les titres critiques de la base de données. La nouvelle corrélation du titre x_{di} est la suivante :

$$x_{di} = 0{,}58 \exp\left\{\left[0{,}52 - 0{,}67 We_v^{0,17}\, Fr_v^{0,348} \left(\rho_v / \rho_l\right)^{0,25} \left(\dot{q} / \dot{q}_{cr}\right)^{0,7}\right]\right\} \tag{5.33}$$

Le titre critique à partir duquel l'assèchement est effectif sur toute la paroi, x_{de}, a été fixé par les auteurs à 0,999 faute de pouvoir le prédire. Le coefficient de transfert thermique dans la région de l'assèchement est calculé avec l'*Eq*. (3.30).

Le coefficient de transfert thermique en post-assèchement est calculé par l'*Eq*. (3.29) du modèle de Wojtan et al. (2005).

Résultats du modèle de Cheng et al. (2006)

Le tableau 5.8 présente une analyse statistique réalisée par Cheng et al. (2006) sur les résultats de la confrontation entre leur modèle et leur base de données expérimentales du coefficient de transfert thermique, présentée dans le tableau 5.7. 75,5 % de l'ensemble de la base de données sont prédites à ± 30 % et 79,1 % des données hors celles de la zone d'assèchement sont prédites à ± 30 %.

Tableau 5.8 *Analyse statistique des résultats du modèle de Cheng et al. (2006)*

Données utilisées pour la comparaison	nombre de points	% des points prédits à ± 30 % [%]	écart relatif moyen [%]	écart type [%]
L'ensemble des points	318	75,5	27,1	47,2
Points hors zone d'assèchement	287	79,1	23,5	47,5

Le modèle de Cheng et al. (2006) est le plus précis et le plus prometteur des modèles de la littérature testés ici. Néanmoins, ce modèle souffre de quelques insuffisances. Premièrement, les auteurs n'ont pas intégré dans leur base de données suffisamment de points expérimentaux issus d'études réalisées en mini-canaux, par exemple les études de Hihara et Tanaka (2000), de Yun et al. (2005b), de Zhao et al. (2002b), Shinmura et al. (2006) n'ont pas été incluses. Deuxièmement, la corrélation utilisée pour le post-assèchement est celle du modèle de Wojtan et al. (2005) qui est une modification mineure du modèle de Groeneveld (1973) ; or celui-ci ne tient pas compte des effets du déséquilibre thermodynamique. L'étude réalisée au § 6.6.3 montre que le modèle de Groeneveld donne de mauvaises prédictions des données du CO_2 en post-assèchement. D'ailleurs, c'est la raison pour laquelle Cheng et al. (2006) n'ont pas intégré les données expérimentales de Hihara et Tanaka (2000) et de Yun et al. (2005b) qui ont obtenu plusieurs données en post-assèchement. Troisièmement, la vitesse massique maximale utilisée par les études expérimentales qui ont alimenté la base de données de Cheng et al. ne dépasse pas 570 kg/m²s. Sachant que le titre critique, pour lequel l'assèchement est amorcé, dépend fortement de la vitesse massique ; sa prédiction par l'*Eq*. (5.33), établie pour $190 \leq G \leq 570$ kg/m²s, est largement discutable pour des $G > 570$ kg/m²s. Or, la vitesse massique dans un évaporateur de climatisation automobile fonctionnant au CO_2 peut atteindre 1300 kg/m²s selon le nombre de passe par rangée. Ainsi la corrélation prédictive du titre critique n'est pas valable sur toute la gamme de vitesse massique d'un tel évaporateur.

5.10 Prédiction du gradient de chute de pression par frottement lors de la vaporisation du CO_2

Nous avons constitué une base de données expérimentales des gradients de pression linéiques par frottement de l'écoulement en ébullition du CO_2 dans des mini-canaux. Ces données proviennent d'études issues de la littérature. Trois études seulement ont été recencées pour la mesure des pertes de pression des écoulements diphasique du CO_2 en mini-canaux. Elles sont regroupées dans le tableau 5.9 en y mentionnant les conditions opératoires avec

lesquelles elles ont été menées ainsi que le nombre de points mesurés. Au total 88 points expérimentaux ont pu être extraits de ces études. Cette base de données expérimentale nous a permis de rechercher le meilleur modèle prédictif du gradient de pression par frottement par comparaison avec les valeurs calculées. Un certain nombre de modèles ont été d'abord sélectionnés, sur la base des résultats des études de Ould Didi et al. (2002) et de Ribatski et al. (2006). Pour rappel, Ould Didi et al. (2002) ont confronté plusieurs modèles prédictifs établis pour les macro-canaux à une large banque de données obtenues avec des réfrigérants classiques dans des tubes de 10,92 et 12 mm de diamètre interne. Les modèles de Müller-Steinhagen et Heck (1986), de Grönnerud (1979) et de Friedel (1979) ressortent de cette confrontation. Par ailleurs, Ribatski et al. (2006) ont effectué la même démarche mais pour des écoulements dans les mini-canaux et ont trouvé que les modèles prédisant le mieux leur base de données expérimentales sont par ordre décroissant : le modèle Müller-Steinhagen et Heck (1986), le modèle homogène et le modèle de Mishima et Hibbiki (1996).

En plus de ces modèles, le modèle de Chisholm (1979) a été également retenu pour la confrontation avec la présente base de données expérimentales. Les résultats de cette confrontation sont regroupés dans le tableau 5.10. Il ressort de cette confrontation que le modèle de Chisholm (1973) est celui qui prédit le mieux les données avec 56,7 % de données prédites à ± 30%. L'écart relatif moyen est de 29,8 %. Le modèle de Friedel (1973) arrive en seconde position avec 47,2 % des données prédites à ± 30% ; l'écart relatif moyen s'élève à 40 %.

Plus en détail, les données de Pettersen (2004) et de Zhao et al. (2000) sont les mieux prédites par les modèles de Chisholm et de Friedel. Le premier prédit respectivement 80,2 % et 90 % des données de Pettersen et de Zhao et al. avec un écart relatif moyen respectivement de 19 % et de 23,6 %. Il est à souligner que le diamètre hydraulique des tubes utilisés par Pettersen et Zhao et al. est similaire à celui des tubes des évaporateurs de climatisation automobile fonctionnant au CO_2 (0,8 mm).

Concernant la prédiction des gradients de pression par frottement de la vaporisation du CO_2 dans les macro-canaux, Thome et Ribatski (2005) ont confronté cinq modèles prédictifs aux données expérimentales de Bredesen *et al.* (1997) (seule étude existante). Les résultats de cette comparaison sont présentés dans tableau 5.11. Le modèle de Friedel (1979) est celui qui prédit le mieux les données expérimentales avec 83 % des données prédites à ± 30%.

Tableau 5.9 *Base de données expérimentales de gradients de pression par frottement obtenus pour du CO_2 en ébullition dans des mini-canaux*

Source des données	Géométrie des canaux, et matériaux	D_h [mm]	T_{sat} [°C]	G [kg/m²s]	$\dot{q}$ [kW/m²]	N^{bre} de points	Méthode de chauffage
Pettersen (2002)	Multi-canaux circulaires (25 canaux), aluminium	0,8	0 ; 10 ; 20	190 ; 280 ; 380 ; 570	10	39	Eau chaude
Zhao *et al.* (2000)	Multi-canaux triangulaires, acier inoxydable	0,86	10	300	11	10	Effet joule
Yun et Kim (2004b)	Multi-canaux rectangulaires	1,5 ; 1,1 ; 1,4	5	200 ; 300 ; 400	15	39	Effet joule

Tableau 5.10 *Évaluation de la capacité des modèles prédictifs du gradient de pression par frottement à prédire la base de données expérimentales*

Sources	pourcentage de points prédits à ± 30 % [%]			écart relatif moyen [%]			pourcentage de points prédits à ± 30 % [%]	écart relatif moyen [%]
	Pettersen	Zhao *et al.*	Yun *et al.*	Pettersen	Zhao *et al.*	Yun *et al.*	Totalité des données	Totalité
Chisholm (1973)	80,2	90	10	19	23,6	44,6	56,7	29,8
Friedel (1979)	68,9	50	15	25	32,6	53,5	47,2	39,9
Homogène	5,2	0	0	53,5	64	76,6	0	64
Müller-Steinhagen (1986)	0	0	0	57	65,1	65	0	66,6
Grönnerud (1979)	0	0	0	74	77,8	77,9	4,3	80,5

Tableau 5.11 *Comparaison, menée par Thome et Ribatski (2005), entre cinq modèles prédictifs et les données expérimentales de Bredesen et al. (1997) pour les gradients de pression de l'ébullition du CO_2 en macro-canaux*

Source des données	pourcentage de points prédits à ± 30 % [%]	écart relatif moyen [%]
Chisholm (1973)	50	47
Chisholm modifié par Yoon et al. (2004)	52	46
Müller-Steinhagen et Heck (1986)	68	25
Grönnerud (1979)	45	41
Friedel (1979)	83	22

5.11 Conclusion du chapitre

Dans un cycle transcritique, la vaporisation du CO_2 s'opère à des pressions réduites élevées. Ce qui rend les propriétés thermophysiques de ce fluide différentes de celles des réfrigérants classiques. Parmi les différences constatées, le CO_2 en évaporation présente à la fois une pression de saturation élevée, une faible tension superficielle, un rapport de masse volumique liquide/vapeur faible et une faible viscosité liquide.

Une revue des études expérimentales de la vaporisation du CO_2 en macro-canaux et mini-canaux a été menée. Il en ressort que les principales configurations d'écoulement sont : écoulement intermittent, aux faibles titres en vapeur, annulaire, aux titres faibles/modérés, et à brouillard, aux titres plus élevés. Les écoulements annulaire et à brouillard apparaissent pour de plus faibles titres comparés aux réfrigérants classiques. L'écoulement annulaire est caractérisé par un fort taux d'entraînement, provoquant un assèchement précoce. Il s'en suit un écoulement à brouillard, où le fluide s'écoule sous forme de vapeur entraînant des gouttelettes saturées, caractérisé par un état de déséquilibre thermodynamique. Toutes ces caractéristiques ont été décrites et discutées.

L'assèchement crée une discontinuité dans l'évolution du coefficient de transfert thermique en fonction du titre de vapeur, formant deux régions : le pré-assèchement et le post-assèchement. La première est caractérisée par des coefficients d'échange de chaleur très élevés contrairement à la deuxième. Dans la région pré-assèchement, l'ébullition nucléée est le mécanisme de transfert de chaleur dominant. Alors que sa suppression est précoce dans les écoulements en macro-canaux, elle est retardée dans les mini-canaux.

Par ailleurs, nous avons constitué une banque de données, issues de la littérature, du gradient de pression par frottement des écoulements en ébullition dans les mini-canaux. Elle nous a permis de constater que le modèle de Chisholm (1973) est celui qui donne les meilleurs résultats en mini-canaux. En macro-canaux, le modèle de Friedel (1979) est celui qui prédit le mieux les données expérimentales.

Concernant la prédiction des coefficients d'échange de chaleur, aucun des modèles prédictifs, issus de la littérature, n'est satisfaisant. Il est donc nécessaire de développer un nouveau modèle couvrant toutes les conditions opératoires d'un évaporateur automobile. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 6

Développement d'un modèle prédictif du coefficient de transfert de chaleur de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux

6.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre un nouveau modèle prédictif du coefficient d'échange de chaleur de la vaporisation du CO_2 en mini-canaux. Ce modèle a été validé avec une grande banque de données, issues de la littérature et obtenues avec des écoulements horizontaux, couvrant les conditions opératoires d'un évaporateur CO_2 de climatisation automobile.

6.2 Constitution d'une banque de données expérimentales du transfert thermique de l'ébullition du CO_2 en mini-canaux

Afin de développer et de valider un nouveau modèle prédictif du coefficient d'échange de chaleur de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux, il faut au préalable constituer une banque de données expérimentales. Pour cela, nous avons récupéré les données expérimentales issues des études recensées dans le tableau 5.5. Ces données ont été extraites à partir des figures présentant les résultats expérimentaux dans les différentes publications. Cela a été possible avec un logiciel commercial de numérisation appelé *Engauge Digitizer 3.0*.

Cependant, quelques données ont été exclues de cette banque et ce pour différentes raisons. Les données de l'étude de Huai et al. (2004) n'ont pas été retenues car les tendances du coefficient d'échange (en fonction de x) obtenues dans leur étude contredit la tendance générale. Les données de Yun et al. (2005a) correspondant aux mini-canaux de diamètre hydraulique de 1,53 mm ont été exclues. Les coefficients d'échange correspondant au tube de 1,54 mm sont en moyenne 40 % inférieurs à ceux du tube 1,54 mm pour les mêmes conditions opératoires. Une si faible variation du diamètre hydraulique (1,53 mm contre 1,54 mm) ne peut engendrer un tel écart.

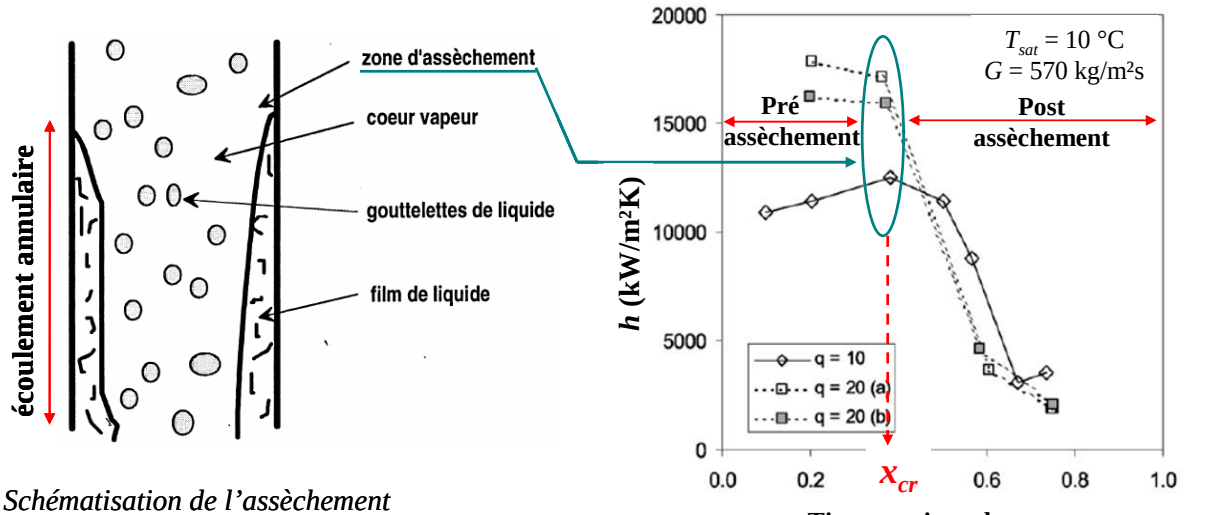
Le tableau 6.1 regroupe finalement les sources des données expérimentales sélectionnées pour notre base de donnée avec les conditions opératoires correspondantes : géométrie du tube, mode de chauffage de la section de test et le nombre de points expérimentaux extrait de chaque source. La banque de données comprend au total 781 points expérimentaux. Les gammes des conditions opératoires sont les suivantes : $190 \leq G \leq 1500$ kg/m²s, $7{,}2 \leq \dot{q} \leq 46$ kW/m², $0 \leq T_{sat} \leq 25$ °C et la gamme de diamètre des tubes testés est de $0{,}79 \leq D \leq 2$ mm.

Ainsi, ces plages couvrent largement les conditions opératoires d'un évaporateur CO_2 de climatisation automobile.

6.3 Développement d'un modèle prédictif du coefficient diphasique

Afin de concevoir des évaporateurs efficacement, il est important de pouvoir prédire et le coefficient d'échange de chaleur et le titre critique. En effet, lorsque l'assèchement est amorcé, la température de paroi augmente rapidement affectant le refroidissement de l'air. Cependant, prédire les coefficient d'échange thermique du CO_2 avec une grande précision n'est pas nécessaire puisque la résistance côté air a la plus grande contribution dans la résistance thermique globale de l'évaporateur.

L'assèchement, en provoquant une chute du coefficient d'échange de chaleur, forme deux régions : le pré-assèchement et le post-assèchement (voir la figure 6.1). La première est caractérisée par des coefficients de transfert thermique élevés contrairement à la deuxième. Cette situation rend difficile la prédiction des coefficients de transfert. En effet, une corrélation prédictive applicable à l'ébullition du CO_2 doit pouvoir : (i) prédire la prédominance de l'ébullition nucléée avec des coefficients de transfert de chaleur élevées qui lui correspondent (pré-assèchement), (ii) prédire le début de l'assèchement (titre massique de vapeur critique) pour lequel les coefficients de transferts chutent brusquement et enfin (iii) prédire les coefficients de transfert de l'écoulement dispersé (post-assèchement).



Schématisation de l'assèchement

Données expérimentales de Pettersen (2002)

Figure 6.1 *Représentation des régions pré-assèchement et post-assèchement*

Tableau 6.1 *Études expérimentales sélectionnées pour constituer une banque de données de coefficients de transfert de chaleur de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux*

Source des données	Géométrie des canaux et matériaux	D_h [mm]	T_{sat} [°C]	p_r	G [kg/m²s]	$\dot{q}$ [kW/m²]	N^{bre} points	Mode de chauffage
Hihara et Tanaka (2000)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable (*l*)[a]	1,0	15	0,69	360 ; 720 ; 1440	9 ; 18 ; 36	271	Effet joule
Koyama *et al*. (2001)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable (*l*)	1,79	0,16 ; 9,98 ;	0,47 ; 0,61 ;	250 ; 260	31,23	36	Effet joule
Zhao *et al*. (2002)	Multi-canaux triangulaires, aluminium	0,86	10	0,61	300	11	11	Effet joule
Pettersen (2004)	Multi-canaux circulaires, aluminium	0,79	0 ; 10 ; 20 ; 25	0,47 ; 0,61 ; 0,78 ; 0,87 ;	190 ; 280 ; 380 ; 570	5 ; 10 ; 15 ; 20	46	Eau chaude
Yun *et al*. (2005a)	Multi-canaux rectangulaires matériau non précisé (*l*)	1,14 1,53	5	0,54	200 ; 300 ; 400	10 ; 15 ; 20	57	Effet joule
Jeong *et al.* (2005)	Multi-canaux rectangulaires aluminium (*l*)	2	0 ; 5 ; 10	0,47 ; 0,54 ; 0,61	450 ; 600 ; 750	4 ; 8 ; 12	88	Effet joule
Yun *et al*. (2005b)	Mono-canal circulaire, acier inoxydable (*l*)	0,98 ; 2	5 ; 10	0,54 ; 0,61	1000 ; 1500	7,2 ; 7,3 ; 15,9 ; 16,2 ; 20 ; 26 ; 30 ; 36 ; 46	224	Effet joule
Shinmura *et al*. (2006)	Multi-canaux circulaires, aluminium	0,6	5,83	0,55	400	10 ; 20	48	Eau chaude

[a] La lettre (*l*) indique que les valeurs expérimentales de *h* et de *x* sont des valeurs locales.

6.4 Prédiction du coefficient d'échange dans la région pré-assèchement

Dans la région de pré-assèchement, l'ébullition nucléée prédomine sur l'évaporation convective. Toutefois, cette dernière devient plus importantes, à des vitesses massiques élevées, rendant ainsi le régime d'ébullition mixte. Afin de prévoir le type d'ébullition à partir des conditions opératoires nous avons utilisé le nombre d'ébullition *Bo*. Ce nombre adimensionnel peut constituer une indication sur le type de régime d'ébullition en région pré-assèchement (Agostini, 2002). Le nombre d'ébullition " mesure " le rapport de force entre les effets de la densité de flux et les effets de la vitesse massique. La première favorise l'ébullition nucléée alors que la deuxième favorise l'évaporation convective. Il existe une valeur critique de *Bo* en dessous de laquelle l'évaporation convective domine et au-dessus de laquelle l'ébullition nucléée domine. Son identification se fait par analyse visuelle de données expérimentales.

6.4.1 Identification de la valeur critique du nombre d'ébullition

Lorsque l'ébullition nucléée est prédominante, le coefficient de transfert de chaleur *h* est pratiquement constant et ne dépend pas du titre en vapeur. Par contre, il augmente avec le titre en vapeur dans le cas où l'évaporation convective domine. Ainsi, la visualisation de l'évolution du coefficient d'échange en fonction du titre critique permet d'identifier le régime d'ébullition. C'est pourquoi, nous avons tracé les évolutions des coefficients d'échange de chaleur en pré-assèchement de notre base de données, et calculé le nombre d'ébullition correspondant à chaque point de test. Une partie de cette analyse de données est illustrée sur la figure 6.2.

De cette analyse, une valeur critique du nombre d'ébullition a pu être déterminée ; elle vaut 10^{-4}. Ainsi, Si $Bo \leq 10^{-4}$ alors l'évaporation convective est prédominante sinon c'est l'ébullition nucléée qui prédomine.

6.4.2 Prédiction du coefficient d'échange de l'ébullition nucléée

En pré-assèchement, la base de données a été comparée avec différentes corrélations de l'ébullition en vase : Cooper (1984), Gorenflo (1993), Stephan et Abdelsalam (1980) et la corrélation de Cooper modifiée par Cheng et al. (2006). La corrélation de Gorenflo (1993) surestime les données expérimentales. La corrélation de Stephan et Abdelsalam donne des valeurs très proches de celles de Cooper avec un écart relatif moyen de seulement 2 %.

Les deux meilleures corrélations sont celle de Cooper et celle de Cheng et al.. Le tableau 6.2 présente une analyse statistique des données prédites par ces deux corrélations. Dans ce tableau, nous avons distingué les coefficients d'échange expérimentaux selon le type de tube auxquels ils correspondent : mini-canal ou multi-canaux. D'après le tableau 6.2, la corrélation de Cooper (1984), donne de meilleures prédictions pour les tubes de type mini-canal ; alors que la corrélation de Cheng et al. (2006), qui est une modification de la corrélation de Cooper, donne de meilleurs résultats avec les multi-canaux. Il vient,

- pour un tube mini-canal, la corrélation de Cooper (1984) est utilisée :

$$h_{tp} = 55\, p_r^{0,12} \left(-\log_{10}\left(p_r\right)\right)^{-0,55} \tilde{M}^{-0,5}\, \dot{q}^{0,67} \tag{6.1}$$

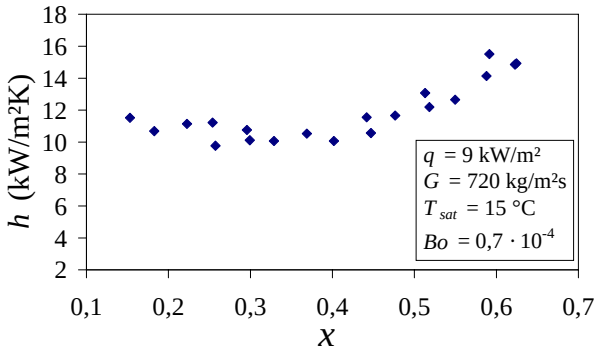
- pour un tube à multi-canaux, la corrélation de Cooper modifiée par Cheng et al. (2006) est utilisée :

$$h_{tp} = 131 p_r^{-0,0063} \left(-\log_{10}\left(p_r\right)\right)^{-0,55} \tilde{M}^{-0,5} \dot{q}^{0,58} \qquad (6.2)$$

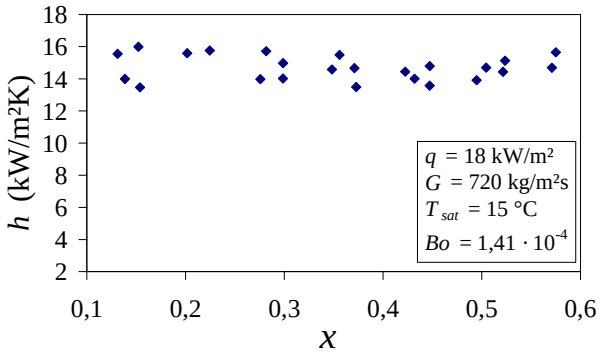
Tableau 6.2 *Évaluation de la capacité des corrélations de Cooper et de Cheng et al. (2006) à prédire les coefficients d'échange de chaleur de l'ébullition nucléée (h_{nb})*

Source des données	Corrélation de Cooper (1984) $\overline{\xi}$	Corrélation de Cheng et al. (2006) $\overline{\xi}$
Mono-canal		
Hihara et Tanaka (2000)	11,44	12,85
Koyama et al. (2001)	15,3	14,97
Yun et al. (2005b)	18,79	22,67
Multi-canaux		
Pettersen (2004)	20,66	14,77
Zhao et al. (2002)	18,96	11,08
Yun et al. (2005a)	12,78	11,49
Jeong et al. (2005)	11,45	10,58
Shinmura et al. (2006)	12,07	10,18

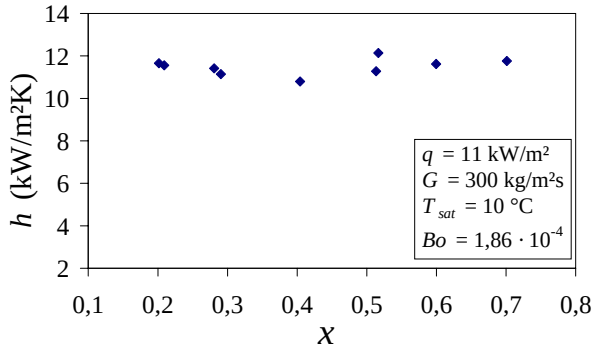
Écart relatif moyen : $\overline{\xi} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left|\xi_i\right|$ avec $\xi_i = \frac{h_{\exp} - h_{calc}}{h_{\exp}}$



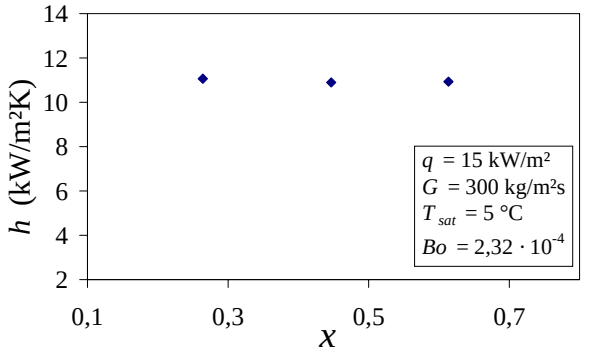
Données expérimentales de Hihara et Tanaka (2000)



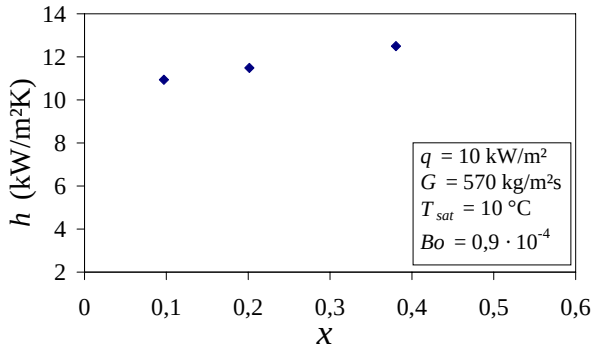
Données expérimentales de Hihara et Tanaka (2000)



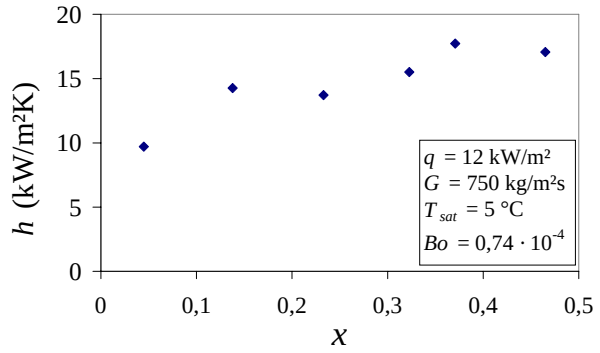
Données expérimentales de Zhao et al. (2002)



Données expérimentales de Yun et al. (2005a)



Données expérimentales de Pettersen (2004)



Données expérimentales de Jeong et al. (2005)

Figure 6.2 *Identification de la valeur critique du nombre d'ébullition séparant le régime d'ébullition nucléée de celui d'ébullition mixte*

6.4.3 Prédiction du coefficient d'échange en ébullition mixte

Lorsque Bo < 0,0001, la contribution de l'évaporation convective au transfert thermique est significative. Dans ce cas, le coefficient d'échange de chaleur augmente avec l'augmentation de x et de G. Après avoir testé plusieurs modèles asymptotiques, parmi lesquels Steiner et Taborek (1992) (§A.3.2), Liu et Winterton (1991) (§A.3.1), Kattan et al. (1998c) (§ 3.6.1.1), Thome et El Hajal (2004) (§5.9.3) et Cheng et al. (2006), nous avons opté pour une modification du modèle de Thome et El Hajal (2004).

L'expression du coefficient de transfert thermique avant assèchement est donnée par :

$$h_{tp} = \frac{\theta_{dry} h_v + \left(2\pi - \theta_{dry}\right) h_{wet}}{2\pi} \tag{6.3}$$

le coefficient de transfert thermique h_v est déterminé par l'*Eq*. (3.22). Le coefficient h_{wet} est défini par :

$$h_{wet} = \left[\left(S\, h_{nb} \right)^3 + h_{cv}^3 \right]^{1/3} \tag{6.4}$$

où S est le facteur de suppression, il est calculé avec l'*Eq*. (5.25). L'expression d'origine du coefficient h_{nb} est substituée par les équations (6.1) ou (6.2) selon que le tube soit du type mono-canal ou multi-canaux. Le coefficient de transfert h_{cv} est estimé par l'*Eq*. (3.19).

Par ailleurs, nous avons vu que les configurations d'écoulement dominant lors de la vaporisation du CO_2 étaient l'écoulement intermittent, à de faibles titres de vapeur, et l'écoulement annulaire à des titres modérés. Dans ces deux configurations, la paroi interne du tube est toujours mouillée par le liquide ; de ce fait, d'après l'*Eq*. (3.23), l'angle sec θ_{dry} est nul. Par conséquent, l'*Eq*. (6.3) se réduit à :

$$h_{tp} = h_{wet} \tag{6.5}$$

6.5 Prédiction du titre critique

En absence de corrélations générales prédisant l'assèchement, trois approches sont présentent dans la littérature :

- Critères de similitude partant de données empiriques de l'assèchement de la vapeur d'eau et aboutissant à des valeurs pour des fluides non aqueux ;
- Modèles phénoménologiques de l'assèchement résolvant les équations régissant l'écoulement diphasique annulaire avec entraînement, déposition, et vaporisation ;
- Déduction d'une corrélation du titre critique, à partir de données expérimentales, en fonction des conditions opératoires, tel que x_{cr} = f(G, $\dot{q}$, p_{sat} ou T_{sat}, D).

La première méthode compte sur une grande base de données de l'assèchement, obtenues à partir de la vaporisation de la vapeur d'eau pour les raisons invoquées au § 5.5. Auracher (1990) a proposé une telle méthode en ayant utilisé les critères définis par Ahmad (1973), voir § 6.5.1.

La deuxième méthode utilise un modèle analysant le film liquide, la vapeur et les gouttelettes. En se basant sur les conditions d'entrée, un taux d'évaporation donné, et des corrélations analytiques pour l'entraînement et la déposition des gouttelettes, la variation du débit du film liquide le long du tube chauffé est calculée par l'intégration de l'équation de continuité. L'assèchement est ensuite identifié à l'endroit où le débit de film liquide est nul. Les modèles et résultats de la prédiction de l'assèchement utilisant une telle méthode ont été présentés par différents auteurs, tels que, Govan et al. (1988), Hoyer (1998) et Utsuno et Kaminaga (1998). En se basant sur cette méthode, Yun et Kim (2003b), ont proposé un modèle prédictif du titre critique pour le cas du CO_2. Ce modèle est assez complexe et donne à peu près les mêmes résultats que la méthode proposée par Auracher (1990). Cette dernière est privilégiée.

6.5.1 Méthode Auracher et al. (1990) : Critères de similitude de Ahmad

Afin de calculer le titre de vapeur critique pour des fluides autres que de la vapeur d'eau, Auracher (1990) a proposé d'utiliser des corrélations empiriques, telles que celles de Kon'Kov (1965), établies pour de la vapeur d'eau. Ces corrélations sont dépendantes du flux thermique, de la vitesse massique, du diamètre et de la pression de saturation. Pour pouvoir utiliser de telles corrélations, Auracher (1990) préconisent l'utilisation de critères de similitude, définis par Ahmad (1973), tels que le paramètre ψ, basé sur le nombre de Weber. Ces critères de similitude permettent de transposer les conditions opératoires de l'ébullition du CO_2 à celles de la vapeur d'eau. Le paramètre ψ doit avoir la même valeur pour les deux fluides :

$$\psi = \frac{GD}{\mu_f}\left(\sqrt{\frac{\gamma}{\rho_f}}\frac{\mu_f}{D}\right)^{2/3}\left(\frac{\mu_f}{\mu_g}\right)^{1/8} \tag{6.6}$$

Avec

$$\gamma = \left|\frac{\partial\left(\rho_f / \rho_g\right)}{\partial p}\right|_{sat} \tag{6.7}$$

Les propriétés thermophysiques de la vapeur d'eau doivent être évaluées à la pression de saturation donnant le même rapport de densité avec le CO_2. Finalement, le nombre d'ébullition *Bo* doit être le même pour les deux fluides :

$$Bo = \frac{\dot{q}}{G\,Lv} \tag{6.8}$$

Les critères de similitude dans la méthode de Ahmad pour des tubes à section circulaire sont résumés dans le tableau 6.3.

Tableau 6.3 *Critères de similitude de Ahmad (1973)*

conditions opératoires	critères de similitude	domaine de validité
$p_{sat}(\frac{\rho_l}{\rho_v})$	$\left.\frac{\rho_l}{\rho_v}\right\|_{fluide_A} = \left.\frac{\rho_l}{\rho_v}\right\|_{fluide_A}$	$7 < \frac{\rho_l}{\rho_v} < 980$
flux massique	$\psi\|_{fluide_A} = \psi\|_{fluide_B}$	$5 < \psi < 100$
titre de vapeur critique	$x_{cr}\|_{fluide_A} = x_{cr}\|_{fluide_B}$	$-0,4 < x_{cr} < 0,9$
densité de flux critique	$\left.\frac{\dot{q}}{G\,Lv}\right\|_{fluide_A} = \left.\frac{\dot{q}}{G\,Lv}\right\|_{fluide_B}$	Pas de limite
géométrie	Reste inchangée	
rapport de la longueur chauffée au diamètre du tube	$\left.\frac{L}{D_h}\right\|_{fluide_A} = \left.\frac{L}{D_h}\right\|_{fluide_B}$	$60 < \frac{L}{D_h} < 310$
fluides		eau, R-12, R-21, R-22, R-113, R-114, CO_2

Pour déterminer le titre de vapeur critique de la vapeur d'eau, Auracher (1990) recommande les équations empiriques développées par Kon'kov (1965). Ces équations ont été établies pour un écoulement de vapeur d'eau ascendant (si x_{cr} est supérieur à 1, la valeur de x_{cr} =1 est substituée) :

$$x_{cr} = c_1 \left(\frac{\dot{q}}{1000}\right)^{-0,125} G^{-0,333} \left(1000\,D\right)^{-0,07} \exp\left(c_2\; p \times 10^{-5}\right) \tag{6.9}$$

avec $\dot{q}$ en W/m², G en kg/m²s, D en m et p en Pa.

Les variables de cette équation doivent être compris entre les intervalles suivants :

4,9 bar < p < 196 bar
200 kg/m²s < G < 5000 kg/m²s
4 mm < D < 32 mm

Tableau 6.4 *Constantes de l'équation (6.9)*

Gamme de pression [bar]	c_1	c_2
$4,9 \le p \le 29,4$	10,795	0,01715
$29,4 \le p \le 98$	19,398	0,00255
$98 \le p \le 196$	32,302	0,00795

Afin de tenir compte des effets de l'orientation du tube (incliné ou horizontal) sur l'apparition de l'assèchement, le facteur de Wallis est multiplié par le titre de vapeur critique x_{cr}, établi pour l'écoulement ascendant, pour former un nombre de Froude modifié défini par l'*Eq.* (6.10) :

$$Fr^* = \frac{\frac{x_{cr} G}{\sqrt{\rho_g}}}{\sqrt{gD(\rho_l - \rho_g)\cos\theta}} \tag{6.10}$$

Avec θ l'angle que fait le tube par rapport à l'horizontal, il est donc nul pour un écoulement horizontal.

D'après Auracher (1990), les données expérimentales ont montré que si $Fr^* > 10$, il y a très peu voire pas du tout de stratification pour les écoulements horizontaux. Par contre pour un $Fr^* < 3$, les effets de la stratification sont très prononcés. Il est recommandé par Pettersen (2002) de prendre en compte les effets de la stratification si $Fr^* < 10$. Dans ce dernier cas, l'écart (Δx_{cr}) entre le titre de vapeur critique, x_{di}, et le titre critique x_{de} peut être déterminé comme suit :

$$\Delta x_{cr} = x_{cr,de} - x_{cr,di} = \frac{16}{(2+Fr^*)^2} \tag{6.11}$$

Le début de l'assèchement dans l'écoulement annulaire horizontal correspond au titre de vapeur critique de la partie supérieure du tube :

$$x_{di} = x_{cr} - \frac{\Delta x_{cr}}{2} \tag{6.12}$$

L'assèchement est entièrement développé pour un titre de vapeur critique de la partie inférieure du tube

$$x_{de} = x_{cr} + \frac{\Delta x_{cr}}{2} \tag{6.13}$$

Si x_{de} est supérieur à 1, la valeur de x_{de}=1 est substituée

Comme récapitulatif, la procédure à suivre pour le calcul du titre de vapeur critique est la suivante :

1. Calculer le rapport de masse volumique entre la phase liquide et la phase vapeur du CO_2 à l'état saturé $(\rho_l/\rho_v)_{CO2}$;
2. Rechercher la pression de saturation de la vapeur d'eau pour laquelle le rapport $(\rho_l/\rho_v)_{eau} = (\rho_l/\rho_v)_{CO2}$ à l'état saturé. Déduire les propriétés thermophysiques équivalentes de la vapeur d'eau correspondant à cette pression de saturation;
3. Déduire, à partir de l'égalité ($\Psi_{CO2} = \Psi_{eau}$), la vitesse massique équivalente de la vapeur d'eau ;
4. Déduire, à partir de l'égalité $Bo_{CO2} = Bo_{eau}$, la densité de flux équivalente de la vapeur d'eau ;
5. Remplacer la pression et la vitesse massique équivalentes de la vapeur d'eau dans l'*Eq.*(6.9) pour calculer le titre critique, x_{cr}, pour un écoulement ascendant ;
6. Si $Fr^* < 10$, calculer le nombre de Froude modifié à l'aide de l'*Eq.* (6.10), calculer Δx_{cr} critique pour un écoulement horizontal à l'aide de l'*Eq.* (6.11) ;
7. Enfin, calculer les titres critiques (x_{di} et x_{de}) à l'aide des *Eq.* (6.12) et (6.13).

6.6 Prédiction du coefficient d'échange dans la région post-assèchement

Les modèles du transfert thermique pour l'écoulement à brume sont scindés en deux catégories : modèles considérant l'écoulement en conditions d'équilibre, modèles où l'état de

non équilibre est pris en compte. Les corrélations de l'état d'équilibre sont généralement basées sur un modèle homogène pour l'écoulement dispersé. La forme de telles corrélations empiriques peut être basée sur un modèle de transfert thermique de vapeur monophasique, par exemple celui de Dittus-Boelter, auquel un facteur correctif, dépendant de x et des propriétés de fluide liquide/vapeur est ajouté. Groeneveld (1973) et Dougall et Rohsenow (1963) ont proposé de telles corrélations.

6.6.1 Modèles ne tenant pas compte des effets de non équilibre

6.6.1.1 Corrélation de Groeneveld (1973)

En se basant sur des données expérimentales de précédentes études, Groeneveld a proposé une corrélation du coefficient de transfert pour le régime d'écoulement dispersé :

$$Nu_v = \frac{hD}{\lambda_v} = 0,00109\left[\left(\frac{GD}{\mu_v}\right)\left(x+\frac{\rho_v}{\rho_l}(1-x)\right)\right]^{0,989} \mathrm{Pr}_{v,p}^{1,41}\, Y^{-1,15} \tag{6.14}$$

où

$$Y = 1-0,1\left[\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}-1\right)(1-x)\right]^{0,4} \tag{6.15}$$

Le nombre de Prandtl de la phase vapeur, $Pr_{v,p}$, est évalué à la température de paroi, et une solution itérative est nécessaire puisque celle-ci est dépendante du coefficient de transfert thermique et du flux thermique. Les autres propriétés sont évaluées aux états de saturation. Cette corrélation est basée sur des données de la vapeur d'eau valables pour les tubes horizontaux et verticaux pour les conditions opératoires suivantes :
$0,25 < D_h < 2,5$ cm, $68 < p < 215$ bar, $700 < G < 5300$ kg/m²s, $0,1 < x < 0,9$, $120 < \dot{q} < 2100$ kW/m², $0,88 < Pr_{v,p} < 2,21$, $0,706 < Y < 0,976$.

6.6.1.2 Corrélation de Dougall et Rohsenow (1963)

Les deux auteurs ont proposé une corrélation légèrement différente de celle de Groeneveld, en considérant toujours l'écoulement en conditions d'équilibre,

$$h = 0,023\left[\left(\frac{GD}{\mu_{v,f}}\right)\left(x_a+\frac{\rho_v}{\rho_l}(1-x_a)\right)\right]^{0,8}\left(\frac{Cp_v\mu_v}{\lambda_v}\right)^{0,4} \tag{6.16}$$

Cette corrélation est simple d'utilisation et elle a également l'avantage de retomber sur l'expression de Dittus-Boelter pour un écoulement turbulent chauffé quand x tend vers 1. Le nombre de Reynolds modifié dans l'équation ci-dessus peut également être utilisé dans d'autres corrélations monophasiques, par exemple celle de Gnielinski (1976).

6.6.2 Modèles tenant compte des effets de non équilibre

Les modèles tenant compte de l'état de non équilibre définissent deux titres massiques de vapeur : le titre massique de vapeur en équilibre (titre thermodynamique), noté x_e. et le titre massique de vapeur réel, noté x_a. Le titre de vapeur en équilibre est défini par :

$$x_e = \frac{h-h_{l,sat}}{Lv} \tag{6.17}$$

où h est l'enthalpie spécifique en équilibre de l'écoulement, incluant les phases liquide et vapeur, et $h_{l,sat}$ est l'enthalpie spécifique du liquide saturé. Le titre de vapeur réel est quant à lui défini par :

$$x_a = \frac{x_e\, Lv}{h_{v,a} - h_{l,sat}} \tag{6.18}$$

Où $h_{v,a}$ est l'enthalpie spécifique de la vapeur à la température réelle.

6.6.2.1 Corrélation de Groeneveld et Delorme (1976)

La corrélation de Groeneveld et Delorme (1976) est l'une des plus utilisée pour tenir compte des effets de non-équilibre dans la région du post-assèchement. Elle a été construite sur la base de données expérimentales de la vapeur d'eau. Son expression est de la forme suivante :

$$Nu_v = \frac{hD}{\lambda_{v,f}} = \frac{qD}{(T_p - T_v)\lambda_{v,f}} = a\left[\left(\frac{GD}{\mu_{v,f}}\right)\left(x_a + \frac{\rho_v}{\rho_l}(1-x_a)\right)\right]^b \mathrm{Pr}_{v,f}^c \left(e + f\,\frac{D}{L}\right)^g \tag{6.19}$$

Les auteurs ont obtenu une bonne prédiction des données expérimentales en utilisant les exposants et coefficients de la corrélation de Hadaller et Banerjee (1969) :

$$\frac{h\,D}{\lambda_{v,f}} = \frac{\dot{q}\,D}{(T_p - T_v)\lambda_{v,f}} = 0,008348\left[\left(\frac{G\,D}{\mu_{v,f}}\right)\left(x_a + \frac{\rho_v}{\rho_l}(1-x_a)\right)\right]^{0,8774} \mathrm{Pr}_{v,f}^{0,6112} \tag{6.20}$$

Les indices v,f dans les corrélations ci-dessus indiquent que les propriétés thermophysiques sont évaluées à la température de film, notée $T_{v,f}$, correspondant à la moyenne arithmétique entre T_v et T_p, ainsi $T_{v,f} = \left(T_p + T_{v,a}\right)/2$. La détermination du titre réel x_a et de la température de vapeur T_v, est réalisée par les relations suivantes :

$$h_{v,a} - h_{l,sat} = Lv + \int_{T_{sat}}^{T_{v,a}} Cp_v\, dT_v \tag{6.21}$$

$$\mathrm{Re}_{hom} = \left(\frac{GD}{\mu_v}\right)\left(\hat{x}_e + \frac{\rho_v}{\rho_l}(1-\hat{x}_e)\right) \text{ avec } \hat{x}_e = x_e \text{ pour } 0 \le x_e \le 1 \text{ et } \hat{x}_e = 1 \text{ pour } x_e > 1 \tag{6.22}$$

$$\psi = a_1\, \mathrm{Pr}_v^{a_2}\, \mathrm{Re}_{hom}^{a_3} \left(\frac{\dot{q}\,D\,Cp_{v,e}}{\lambda_v\, Lv}\right)^{a_1} \sum_{i=1}^{3} b_i x_e^i \text{ pour } 0 \le \psi \le \pi/2 \tag{6.23}$$

Si $\psi < 0$ alors prendre $\psi = 0$; si $\psi > \pi/2$ alors prendre $\psi = \pi/2$

$$\frac{h_{v,a} - h_{v,e}}{Lv} = \exp(-\tan\psi) \tag{6.24}$$

$$h_{v,e} = h_{v,sat} \text{ pour } 0 \le x_e \le 1 \text{ et } h_{v,e} = h_{v,sat} + (x_e - 1)\,Lv \text{ pour } x_e > 1 \tag{6.25}$$

Les *Eq*. (6.23) à (6.25) représentent des corrélations empiriques rendant compte du degré de non équilibre au sein de l'écoulement. Dans l'*Eq*. (6.21), $h_{v,a}$ est l'enthalpie réelle de vapeur et $h_{v,e}$ est l'enthalpie de vapeur en conditions d'équilibre. Les valeurs des constantes a_i et b_i ont été déterminées sur la base de données expérimentales obtenues avec de la vapeur d'eau ; elles sont données par le tableau 6.5.

Tableau 6.5 *Valeurs numériques des constantes de l'équation (6.23)*

$a_1 = 0,13864$	$b_1 = 1,3072$
$a_2 = 0,2031$	$b_2 = -1,0833$
$a_3 = 0,20006$	$b_3 = 0,8455$
$a_4 = -0,09232$	-

Le modèle de Groeneveld et Delorme (1976) repose sur l'algorithme suivant :

1. initialiser la température de film afin d'évaluer les propriétés thermophysiques ;
2. Les *Eq*. (6.22) et (6.23) sont utilisées pour calculer Re_{hom} et ψ. $h_{v,a}$ est déterminée par les *Eq*. (6.24) et (6.25) ;
3. En utilisant la valeur de $h_{v,a}$, l'*Eq*. (6.18) permet de calculer x_a, et l'*Eq*. (6.21) est résolue itérativement pour déterminer $T_{v,a}$;
4. En utilisant les valeurs de $h_{v,a}$ et de x_a, l'équation (6.20) permet de calculer la température de paroi T_p pour une densité de flux donnée ;
5. La moyenne arithmétique des valeurs de $T_{v,a}$ et T_p, donne une nouvelle valeur de la température de film $T_{v,f}$. Si cette valeur est la même que celle précédemment initialisée alors la solution est complète. Sinon, la nouvelle valeur de $T_{v,f}$ est utilisée à l'étape 1 et le processus recommence jusqu'à convergence ;

Shah et Siddiqui (2000) et Nishikawa et al. (1986) ont montré une large déviation entre les valeurs de la température de paroi calculées par la corrélation de Groeneveld et Delorme (1976) avec celles mesurées pour de faibles flux massique et thermique, et pour des fluides autres que l'eau.

6.6.2.2 Modèle de Shah et Siddiqui (2000)

Shah et Siddiqui (2000) ont proposé un modèle basé sur une large banque de données obtenues pour différentes conditions opératoires et différents fluides. Les auteurs ont établi les hypothèses suivantes pour établir leur modèle :

- l'écoulement est complètement constitué de gouttelettes liquides dispersées dans la vapeur ;
- tant que le titre thermodynamique est inférieur ou égal à la valeur du titre critique, il y a équilibre thermodynamique ;
- la turbulence de l'écoulement et la distribution de température de l'écoulement de vapeur ne sont pas affectées par la présence des gouttelettes. Ainsi, le coefficient de transfert de chaleur entre la paroi et la vapeur peut être calculé par des corrélations monophasiques ;
- aux pressions réduites faibles et modérées, l'impact des interactions entre les gouttelettes est négligeable. Pratiquement toute la chaleur est soutirée à la paroi par l'écoulement de vapeur lequel à son tour cède de la chaleur aux gouttelettes de liquide ;

- aux pressions réduites élevées, les effets des interactions entre les gouttelettes deviennent importants. La chaleur est ainsi soutirée à la paroi à la fois par l'intermédiaire des interactions entre paroi et gouttelettes et par transfert convectif avec la vapeur.
- le transfert radiatif est négligeable.

La représentation graphique de ce modèle est illustrée sur la figure 6.3.

La procédure qui permet de déterminer x_a est un algorithme assez complexe impliquant le nombre de Froude et le nombre d'ébullition.

Si $x_e \geq 0{,}4$, le titre réel en vapeur est calculé par la relation suivante :

$$x_a = \left(A_1 + A_2 x_e + A_3 x_e^2 + A_4 x_e^3 \right) Fr_l^{0{,}064} \tag{6.26}$$

Les valeurs numériques des constantes de cette équation sont données dans le tableau 6.6.

Tableau 6.6 *Valeurs des constantes de l'équation (6.26)*

A1 = -0,0347	A2 = 0,9335
A3 = -0,2875	A4 = 0,035

La valeur de x_a, déterminée avec l'*Eq.* (6.26), est corrigée par les relations suivantes :

$$\text{Si } x_a > x_e \quad \text{alors } x_a = x_e \tag{6.27}$$

$$\text{Si } x_a > 1 \quad \text{alors } x_a = 1 \tag{6.28}$$

Pour $x_e < 0{,}4$, il n'y a aucun point d'intersection entre la courbe de l'équation (6.26) et la droite $x_a = x_e$ (voir figure 6.3). Pour cela, les auteurs ont fixé un point d'intersection comme suit :

$$x_{a,\text{int}} = x_{e,\text{int}} = 0{,}19\, Fr_l^{0{,}16} \tag{6.29}$$

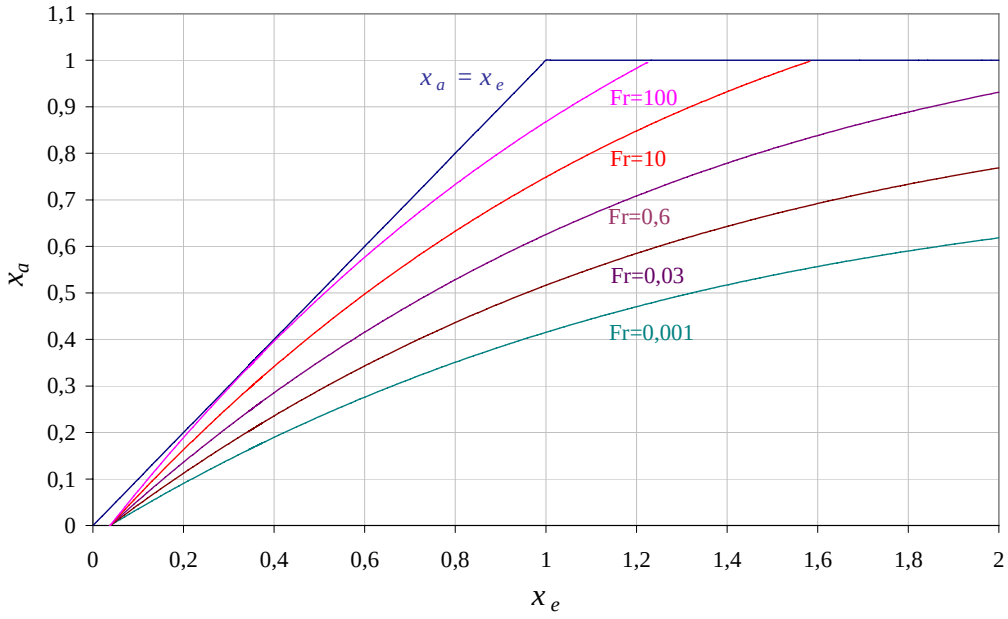


Figure 6.3 *Représentation graphique du modèle de Shah et Siddiqui (2000)*

Calcul de x_a

Connaissant x_e, x_{cr}, Fr_l, et Bo, les étapes de calcul pour estimer x_a sont les suivantes :

1. Pour Fr_l donné, il faut déterminer l'interaction entre la courbe de l'*Eq.* (6.26) et la droite d'équilibre $x_a = x_e$. Pour $Fr_l > 100$, le point d'intersection est déterminé en résolvant le système d'équation formé de l'équation (6.26) et $x_a = x_e$. Pour $Fr_l < 100$, le point d'intersection est donné par l'*Eq.* (6.29).
2. Si $x_{cr} \leq x_{e,int}$, alors $x_a = x_e$ pour $x_e \leq x_{e,int}$. Pour $x_e > x_{e,int}$, x_a est obtenu par les *Eq.* (6.26) à (6.29).
3. Si $x_{cr} > x_{e,int}$, déterminer le point où la tangente passant par le point $x_e = x_a = x_{cr}$ touche la courbe de l'*Eq.* (6.26). Ce point tangent noté ($x_{e,tan}$,$x_{a,tan}$) est à l'intersection des équations (6.26) et (6.30) :

$$x_a = x_{cr} + \left(x_e - x_{cr}\right)\left(A_2 + 2A_3\, x_e + 3A_4\, x_e^2\right) Fr_l^{0,064} \tag{6.30}$$

Pour $x_e > x_{e,tan}$, x_a est obtenu avec l'*Eq.* (6.26). Pour $x_e < x_{e,tan}$, x_a est obtenu en utilisant l'expression suivante :

$$x_a = \frac{x_{a,tan} - x_{cr}}{x_{e,tan}} x_e + \frac{x_{E,tan} - x_{a,tan}}{x_{e,tan} - x_{cr}} x_{cr} \tag{6.31}$$

4. Si $Bo < 5{\cdot}10^{-4}$, x_a est corrigé par la relation suivante :

$$x_a = x_e - \left(x_e - x_{a,o}\right)\frac{Bo}{5{\cdot}10^{-4}} \tag{6.32}$$

Avec $x_{a,o}$ la valeur de x_a avant correction.

La valeur de l'enthalpie de la vapeur est calculée par :

$$h_{v,a} = h_{v,sat} + \frac{x_e - x_a}{x_a} Lv \tag{6.33}$$

Maintenant, la température de vapeur réelle peut être calculée, en connaissant $h_{v,a}$ et la pression, à l'aide de Refprop 7.0.

Calcul de T_p

Le flux thermique échangé entre la paroi et la vapeur s'exprime comme suit :

$$\dot{q} = F_{dc} h_{vp} \left(T_p - T_{v,a} \right) \tag{6.34}$$

où h_{vp} est le coefficient de transfert convectif entre la paroi et la vapeur, et F_{dc} est un facteur qui prend en compte l'amélioration du transfert de chaleur dû aux interactions entre les gouttelettes et la paroi. Sa valeur dépend de la pression réduite :

$$F_{dc} = 1 \quad \text{pour } p_r \leq 0,8 \tag{6.35}$$

$$F_{dc} = 2,64\, p_r - 1,11 \quad \text{pour } p_r > 0,8 \tag{6.36}$$

Pour le calcul du coefficient de transfert convectif, les auteurs recommandent l'utilisation des corrélations monophasiques :

$$Nu = 0,023\, \mathrm{Re}_{v,a}^{0,8}\, \mathrm{Pr}_{v,a}^{0,4} \quad \text{pour } \mathrm{Re}_{v,a} > 10^4 \tag{6.37}$$

$$Nu = 0,0083\, \mathrm{Re}_{v,a}^{0,8}\, \mathrm{Pr}_{v,a}^{0,6112} \quad \text{pour } \mathrm{Re}_{v,a} \leq 10^4 \tag{6.38}$$

où la dernière corrélation est celle de Hadaller et Banerjee (1969). $Re_{v,a}$ est le nombre de Reynolds de la phase vapeur, il est calculé comme suit :

$$\mathrm{Re}_{v,a} = \frac{G\, D\, x_a}{\mu_v\, \alpha} \tag{6.39}$$

où α est le taux de vide calculé en utilisant le modèle homogène :

$$\alpha = \frac{x_a\, \rho_l}{\left(1 - x_a\right) \rho_v + x_a\, \rho_l} \tag{6.40}$$

Les propriétés thermophysiques impliquées dans le calcul de $Re_{v,a}$ et du nombre de Prandtl $Pr_{v,a}$ sont évaluées à la température du film. Celle-ci est définie comme étant la moyenne arithmétique de T_p et de $T_{v,a}$. Or T_p est inconnue, elle est alors obtenue itérativement. Elle est d'abord initialisée, ce qui permet de calculer le nombre de Nusselt par l'*Eq*. (6.37) ou (6.38), le coefficient de transfert convectif h_{vp} est alors obtenu, et ainsi T_p peut être déduite de l'Eq. (6.34). Cette nouvelle valeur de T_p remplace la valeur initiale pour effectuer une nouvelle boucle ; le calcul s'arrête une fois que T_p a convergé.

Calcul de h_{tp}

Le coefficient de transfert de chaleur de l'écoulement diphasique est finalement déduit par la relation suivante :

$$h_{tp} = \frac{\dot{q}}{\left(T_p - T_v\right)} \tag{6.41}$$

Le modèle de Shah et Siddiqui (2000) a permis de prédire 546 données expérimentales des coefficients de transfert thermique dans la région post-assèchement avec une déviation moyenne de 15,2 %. La banque de données a été obtenue pour l'eau, l'hélium, des hydrocarbures, l'azote et des fluorocarbones incluant des pressions de saturation allant de 1 à 215 bar, des pressions réduites allant de 0,0046 à 0,97, des flux massiques allant de 4 à 5176 kg/m²s, des diamètres hydrauliques de 1,1 à 24,3 mm, et pour un titre thermodynamique variant de 0,1 à 2,4.

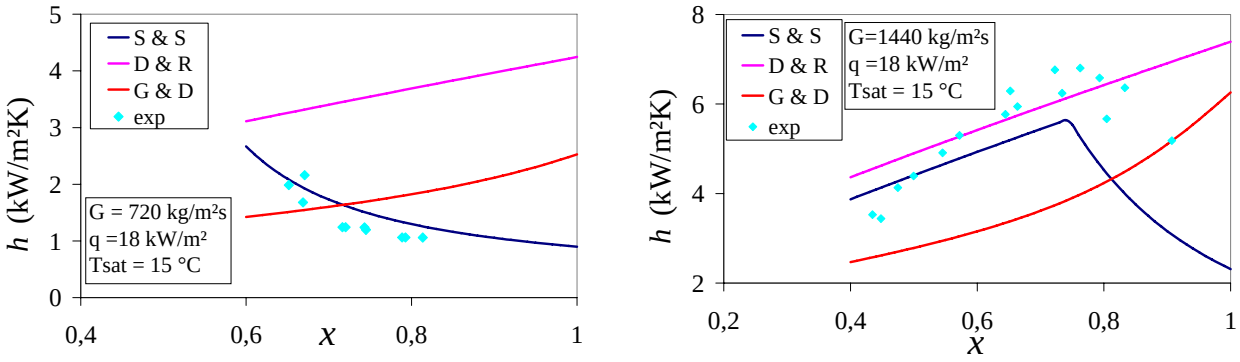
6.6.3 Évaluation des modèles en post-assèchement

Afin d'évaluer la précision des prédictions des modèles du coefficient d'échange de chaleur en post-assèchement, décrit au § 6.6, une confrontation entre les données calculés avec celles mesurés a été menée. Les données expérimentales proviennent des études de Hihara et Tanaka (2000) et de Yun *et al*. (2005b). Les résultats de cette confrontation sont présentés dans le tableau 6.7. De cette confrontation, il en ressort que le modèle de Shah et Siddiqui est celui qui présente la plus faible erreur moyenne ; elle est de 24,5 %.

Tableau 6.7 *Évaluation de la capacité des corrélations du §6.6 à prédire les coefficients d'échange de chaleur en post-assèchement*

	Modèle de Dougall et Rohsenow (1963)	Modèle de Goeneveld et Delorme (1976)	Modèle de Shah et Siddiqui (2000)
Sources	$\overline{\xi}$	$\overline{\xi}$	$\overline{\xi}$
Hihara et Tanaka (2000)	55,6	44,6	24,5
Yun et al.(2005b)	60,3	52,9	29,5

La figure 6.4 montre l'évolution du coefficient d'échange de chaleur mesuré par Hihara et Tanaka et celui calculé par les différents modèles du tableau 6.7. Ceci permet d'apprécier la capacité des modèles à reproduire les tendances du coefficient d'échange en fonction du titre en vapeur. Les coefficients d'échange ont été obtenus avec les conditions opératoires suivantes : $\dot{q}$ =18 kW/m², T_{sat} = 15 °C et G = 720 kg/m²s (à droite de la figure) et G = 1440 kg/m²s (à gauche). Le titre critique correspondant à un G de 720 kg/m²s est de 0,60 alors qu'il vaut 0,40 avec un G de 1440 kg/m²s. La figure 6.4 montre deux tendances différentes du coefficient d'échange selon le niveau du flux massique. Clairement, le modèle de Shah et Siddiqui est celui qui reproduit le mieux les tendances adoptées par le coefficient d'échange.



(a) (b)

Figure 6.4 *Confrontation entre les données expérimentales en post-assèchement de Hihara et Tanaka (2000) avec les données calculées par Shah et Siddiqui (2000) (S & S), Dougall et Rohsenow (1963) (D & R) et Groeneveld et Delorme (1976) (G & D)*

Pour comprendre les évolutions du coefficient d'échange en post-assèchement de la figure 6.4, le titre en vapeur réel ainsi que les températures de paroi et de vapeur ont été calculés à l'aide du modèle de Shah et Siddiqui et ce pour les deux vitesses massiques : 720 et 1440 kg/m²s.

La figure 6.5 et la figure 6.6 montrent respectivement l'évolution du titre en vapeur réel et l'évolution des températures de paroi et de vapeur pour le flux massique de 720 kg/m²s. Le titre x_a est inférieur au titre x_e dans toute la région du post-assèchement ; il y a alors un déséquilibre thermodynamique total. Ce qui signifie que les gouttelettes liquides ne participent que faiblement aux échanges de chaleur laissant la vapeur absorber presque toute la chaleur. Ainsi, la température de la vapeur est supérieure à celle des gouttelettes liquides se trouvant à la température de saturation (voir figure 6.6). Il s'en suit une élévation de la température de paroi, provoquant une chute du coefficient d'échange de chaleur (voir figure 6.4 a).

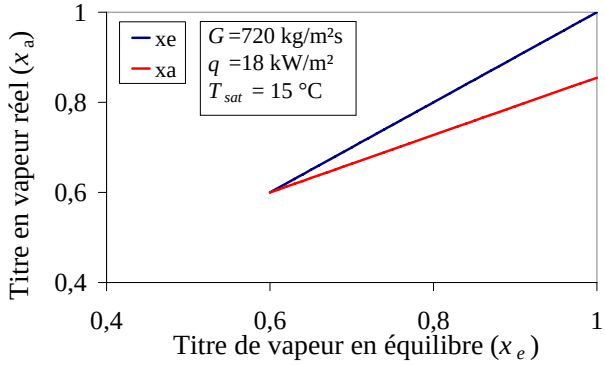


Figure 6.5 *Évolution du titre en vapeur d'équilibre et réel pour G = 720 kg/m²s*

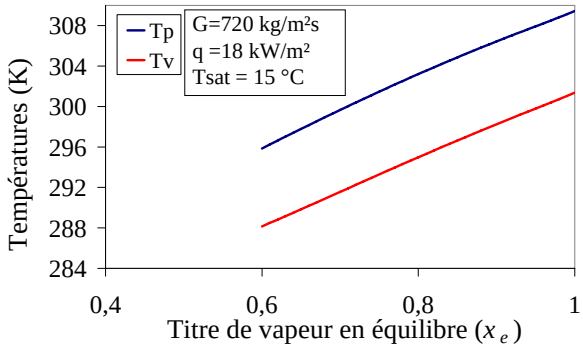


Figure 6.6 *Évolution de la température de paroi et celle de vapeur pour G = 720 kg/m²s*

La figure 6.7 et la figure 6.8 montrent respectivement l'évolution du titre en vapeur réel et l'évolution des températures de paroi et de vapeur pour le flux massique de 1440 kg/m²s. Contrairement au cas G = 720 kg/m²s, le coefficient d'échange de chaleur augmente dans un premier temps puis décroît dans un deuxième temps (voir figure 6.4 *b*). La phase ascendante

du coefficient d'échange correspond à un intervalle de $0,4 \leq x_e \leq 0,74$ où x_a et x_e sont totalement confondus (voir figure 6.7) ; il y a équilibre thermodynamique total. Durant cette phase, la vitesse massique élevée augmente fortement la concentration de gouttelettes dans l'écoulement de vapeur, ce qui accentue les collisions entre les gouttelettes et la paroi. Ces nombreuses collisions permettent de « remouiller » la paroi et améliorent ainsi le transfert de chaleur. Par contre, à mesure que le processus de vaporisation avance, de plus en plus de gouttelettes s'évaporent et leur concentration diminue. Dans le même temps la vapeur absorbe de plus en plus de chaleur et voit sa température augmentée, provoquant ainsi un déséquilibre thermodynamique (voir figure 6.8). Celui-ci apparaît à x_e = 0,75 qui correspond aussi à la chute du coefficient d'échange comme le montre la figure 6.4 *b*.

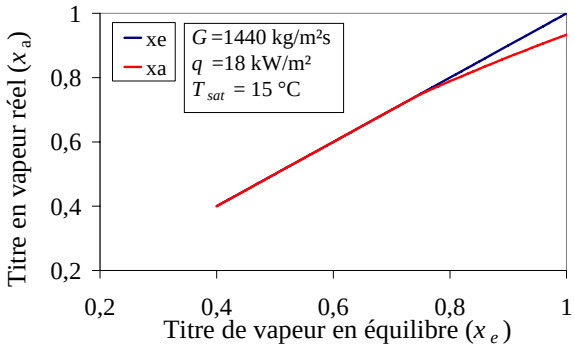


Figure 6.7 *Évolution du titre en vapeur d'équilibre et réel pour G = 1440 kg/m²s*

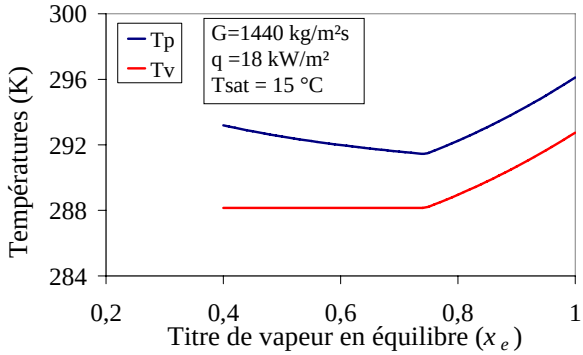


Figure 6.8 *Évolution de la température de paroi et celle de vapeur pour G = 1440 kg/m²s*

6.7 Prédiction du coefficient d'échange dans la région de l'assèchement

Nous avons vu que dans le cas d'un écoulement horizontal, deux titres critiques étaient définis (§ 6.5.1). Entre ces deux titres critiques, $x_{di} \leq x \leq x_{de}$, une distribution linéaire du coefficient de transfert dans cette région est adoptée :

$$h_{tp} = h_{pré-assèchement}(x_{di}) - \frac{x - x_{di}}{x_{de} - x_{di}}\left[h_{pré-assèchement}(x_{di}) - h_{post-assèchement}\left(x_{de}\right)\right] \qquad (6.42)$$

6.8 Récapitulatif des étapes de calcul du nouveau modèle prédictif du coefficient d'échange

Une méthode prédictive du coefficient de transfert thermique de l'ébullition forcée du CO_2 dans les tubes à mini-canaux est proposée et basée sur les différents modèles de transfert thermique décrits plus haut. Cette méthode divise l'écoulement diphasique en trois régions : pré-assèchement, zone de l'assèchement et post-assèchement, et suit la procédure suivante :

1. le modèle prédictif de l'assèchement décrit au § 6.5.1 est utilisé pour calculer le titre critique correspondant au début de l'assèchement, x_{di}, et le titre critique pour lequel l'assèchement est total, x_{de} ;
2. dans la région pré-assèchement $\left(x < x_{di}\right)$, le nombre d'ébullition est d'abord calculé. Si *Bo* > 0,0001, la corrélation de Cooper (1984) est utilisée pour la prédiction du coefficient de transfert thermique pour les tubes de type mono-canal, et la corrélation de Cooper

modifiée, équation (6.2), est utilisée pour les tubes à multi-canaux. Si $Bo \leq 0{,}0001$, le modèle de Thome et El Hajal (2004) modifié est utilisé *Eq*. (6.5) ;

3. dans la région post-assèchement $\left(x > x_{de}\right)$, le modèle de Shah et Siddiqui (2000) est utilisé ;
4. entre les titres critiques $\left(x_{di} \leq x \leq x_{de}\right)$, une distribution linéaire du coefficient de transfert thermique aux titres x_{di} et x_{de} est adoptée, *Eq*. (6.42).

6.9 Confrontation du modèle à la base de données en vue de sa validation

La programmation du modèle a été réalisée avec Matlab 7.1. Pour calculer les propriétés thermophysiques du CO_2 et de la vapeur d'eau, nous avons utilisé un programme commercial nommé *FluidProp* 2.0 (Colonna et Van der Stelt, 2004) qui assure l'interface entre Matlab 7.1 et RefProp 7.0.

Afin de valider le présent modèle, les valeurs calculées du coefficient de transfert thermique ont été confrontées à la base de données expérimentale. Les figure 6.9 à figure 6.18 montrent une comparaison entre les coefficients de transfert thermique prédits par le présent modèle avec les valeurs expérimentales de la base de données. Sur toutes ces figures sont mentionnées les conditions opératoires sous lesquelles les coefficients de transfert thermique ont été obtenus ainsi que le type du tube (mono-canal ou multi-canaux). Les figure 6.9 à figure 6.11 montrent une confrontation aux données expérimentales de Hihara et Tanaka (2000) pour différentes conditions opératoires. La figure 6.12 et figure 6.13 montrent une confrontation avec les données expérimentales de Yun *et al*. (2005a) et la figure 6.14 présente une comparaison avec les données de Zhao *et al*. (2002), tandis que la figure 6.15 montre une confrontation aux données de Shinmura *et al*. (2005). La figure 6.16 présente une comparaison avec les données de Yun *et al*. (2005b) alors que la figure 6.17 montre une comparaison avec les données de Jeong *et al*. (2005) et enfin la figure 6.18 présente une confrontation aux données de Pettersen (2004). D'après ces figures, le présent modèle reproduit assez fidèlement les évolutions du coefficient d'échange de chaleur. De plus, comme le montre le tableau 6.8, les valeurs calculées par le présent modèle sont relativement proches des données expérimentales. En effet, 75 % de l'ensemble des données est prédite à ±30 % avec un écart relatif moyen de 29,7 %.

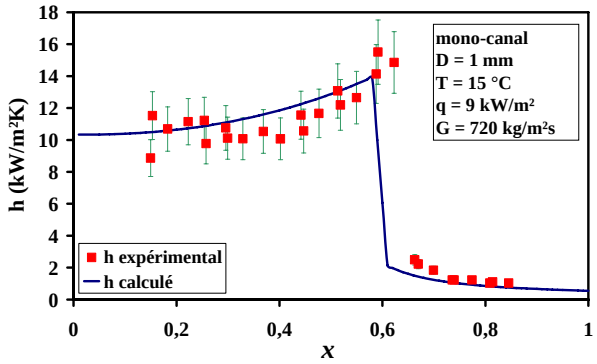


Figure 6.9 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Hihara et Tanaka (2000) (a)*

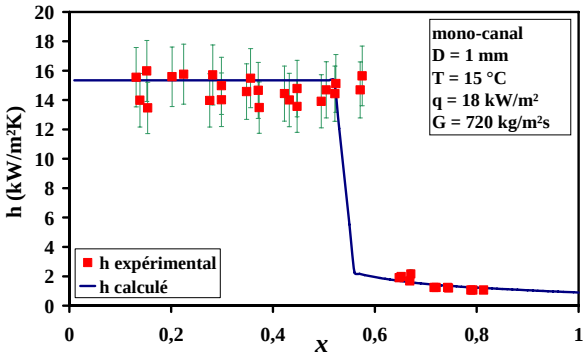


Figure 6.10 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Hihara et Tanaka (b)*

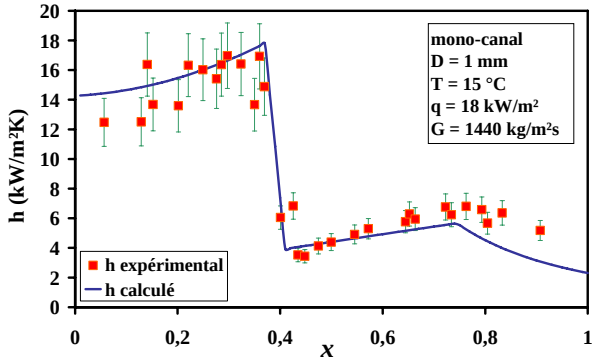


Figure 6.11 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Hihara et Tanaka (c)*

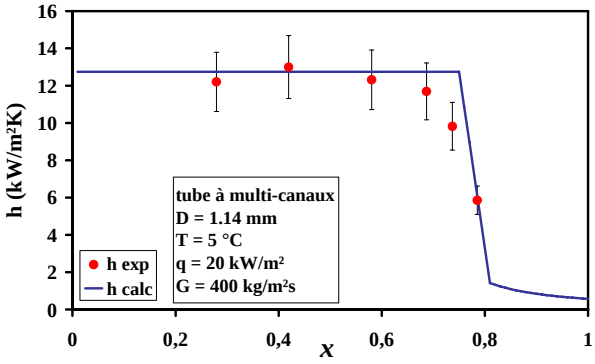


Figure 6.12 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Yun et al (2005a)*

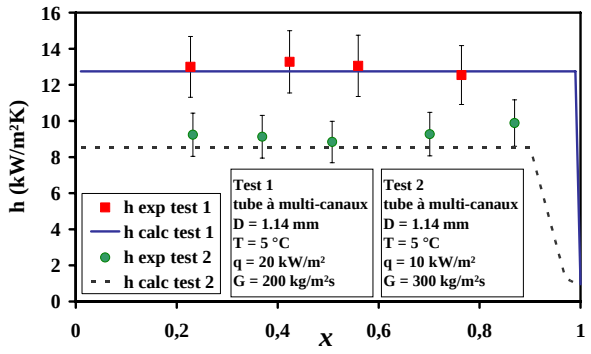


Figure 6.13 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Yun et al (2005a)*

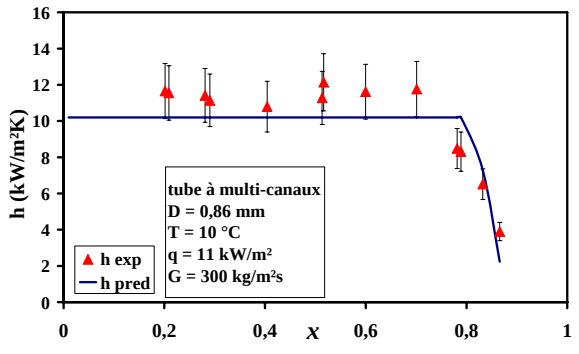


Figure 6.14 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Zhao et al (2002) (a)*

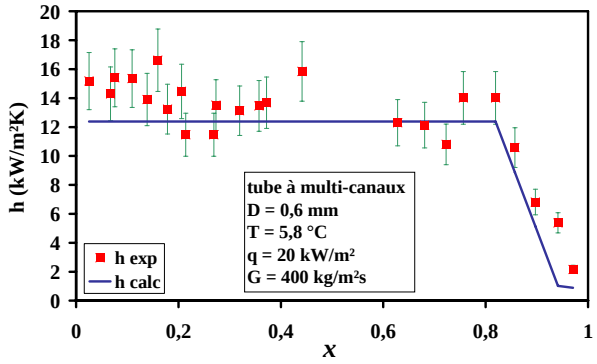


Figure 6.15 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Shinmura et al (2006)*

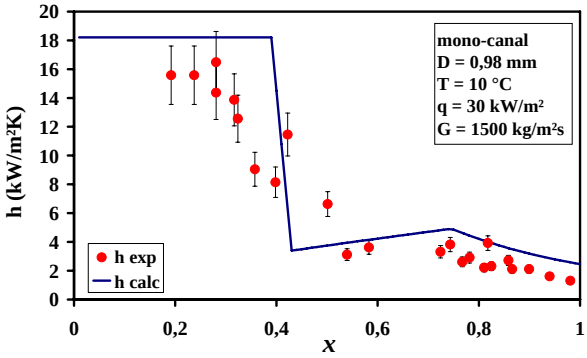


Figure 6.16 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Yun et al (2005b)*

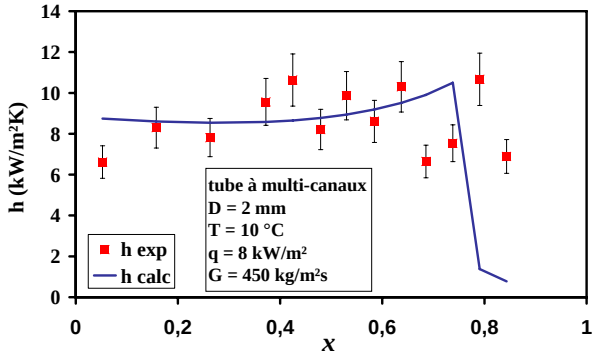


Figure 6.17 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Jeong et al. (2005)*

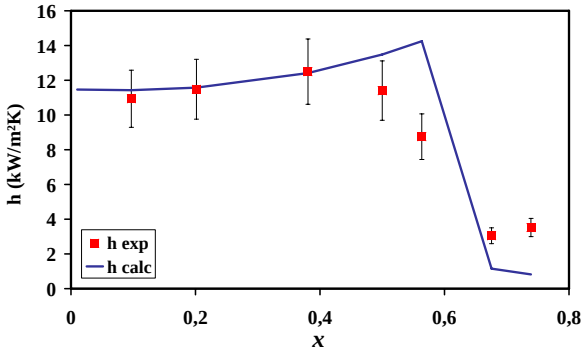


Figure 6.18 *Confrontation entre h calculé au h mesuré par Pettersen (2004)*

Le tableau 6.8 montre également les résultats de l'évaluation de la capacité du présent modèle à prédire les données correspondant à chaque région de transfert thermique (pré-assèchement, zone de l'assèchement et post-assèchement). 92 % des données en pré-assèchement sont prédites à ±30 % avec un écart relatif moyen de 18 %. 58,2 % des données en correspondant à la zone d'assèchement $\left(x_{di} \le x \le x_{de}\right)$ sont prédites à ±30 % avec un écart relatif moyen de 45,9 %. Enfin s'agissant des données en post-assèchement, 65,7 % d'entre elles sont prédites à ± 30% avec un écart relatif moyen de 35,8 %.

Tableau 6.8 *Confrontation entre le présent modèle et le modèle de Cheng et al. (2006) à la base de données*

	présent modèle		modèle de Cheng et al. (2006)	
	$\overline{\xi}$ [%]	30 % [%]	$\overline{\xi}$ [%]	30 % [%]
Toutes les données	29,7	75	45	60,2
Données en pré-assèchement	21,2	85,6	24,2	80,5
Données dans la zone d'assèchement	45,9	58,2	62,8	49,5
Données en post-assèchement	35,8	65,7	50,3	42,3

Par ailleurs, le tableau 6.8 présente aussi les résultats des prédictions données par le modèle de Cheng et al. (2006). Comme attendu, ce modèle donne de moins bons résultats que le présent modèle pour les raisons expliquées au § 5.9.4.2.

Nous avons également mené une analyse statistique de la prédiction du présent modèle de la base de données. Pour cela, les données ont été séparées en deux groupes, selon qu'elles ont été obtenues pour les tubes de type mono-canal ou multi-canaux. Les résultats de cette analyse sont présentés dans le tableau 6.9 et tableau 6.10. Pour les tubes à multi-canaux, 85,2 % et 72,3 % de la totalité des données expérimentales est prédite respectivement à ±30% et ±20%. L'écart relatif moyen s'élève à 23,9 %. Plus en détail, 90,2 % et 80,8 % des données expérimentales correspondant à la région du pré-assèchement sont prédites respectivement à ±30 % et ±20 %.

Comme prévu, les données de Yun et al. (2005a) sont mieux prédites que celles de Pettersen (2004) puisque ce dernier a effectué des mesures moyennées. Comme mentionné par Sun et Groll (2002), les valeurs moyennées du coefficient de transfert thermique lisseront la pente de la chute des coefficients de transfert thermique à l'occurrence de l'assèchement. Ainsi, les valeurs mesurées du titre de vapeur correspondant à la chute des coefficients de transfert thermique sont sensiblement inférieures aux titres critiques réels. Les données les moins bien prédites sont celles de Jeong et al. (2005). Comme le montre la figure 6.17, les points expérimentaux de cette étude sont assez dispersés.

Concernant les tubes de type mono-canal, 67 % et 51 % de la totalité des données expérimentales est prédite respectivement à ±30% et ±20%. L'écart relatif moyen s'élève à 34,3 %. Plus en détail, 74,5 % et 60 % des données expérimentales correspondant à la région du pré-assèchement sont prédites respectivement à ±30 % et ±20 % avec un écart relatif moyen de 26,6 %.

Globalement le présent modèle donne de bonnes prédictions du coefficient d'échange de chaleur. La précision des valeurs calculées varie selon la région du transfert thermique. Les données expérimentales en pré-assèchement sont bien prédites avec seulement 21 % d'écart relatif moyen. Par contre, les données expérimentales dans la zone de l'assèchement et en post-assèchement sont moins bien prédites. Ceci n'est pas étonnant vu la complexité de transferts thermiques s'opérant dans ces régions. De plus, la précision de la prédiction des données expérimentales dans la zone de l'assèchement est liée à la fois à la précision des prédictions du titre critique x_{di} et x_{de}, correspondant respectivement au début et à l'achèvement de l'assèchement. Comme le coefficient de transfert de chaleur chute brusquement au niveau du titre critique x_{di}, une faible erreur de prédiction de ce titre engendre une erreur importante sur le calcul du coefficient de transfert thermique. Ajouter à cela les incertitudes de mesure.

Par ailleurs, le tableau 6.9 et tableau 6.10 montrent que les prédictions sont meilleures avec les multi-canaux. La raison est que les données expérimentales correspondant au tube mono-canal (études de Hihara et Tanaka, 2000 et de Yun et al., 2005b) ont été obtenues avec des vitesses massiques plus élevées que celles utilisées par les études en multi-canaux. Sachant que la précision globale des prédictions se dégrade au fur et à mesure que le flux massique augmente (apparition précoce de l'assèchement et de l'écoulement dispersé), les coefficients d'échange de chaleur obtenus par les études en multi-canaux sont mieux prédits.

La prédiction des coefficients de transfert est meilleure dans les régions pré- et post-assèchement que dans la région de l'assèchement même. Par conséquent, la prédiction du titre critique devrait être améliorée. Pour cela, davantage de points expérimentaux doivent être générés.

Tableau 6.9 *Analyse statistique des prédictions des coefficients d'échange de chaleur dans les multi-canaux données par le présent modèle*

	N^{bre} de points	Pourcentage de points prédits à ± 30 % [%]	Pourcentage de points prédits à ± 20 % [%]	écart relatif moyen [%]
Zhao *et al.* (2002b)				
L'ensemble des données de l'étude	11	86,2	77,6	25,2
Données en pré-assèchement	9	100	100	11
Pettersen (2004)				
L'ensemble des données de l'étude	46	78	68,2	32,3
Données en pré-assèchement	32	92,1	80,2	14,8
Yun *et al.* (2005a)				
L'ensemble des données de l'étude	57	92	84	12
Données en pré-assèchement	53	100	100	6,3
Jeong *et al.* (2005)				
L'ensemble des données de l'étude	89	70,3	62,3	26,1
Données en pré-assèchement	79	77,6	75,6	24,6
Shinmura *et al.* (2006)				
L'ensemble des données de l'étude	58	89,5	79,2	18,6
Données en pré-assèchement	46	93,6	85,2	16,7
Toutes les études en mini-canaux				
Totalité des données	251	85,2	72,3	23,9
Données en pré-assèchement	219	90,2	80,8	17,9

Tableau 6.10 *Analyse statistique des prédictions du coefficient d'échange de chaleur dans les tubes mono-canal données par le présent modèle*

	Nombre de points	% de points prédits à ± 30 %	% de points prédits à ± 20 %	écart relatif moyen
		[%]	[%]	[%]
Hihara et Tanaka. (2000)				
L'ensemble des données de l'étude	271	75,6	63,5	24,5
Données en pré-assèchement	95	85,2	70,7	17,4
Koyama et al. (2004)				
L'ensemble des données de l'étude	36	91,7	66,7	17,9
Données en pré-assèchement	36	91,7	66,7	17,9
Yun et al. (2005b)				
L'ensemble des données de l'étude	224	50,1	32,5	37
Données en pré-assèchement	89	56,2	40,6	33
Toutes les études en macro-canaux				
Totalité des données	531	67,2	50,1	34,3
Données en pré-assèchement	220	74,5	60,0	26,6

6.10 Étude de sensibilité du coefficient d'échange de chaleur

Ce modèle prédictif nous a permis d'entreprendre une étude de sensibilité sur le coefficient de transfert thermique en fonction des conditions opératoires telles que la densité de flux thermique, la vitesse massique et la température de saturation.

6.10.1 Impact de la densité de flux thermique

Les figure 6.19 et figure 6.20 montrent, pour une vitesse massique donnée, l'évolution du coefficient de transfert thermique en fonction du titre de vapeur pour différents niveaux de densité de flux de chaleur. Dans la région pré-assèchement, le coefficient h_{tp} augmente avec la densité de flux en raison de l'amélioration de l'ébullition nucléée. Cependant, dans la région post-assèchement, où il n'y a plus d'ébullition, le coefficient h_{tp} est beaucoup moins sensible à $\dot{q}$. De plus, l'impact de la densité de flux thermique sur le titre critique est relativement faible.

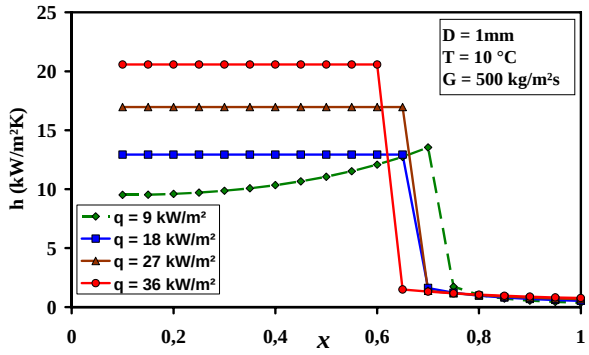


Figure 6.19 *Impact de $\dot{q}$ sur h (G=500 kg/m²s)*

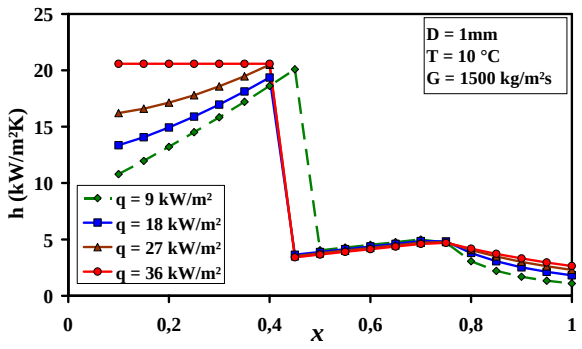


Figure 6.20 *Impact de $\dot{q}$ sur h (G=1500 kg/m²s)*

6.10.2 Impact de la vitesse massique

Les figure 6.21 et figure 6.22 montrent l'influence de la vitesse massique sur le coefficient d'échange de chaleur. Dans la région pré-assèchement, l'impact du flux massique sur le coefficient de transfert thermique dépend du niveau de la densité de flux thermique. Ces deux paramètres déterminent la part de contribution de l'évaporation convective. Si les effets de celle-ci sont conséquents, alors l'augmentation de la vitesse massique engendre une élévation du coefficient de transfert de chaleur. D'un autre coté, à mesure que la vitesse massique augmente, l'apparition de l'assèchement devient de plus en plus précoce. Ceci est dû à l'augmentation des gouttelettes liquides entraînées, causant une réduction rapide de l'épaisseur du film liquide jusqu'à apparition de zones asséchées sur la paroi.

Il est intéressant de remarquer que lorsque la vitesse massique est très élevée, le coefficient de transfert thermique augmente dans un premier temps après l'assèchement puis il rechute. Ce phénomène s'explique par le fait que, sous l'effet d'une vitesse massique élevée, la concentration de gouttelettes liquides dans le cœur de vapeur est très importante accentuant les collisions entre les gouttelettes et la paroi, ainsi la paroi est remouillée, améliorant le coefficient de transfert thermique. Ce phénomène a été abordé au § 6.6.3.

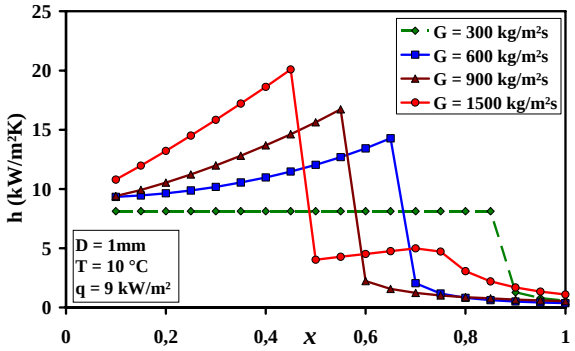


Figure 6.21 *Impact de G sur h ($\dot{q}$ =9 kW/m²)*

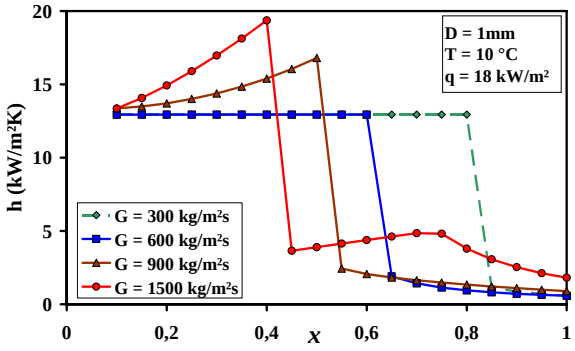


Figure 6.22 *Impact de G sur h ($\dot{q}$ =18 kW/m²)*

6.10.3 Impact de la température de saturation

La figure 6.23 montre l'influence de la température de saturation sur le coefficient d'échange de chaleur. À mesure que la température de saturation augmente, le processus de vaporisation se rapproche du point critique. Dans ce cas, la tension superficielle décroît rapidement, réduisant l'épaisseur du film liquide et rendant l'ébullition nucléée plus active ; ainsi le coefficient de transfert thermique s'en trouve augmenté. Mais, en même temps le titre critique diminue, ce qui accélère la chute du coefficient de transfert thermique.

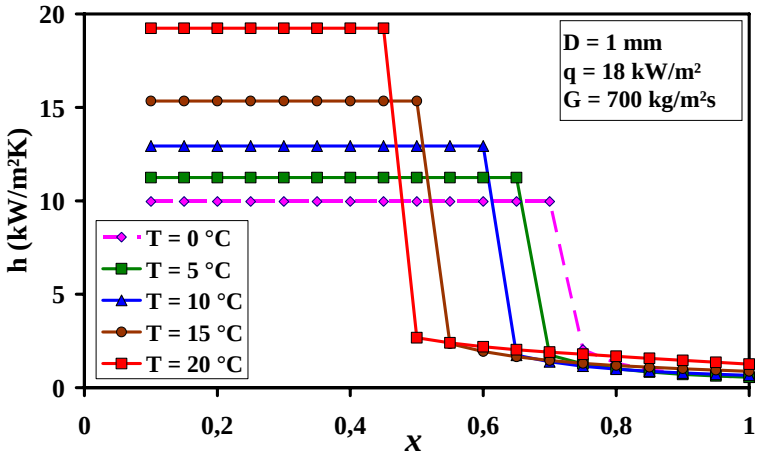


Figure 6.23 *Impact de T_{sat} sur h*

6.11 Conclusion du Chapitre

Nous avons construit une importante banque de données expérimentales du coefficient d'échange de la vaporisation du CO_2 en mini-canaux. Elle nous a permis de développer un nouveau modèle prédictif qui intègre à la fois des modèles d'ébullition nucléée, d'ébullition mixte (modèle asymptotique), d'assèchement et de post-assèchement.

Pour les tubes à multi-canaux, 85,2 % et 72,3 % de la banque de données est prédite respectivement à ± 30 % et à ± 20 %. L'écart relatif moyen s'élève à 23,9 %. Concernant les tubes mono-canal, 67,2 % et 50,1 % de la totalité des données expérimentales est prédite respectivement à ±30% et ±20%. L'écart relatif moyen s'élève à 34,3 %. La précision du modèle à prédire le début de l'assèchement peut être davantage améliorée. Pour cela, il est nécessaire de mener plus d'études expérimentales.

Ce modèle est applicable pour les conditions opératoires suivantes : $0{,}6 \leq D_h \leq 2$ mm ; $190 \leq G \leq 1500$ kg/m²s ; $7 \leq \dot{q} \leq 48$ kW/m² et $0 \leq T_{sat} \leq 20$ °C, couvrant toutes les conditions opératoires d'un évaporateur CO_2 automobile.

Par ailleurs, nous avons mené une étude de sensibilité du coefficient d'échange par rapport aux conditions opératoires. Contrairement aux réfrigérants classiques, l'augmentation de la vitesse massique du CO_2 n'améliore pas significativement le coefficient d'échange puisque il accélére l'apparition de l'assèchement. La température de saturation aussi favorise un assèchement précoce alors que la densité de flux a relativement une faible influence sur ce phénomène.

Troisième partie

Caractérisation expérimentale des ailettes à persiennes, en conditions sèche et humide

Chapitre 7

État de l’art sur les ailettes persiennées

7.1 Introduction

Il s’agit dans ce chapitre de présenter et d’étudier le type d’ailette utilisée pour les évaporateurs de climatisation automobiles (R-134a et CO_2). Il s’agit des ailettes à persiennes ou persiennées. Il sera question de la structure de l’écoulement d’air et de la performance thermo-hydraulique de ces ailettes, en présence ou non de condensation d’air humide sur leurs surfaces.

7.2 Configuration des ailettes à persiennes

Les équipementiers automobiles travaillent à réduire la taille des évaporateurs, par la réduction de la profondeur. Ceci permet une augmentation de l’espace à l’avant de l’habitacle. La réduction de la profondeur de l’évaporateur, tout en maintenant la même performance thermique va de pair avec la surface côté air de l’échangeur qui doit être plus compacte.

Pour ce faire, il faut obligatoirement réduire la résistance thermique côté air, qui est de loin la plus importante (elle représente 80 à 95 % de la résistance globale de l’échangeur). Cela est possible en recherchant des conceptions de surfaces d’échange favorisant un meilleur transfert thermique tout en engendrant le moins de pertes de charge possible ou du moins acceptables. Pour cela, l’emploi de surfaces ailetées de type discontinues ou interrompues est privilégié. Les ailettes persiennées sont un exemple d’ailettes interrompues.

Elles représentent actuellement le meilleur compromis entre un coût de fabrication faible (lorsqu’elles sont usinées en grandes séries), un excellent échange thermique, une bonne compacité et des pertes de charges acceptables. D’ailleurs, pratiquement tous les échangeurs de chaleur utilisés en automobile en sont munis (radiateurs de refroidissement moteur et de chauffage, condenseurs, évaporateurs, refroidisseurs d’air de suralimentation…). Les ailettes à persiennes sont formées de coupes transversales réalisées sur des feuilles d’aluminium de faibles épaisseurs (< 0,1 mm).

Les ailettes persiennées sont caractérisées géométriquement par les paramètres suivants :

- pas d’ailette, F_p,
- pas de persienne, L_p ;
- angle de persienne, L_α, qui représente l’angle que fait la persienne par rapport au plan horizontal ;
- hauteur d’ailette, H, qui représente l’espace entre deux tubes ;

- longueur d'ailette, F_l, qui représente l'hypoténuse du triangle formé par la hauteur et le pas d'ailette ;
- longueur de persienne, L_l ;
- épaisseur d'ailette, δ_f, qui représente l'épaisseur de la feuille d'aluminium avec laquelle l'ailette a été usinée ;
- L'écart entre deux persiennes, L_g.

Tous ces paramètres géométriques sont illustrés par les figure 7.1 à figure 7.4.

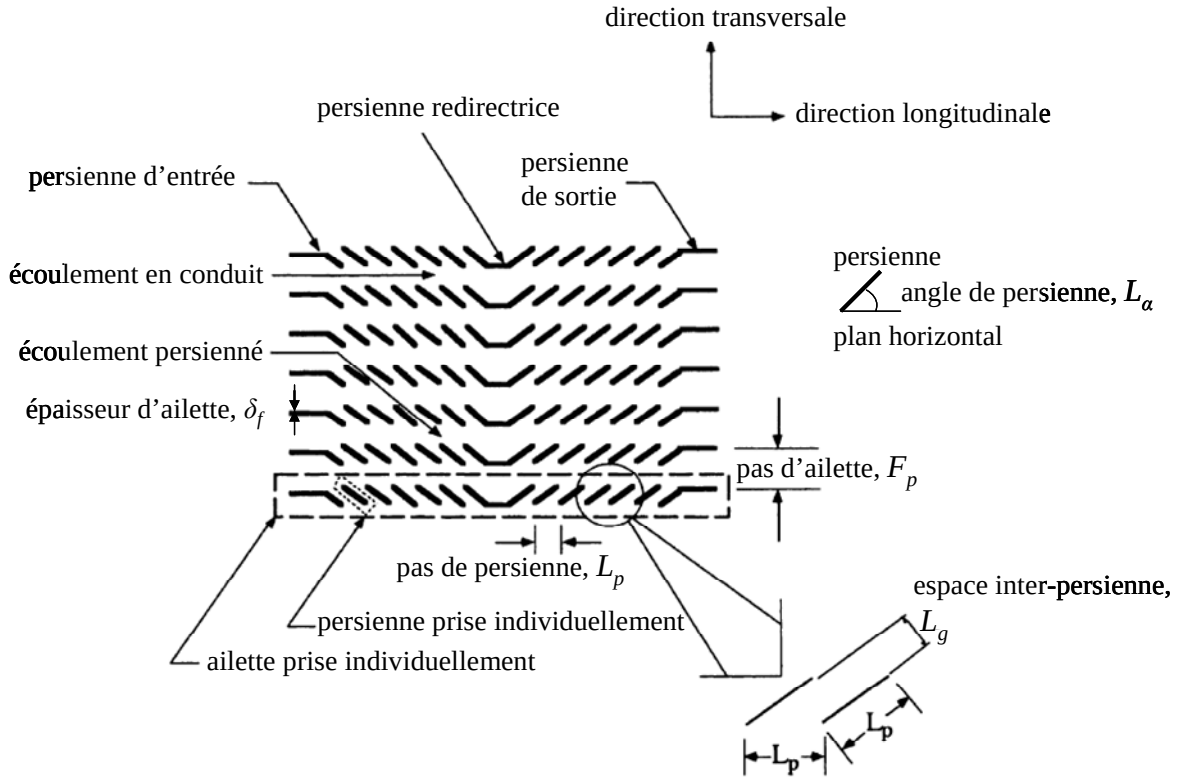


Figure 7.1 *Géomètrie des ailettes persiennées. Les deux directions principales de l'écoulement (écoulement en conduit et écoulement persienné) sont également représentées. D'après Dejong et Jacobi (2003)*

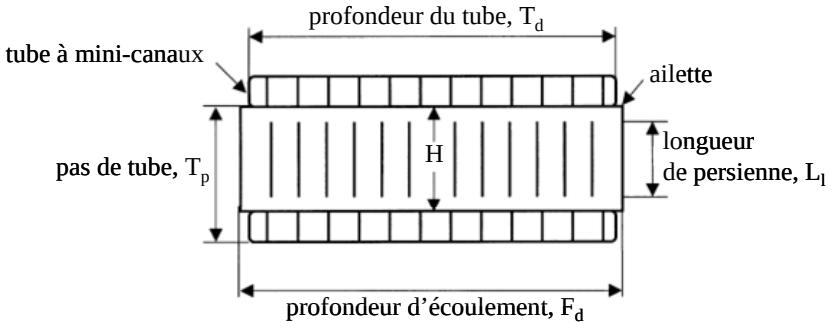


Figure 7.2 *Vue de dessus d'une ailette persiennée intercalée entre deux tubes plats à mini-canaux*

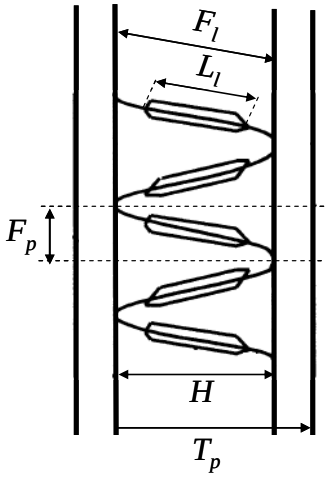


Figure 7.3 *Vue de face d'ailettes persiennées intercalées entre deux tubes*

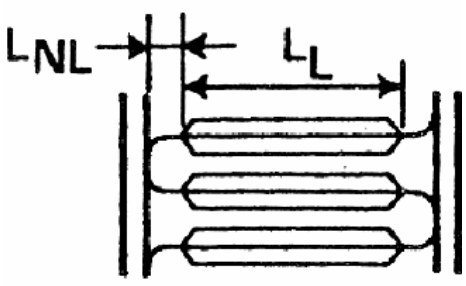


Figure 7.4 *Illustration de la longueur d'ailette non persiennée, notée L_{nl}*

7.3 Structures d'écoulement à travers un réseau d'ailettes persiennées

Beauvais (1965) a été le premier à avoir étudié la structure de l'écoulement à travers les échangeurs à ailettes persiennées. L'auteur a constaté que l'écoulement d'air peut adopter deux configurations d'écoulement. Soit l'air passe directement entre les ailettes, cette configuration étant désignée par « écoulement en conduit-dirigé » (duct-directed flow), soit l'écoulement d'air est défléchi par les persiennes et circule ainsi parallèlement entre elles, cette configuration étant désignée par « écoulement persienné-dirigé » (louver-directed flow). Ces deux types d'écoulement sont illustrés par les figure 7.1 à figure 7.5.

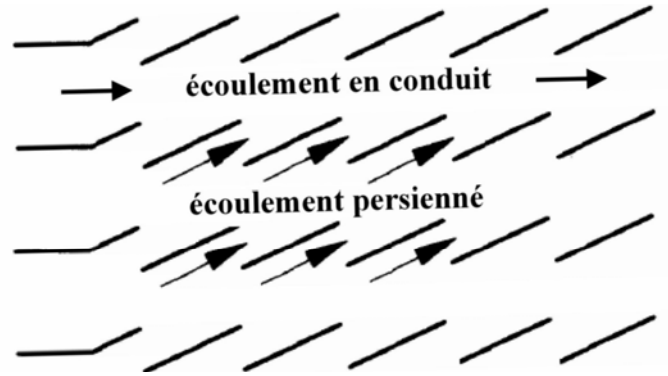


Figure 7.5 *Configurations d'écoulement à travers un réseau d'ailette persiennées, d'après Cowell et al. (1995).*

Davenport (1980) a confirmé plus tard les résultats de Beauvais en caractérisant expérimentalement le transfert thermique et les pertes de charges d'un certain nombre d'échangeurs à ailettes persiennées. Il a montré que le degré d'alignement de l'écoulement sur les persiennes dépend fortement du nombre de Reynolds. Aux faibles nombres de Reynolds, la couche limite est suffisamment épaisse, entre deux persiennes adjacentes, pour bloquer l'espace inter-persienne et rendre l'écoulement en conduit-dirigé. Cette situation change au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Il a également noté que le nombre de Stanton et le facteur de frottement augmentent avec la diminution du pas de persienne. De plus, Davenport a constaté que corréler les données expérimentales en basant le nombre de

Reynolds sur le pas de persienne, noté Re_{Lp}, au lieu du diamètre hydraulique, réduit significativement la dispersion. Pour cela, de nos jours, la plupart des auteurs, étudiant les ailettes persiennées, ont adopté le pas de persienne comme grandeur caractéristique utilisée dans le nombre de Reynolds.

Achaichia et Cowell (1988a) ont conduit une étude expérimentale pour évaluer le transfert thermique et les pertes de pression d'un écoulement d'air traversant des échangeurs à tubes plats et à ailettes persiennées. Les mesures leur ont permis d'établir des corrélations prédictives du transfert de chaleur (exprimé par le nombre de Stanton) et le facteur de frottement (exprimé par le facteur de Fanning). Les auteurs ont constaté, comme Davenport, l'existence de deux types d'écoulement traversant les ailettes persiennées. Ils ont montré qu'aux faibles nombres de Reynolds, en raison de l'épaisseur de la couche limite, l'écoulement est en conduit-dirigé. Ce type d'écoulement correspond à de faibles coefficients de chaleur contrairement au type écoulement persienné-dirigé, présent à des nombres de Reynolds plus élevés. Ils ont constaté que les très faibles pas de persiennes rendent l'écoulement en conduit-dirigé même à des nombres de Reynolds élevés, surtout si c'est combiné avec de larges pas d'ailette et de faibles angles de persienne.

La figure 7.6 montre différentes évolutions du nombre de Stanton en fonction du nombre de Reynolds pour des ailettes persiennées de paramètres géomètriques (F_p, L_p et $L\alpha$) différents. De plus, sur la figure sont représentées les évolutions du nombre de Stanton en fonction de Re_{Lp} pour un écoulement d'air laminaire s'écoulant sur une plaque plane (désigné par *flat plate* sur la figure 7.6) et dans un conduit (désigné par *duct flow* sur la figure 7.6). Cette figure montre clairement que lorsque le nombre de Reynolds augmente, le nombre de Stanton observe une transition de l'écoulement en conduit vers l'écoulement persienné. La région transitoire est marquée par un aplatissement de la courbe du nombre de Stanton. Les mêmes tendances sont obtenues avec le facteur de Colburn j ($j = St\ \mathrm{Pr}^{2/3}$).

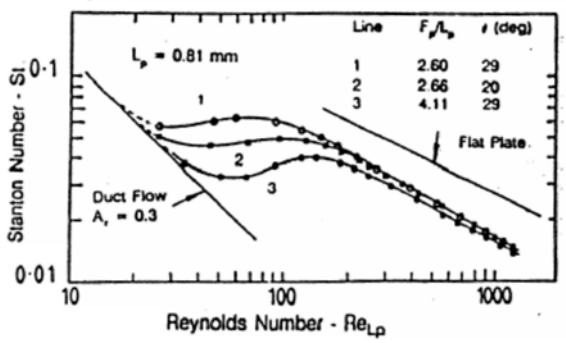


Figure 7.6 *Nombre de Stanton en fonction du nombre de Reynolds. Ici θ est l'angle de persienne. D'après Achaichia et Cowell (1988a).*

Achaichia et Cowell (1988b) ont aussi mené une étude numérique d'un écoulement d'air en régime laminaire complètement établi traversant une infinité de persiennes. Les résultats de cette étude concordent avec ceux obtenus expérimentalement. De faibles angles de persiennes, de rapports (F_p/L_p) élevés, et de grosses épaisseurs de persienne augmentent la valeur du nombre de Reynolds pour laquelle l'écoulement s'aligne sur les persiennes.

Dejong et Jacobi (2003) expliquent le comportement de l'écoulement à travers un réseau d'ailettes persiennées comme suit. L'écoulement passe par le chemin engendrant le moins de résistance c'est-à-dire le chemin correspondant à la plus faible perte de pression totale. La

perte de pression totale de l'écoulement d'air traversant un réseau d'ailette persiennée provient de la contribution de deux mécanismes : la traînée de frottement et la traînée de forme. Bodoia et Osterle, cités par Shah et Bhatti, 1987, ont noté que pour une vitesse moyenne donnée, la perte de pression d'un écoulement en cours de développement dans un conduit (traînée de frottement) diminue à mesure que le diamètre du conduit augmente. Ainsi, il est attendu que la traînée de frottement soit plus faible en écoulement en conduite qu'en écoulement persienné pour le cas usuel où $F_p > L_g$ (voir la définition de L_g sur la figure 7.1). La traînée de forme sur une plaque plane alignée avec l'écoulement est plus faible que la traînée de forme d'un écoulement sur une plaque inclinée (angle d'attaque non nul). Il est donc prévu que la traînée de forme soit plus faible pour un écoulement persienné (où l'écoulement a un angle d'attaque sur les persiennes proche de zéro degré) que pour un écoulement en conduite (où l'écoulement a un angle d'attaque sur les persiennes non nul). Par conséquent, la traînée de frottement favorise l'écoulement en conduite alors que la traînée de forme favorise l'écoulement persienné ; ces deux mécanismes sont en compétition permanente pour établir la direction de l'écoulement. Aux faibles nombres de Reynolds, le premier effet domine, et l'écoulement est largement en conduite. Cependant, à mesure que le nombre de Reynolds augmente, la traînée de frottement augmente à une plus faible cadence que la traînée de forme, et ainsi l'écoulement persienné est favorisé.

7.3.1 Efficacité d'écoulement

La structure de l'écoulement d'air a de profondes implications sur la capacité d'échange thermique des ailettes en raison de sa forte influence sur le coefficient de transfert de chaleur. Ceci est d'autant plus crucial pour les faibles nombres de Reynolds (cas d'un évaporateur automobile, Re_{Lp}[1] < 500), pour lesquelles l'écoulement d'air a tendance à passer directement à travers les ailettes (écoulement en conduit) et non pas à travers les persiennes (écoulement persienné). Par conséquent, il est important de pouvoir quantifier et prédire la configuration de l'écoulement.

L'efficacité de l'écoulement, η, est utilisée pour évaluer le pourcentage de fluide circulant entre les persiennes. Une efficacité de 100 % correspond à la configuration d'écoulement idéale où l'écoulement est totalement défléchi par les persiennes (écoulement persienné), par contre 0 % correspond à un écoulement s'écoulant entre les ailettes. Par conséquent, il existe 3 types d'écoulement (figure 7.7) : écoulement à travers les persiennes (écoulement persienné-dirigé), écoulement à travers les ailettes (écoulement en conduit-dirigé) et écoulement réel.

Dans le passé, deux définitions de l'efficacité d'écoulement ont été données. L'une établie par Webb et Trauger (1991) qui représente le rapport de la distance réelle transversale (d_t) parcourue par le fluide à la distance transversale idéale ($d_{t,i}$) lorsque l'écoulement s'aligne avec les persiennes.

$$\eta_{exp} = \frac{d_t}{d_{t,i}} \tag{7.1}$$

Dans les simulations numériques, puisque l'angle d'écoulement (angle formé par l'écoulement par rapport à l'horizontale, noté α, figure 7.8) peut-être facilement obtenu pour chacune des persiennes, l'efficacité d'écoulement est définie comme le rapport de l'angle

[1] Nombre de Reynolds basé sur le pas de persienne

moyen d'écoulement (α_{moy}), lequel est obtenu en moyennant tous les angles d'écoulement de l'ensemble des persiennes sur l'angle de persienne :

$$\eta = \frac{\alpha_{moy}}{L_\alpha} \tag{7.2}$$

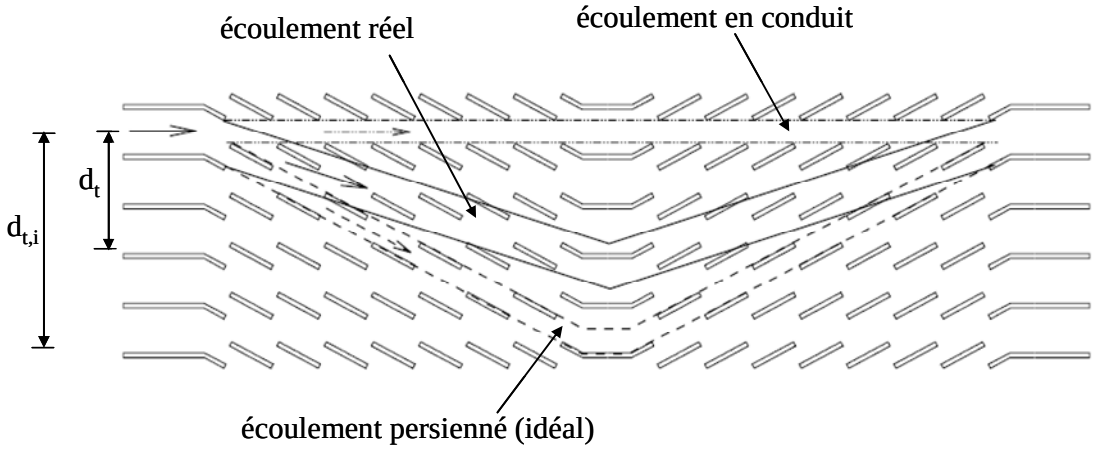


Figure 7.7 *Définition de l'efficacité d'écoulement.*

Webb et Trauger (1991) ont étudié expérimentalement la structure de l'écoulement dans plusieurs géométries d'ailettes persiennées tels que : $0,7 < F_p/L_p < 1,5$; $\delta_l/L_p = 0,0423$; $L_\alpha = 20°$ et $30°$; $400 \leq Re_{Lp} \leq 4000$. Leurs résultats ont montré que l'efficacité d'écoulement croît avec l'augmentation du nombre de Reynolds jusqu'à un nombre de Reynolds critique, défini par :

$$\mathrm{Re}_c = 828\left(\frac{L_\alpha}{90}\right)^{-0,34} \tag{7.3}$$

Avant d'atteindre cette valeur critique, l'efficacité d'écoulement augmente avec le nombre de Reynolds et l'angle de persienne et décroît avec l'augmentation du rapport F_p/L_p.

$$\eta = 0,091\,\mathrm{Re}_{Lp}^{0,39}\left(\frac{L_p}{F_p}\right)^{0,44}\left(\frac{L_\alpha}{90}\right)^{0,3} \tag{7.4}$$

Au-delà de la valeur critique, l'efficacité d'écoulement atteint une valeur asymptotique et dépend uniquement du rapport F_p/L_p :

$$\eta_{\max} = 0,95\left(\frac{L_p}{F_p}\right)^{0,23} \tag{7.5}$$

L'équation de l'efficacité d'écoulement précédente n'est pas continue à la valeur critique du nombre de Reynolds. Pour y remédier, l'équation (7.4) a été modifiée par Sahnoun et Webb (1992) pour assurer la continuité à cette valeur critique du nombre de Reynolds :

$$\eta = 0,95\left(\frac{L_p}{F_p}\right)^{0,23} - 0,00003717\left[828\left(\frac{2L_\alpha}{\pi}\right)^{-0,34} - \mathrm{Re}\right]^{1,1}\left(\frac{L_p}{F_p}\right)^{-1,35}\left(\frac{2L_\alpha}{\pi}\right)^{-0,61} \tag{7.6}$$

Achaichia et Cowell (1988b) ont modélisé numériquement en 2D l'écoulement à travers un réseau de persiennes. Les persiennes sont considérées d'épaisseur nulle et l'écoulement est supposé laminaire et complètement établi. À partir de leur simulation numérique, une corrélation de l'efficacité d'écoulement a été établie :

$$\eta = \left[0,936 - \left(243/\mathrm{Re}_{Lp}\right) - 1,76\left(F_p/L_p\right) + 0,995\,L_\alpha\right]/L_\alpha \tag{7.7}$$

Lorsque le nombre de Reynolds tend vers l'infini, l'efficacité d'écoulement définie par l'équation (7.7) atteint une valeur asymptotique dépendante du rapport F_p/L_p et de L_α :

$$\eta_{\max} = \left[0,936 - 1,76\left(F_p/L_p\right) + 0,995\,L_\alpha\right]/L_\alpha \tag{7.8}$$

Le nombre de Reynolds critique pour $\dfrac{\eta}{\eta_{\max}} = 0,95$ est :

$$\mathrm{Re} = \frac{4860}{\left[0,936 - 1,76\left(F_p/L_p\right) + 0,995\,L_\alpha\right]} \tag{7.9}$$

Ces précédentes corrélations présentent des différences substantielles dans l'évaluation précise de l'efficacité d'écoulement. Aussi, toutes ces corrélations ne tiennent pas compte de l'influence de l'épaisseur de persienne.

Une récente étude numérique a été menée par Zhang et Tafti (2003) pour établir une relation générale de l'efficacité d'écoulement qui prend en compte l'épaisseur des persiennes.

Les auteurs proposent de décomposer l'efficacité d'écoulement en trois termes :

$$\eta = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3 \tag{7.10}$$

η_1 reflète l'influence des paramètres géométriques sur l'efficacité d'écoulement et est définie par :

$$\eta_1 = \frac{d^{1/2}}{d^{1/2} + \dfrac{1}{\cos^{1/2}\left(L_\alpha\right)}} \tag{7.11}$$

d est le rapport entre l'espace inter-ailette, d_F, sur l'espace inter-persienne, d_L. Il est calculé comme suit (figure 7.8) :

$$d = \frac{d_L}{d_F} = \frac{\sin\left(L_\alpha\right) - \delta_f}{F_p' - \sin\left(L_\alpha\right) - \delta_f\,\cos\left(L_\alpha\right)} \tag{7.12}$$

avec : $F_p' = F_p/L_p$

η_2 correspond à la valeur asymptotique de l'efficacité d'écoulement et est calculée par :

$$\eta_2 = \frac{0,357}{\left(F_p' \, \delta_f\right)^{0,1}} \left(\frac{30}{L_\alpha}\right)^{\left(F_p' - 0,9\right)} \tag{7.13}$$

où δ_f est l'épaisseur d'ailette.

Et enfin, η_3 reflète l'influence du nombre de Reynolds sur l'efficacité d'écoulement et est calculée comme suit :

$$\eta_3 = \frac{70\, b}{\mathrm{Re}_e^{\left(0,38/F_p'^{1,1} + 0,02\, L_\alpha\right)}} \tag{7.14}$$

avec $b = \delta_f / L_p$ et Re_e le nombre de Reynolds d'entrée, défini par :

$$\mathrm{Re}_e = \frac{u_e \, L_p}{\nu} \tag{7.15}$$

u_e est la vitesse frontale de l'écoulement à l'entrée du réseau d'ailettes.

Ce modèle a pour domaine de validité : 0,794 < F_p' < 2,0 ; 15 ° < L_α < 50 ° ; 0,05 < b < 0,2 ; 50 < Re_e < 1200 et 0,1 < d < 1,9.

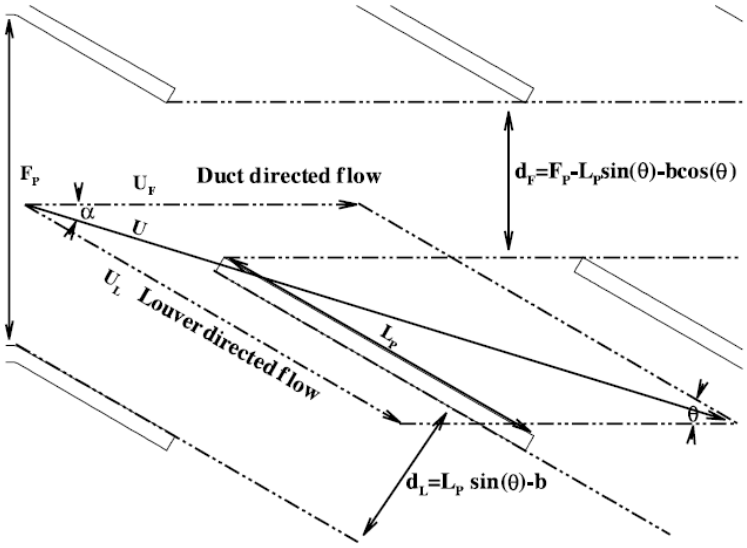


Figure 7.8 *Schématisation d'un écoulement à travers des ailettes persiennées. La flèche en trait plein représente le chemin réel de l'écoulement. Ce dernier, est décomposé en un écoulement persienné (écoulement idéal) et en écoulement en conduit. θ est l'angle de persienne et α est l'angle de l'écoulement. D'après Zhang et Tafti (2003).*

La figure 7.9 montre l'évolution de l'efficacité d'écoulement, calculée par le modèle de Zhang et Tafti (2003), en fonction du nombre de Reynolds (Re_e), pour des angles de persiennes variant de 15 à 30° et pour deux rapports de pas d'ailette (F_p' = 1 et 1,5). L'efficacité d'écoulement augmente à mesure que le nombre de Reynolds augmente pour atteindre une valeur asymptotique. L'efficacité d'écoulement augmente aussi à mesure que l'angle de persienne augmente car ce dernier force l'écoulement à passer entre les persiennes. Au contraire, η décroît lorsque le pas d'ailette augmente. La figure 7.10 montre que

l'augmentation de l'épaisseur d'ailette influe négativement sur l'efficacité d'écoulement. Une épaisseur d'ailette élevée réduit l'espace inter-persienne (L_g), provoque des recirculations sur la surface des persiennes et bloque le passage de l'écoulement au niveau de l'espace inter-persienne.

Le modèle Zhang et Tafti (2003) est le plus précis à ce jour, il a été développé avec un grand nombre de simulations numériques lesquelles ont été en partie validées expérimentalement. Perrotin (2004) a montré également que le modèle de Zhang et Tafti donne de bons résultats.

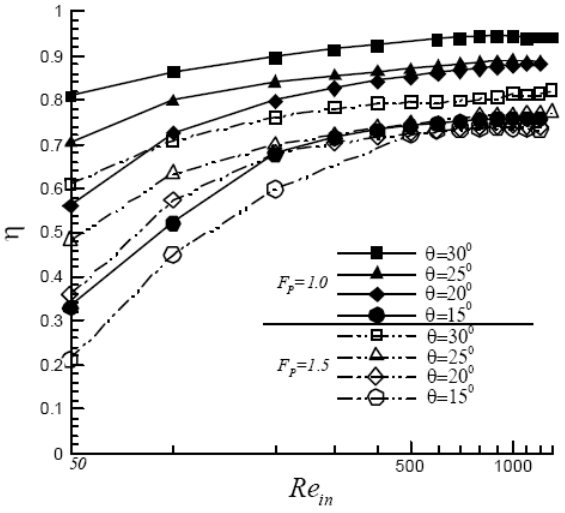


Figure 7.9 *Évolution de l'efficacité d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds pour différents angles de persienne et deux rapports de pas d'ailette*

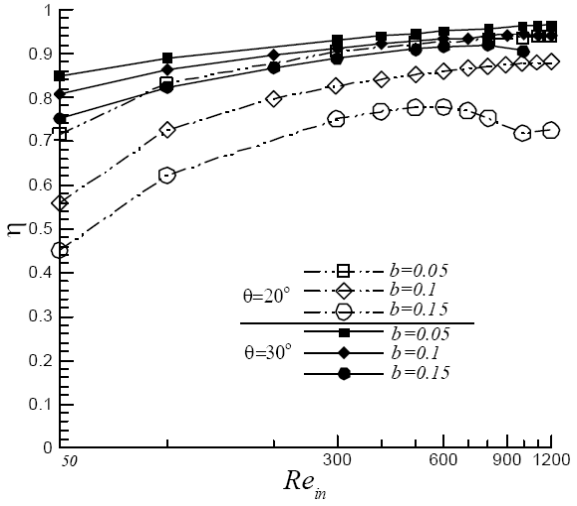


Figure 7.10 *Impact de l'épaisseur d'ailette sur l'efficacité d'écoulement*

7.3.2 Régimes d'écoulement

Tafti et al (2000) ont mené une étude numérique en vue d'identifier le nombre de Reynolds a partir duquel des instabilités de l'écoulement apparaissent et d'en décrire leur nature. La figure 7.12 illustre le développement et la répartition des instabilités suivant le nombre de Reynolds. Par souci de clarté, seuls les endroits du réseau d'ailettes, où elles apparaissent initialement sont montrés.

À des nombres de Reynolds plus élevés (Re_{Lp} ~ 100) de petites zones de recirculations apparaissent dans le sillage de la plupart des persiennes. Elles sont formées par deux tourbillons stationnaires symétriques. Les bulles de recirculation deviennent plus intenses et plus larges à mesure que *Re* augmente. À Re_{Lp} = 200, des zones de recirculation stationnaires (telles que celles illustrées par la figure 7.13) apparaissent sur la face supérieure de la persienne redirectrice et sur la face inférieure de la persienne de sortie. À Re_{Lp} = 300, des zones de recirculation apparaissent sur la face de fuite de la persienne n°1 et sur la face d'attaque de la persienne n°5 (voir définition face d'attaque et de fuite sur la figure 7.11). À Re_{Lp} =400, le sillage de la persienne de sortie devient instable en générant des allées de vortex de Von Karman. Les instabilités se propagent vers l'amont du réseau d'ailettes (à l'opposé de la direction de l'écoulement) à mesure que *Re* augmente. À Re_{Lp} = 900, des instabilités de type Kelvin-Helmholtz apparaissent sur les faces d'attaque et de fuite des persiennes se

trouvant en aval de la persienne redirectrice. Les instabilités de type Kelvin-Helmholtz sont la conséquence d'un fort taux de cisaillement entre le fluide en recirculation (voir figure 7.13) et le fluide incident. À Re_{Lp} = 1300, l'instabilité gagne la plupart des persiennes, l'écoulement est dans un état turbulent et chaotique.

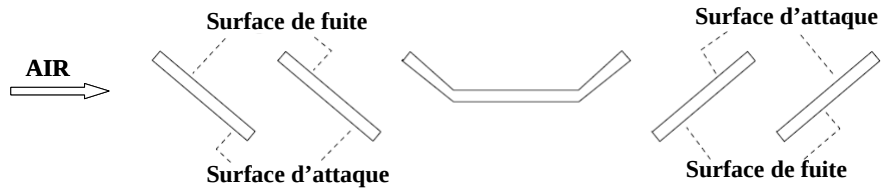


Figure 7.11 *Illustration des surfaces d'attaque et de fuite des persiennes*

En résumé, les régimes d'écoulement rencontrés dans un réseau d'ailettes persiennées en fonction du nombre de Reynolds sont les suivants :

- Aux très faibles nombres de Reynolds (Re_{Lp} < 100) l'écoulement est laminaire et stationnaire ;
- Pour les nombres de Reynolds aux alentours de 100, des tourbillons stationnaires sont présents aux sillages de certaines persiennes. Cependant, l'écoulement reste laminaire et stable jusqu'à Re_{Lp} = 400 ;
- Pour des nombres de Reynolds compris entre 400 et 1000, l'écoulement reste laminaire mais des instabilités et des lâchers de vortex s'intensifient. Ces instabilités et ces tourbillons améliorent significativement le transfert de chaleur. En revanche, les pertes de pression associées sont aussi élevées ;
- Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1000, l'écoulement devient turbulent et chaotique. Le transfert de chaleur et les pertes de pression sont multipliés par un facteur 2 à 3 comparé aux ailettes planes et continues (Perrotin, 2004).

Tafti et Zhang (2001) ont poursuivi l'étude précédente en examinant l'impact des paramètres géométriques, tels que le pas d'ailette, l'angle et l'épaisseur de persienne, et la profondeur de l'écoulement sur l'apparition des instabilités de l'écoulement. Ils ont démontré que l'augmentation de l'épaisseur de persienne ou de l'angle de persienne provoque un début d'instabilité précoce. Bien que l'impact du pas d'ailette soit relativement faible, le taux de propagation des instabilités vers l'amont du réseau d'ailettes, avec l'augmentation du nombre de Reynolds, est plus élevé pour les géométries ayant un large pas d'ailette et un grand angle de persienne.

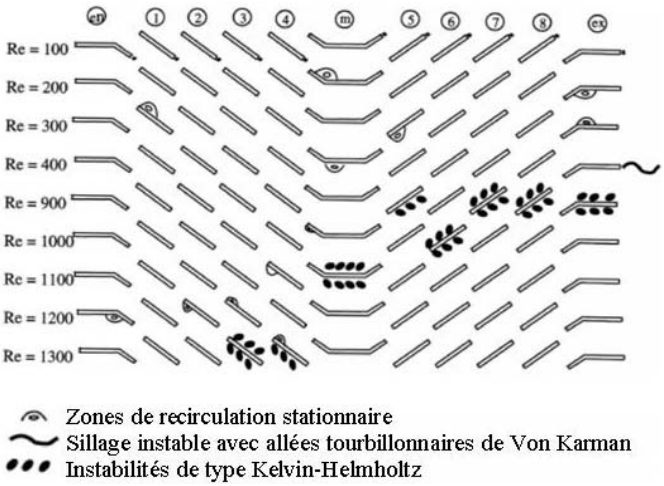


Figure 7.12 *Developpement et propagation des instabilités dans le réseau d'ailettes persiennées. D'après Tafti et al. (2000)*

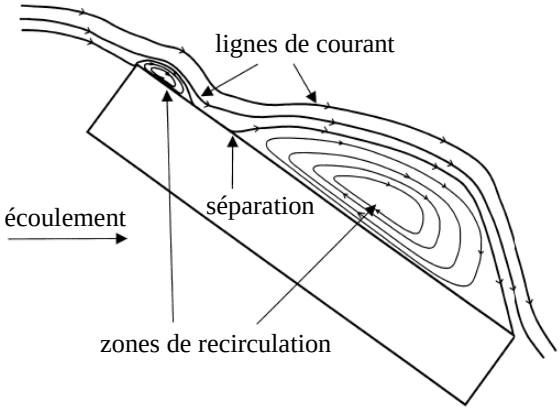


Figure 7.13 *Illustration des zones de recirculation par Wartick et Jacobi (2000)*

7.4 Les caractéristiques du transfert de chaleur

7.4.1 Intensification du transfert thermique avec les ailettes persiennées

Lorsque l'écoulement est défléchi par les persiennes, la couche limite, qui se crée sur une persienne, est détruite au bord de fuite de celle-ci, puis elle renaît sur la persienne adjacente pour être de nouveau détruite. Ainsi, le redémarrage systématique de la couche limite réduit son épaisseur moyenne. Une couche limite de faible épaisseur engendre une plus faible résistance thermique et améliore donc le coefficient d'échange de chaleur local. Ceci explique la bonne performance en terme de transfert thermique des ailettes persiennées, comme le montre la figure 7.14. Celle-ci montre une confrontation entre le coefficient d'échange local, donné en fonction de l'abscisse x, d'un écoulement d'air en régime laminaire établi, s'écoulant sur une ailette plane et continue avec le coefficient d'échange local correspondant à une ailette discontinue (telle que l'ailette persiennée). Le coefficient d'échange local de l'ailette continue décroît de manière monotone en raison du développement de la couche limite. En revanche, la décroissance du coefficient d'échange local de l'ailette discontinue est systématiquement interrompue, en raison du redémarrage de la couche limite.

Par ailleurs, pour un fluide ayant un nombre de Prandtl proche de 1 (tel que l'air), les couches limites thermique et dynamique ont un comportement similaire et une faible épaisseur de la couche limite thermique révèle aussi une faible épaisseur de la couche limite hydrodynamique. Par conséquent, le gradient de vitesse au voisinage de la paroi de la persienne est élevé, engendrant une perte de pression par frottement plus importante.

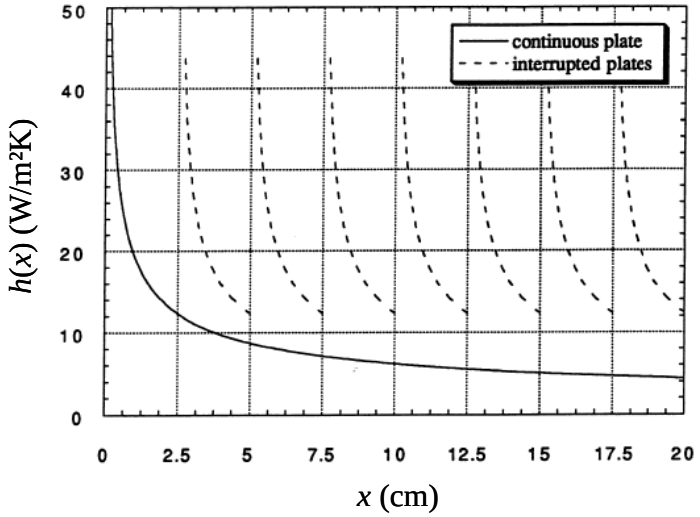


Figure 7.14 *Comparaison entre le coefficient d'échange local d'une ailette continue et celui d'une ailette discontinue composée de 8 persienne.d'après DeJong et Jacobi (1995)*

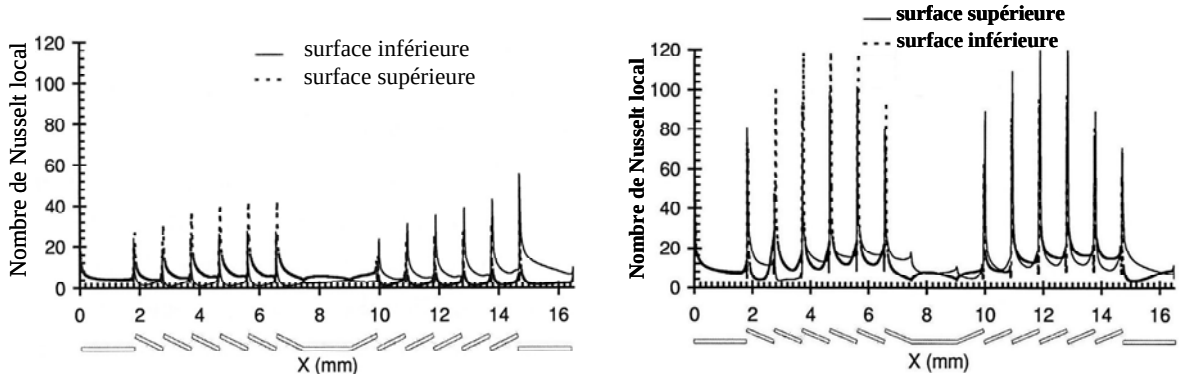
Cependant, le degré d'amélioration du transfert thermique réalisé par des surfaces interrompues n'est pas toujours aussi élevé que prévu, en raison de possibles interactions entre les persiennes. Les zones à recirculation et les effets des sillages thermiques peuvent pénaliser la performance thermique des persiennes se trouvant en aval.

7.4.2 Transfert de chaleur local dans un réseau d'ailettes persiennées

La figure 7.15 montre le nombre de Nusselt local, numériquement calculé par Perrotin et Clodic (2004), correspondant à des persiennes en 2D, pour deux nombres de Reynolds. Cette figure montre que le nombre de Nusselt est élevé aux niveaux des bords d'attaque des persiennes, où l'épaisseur de la couche limite est minimale, puis décroît progressivement à mesure que la couche limite se développe. Le nombre de Nusselt local est également élevé aux bords de fuite des persiennes en raison de l'accélération de l'écoulement. Ce phénomène est plus visible aux nombres de Reynolds élevés.

La figure 7.15 montre également que le nombre de Nusselt est plus faible aux niveaux des persiennes d'entrée, de sortie et redirectrice. Cela est dû à l'épaisseur élevée de la couche limite formée sur ces persiennes, en raison de leurs grandes longueurs. Ces résultats concordent avec ceux obtenus expérimentalement par Aoki et *al.* (1989) et par Dejong et Jacobi (2003). Ces derniers suggèrent d'utiliser des persiennes d'entrée, de sortie et redirectrice courtes pour limiter la dégradation du transfert thermique à leurs niveaux.

Par ailleurs, comme le montre la figure 7.15a (Re_{Lp} = 78,6), même si l'écoulement est principalement de type écoulement en conduit, les persiennes défléchissent légèrement l'écoulement. De plus, dans la première moitié de l'ailette (de la persienne d'entrée jusqu'à la persienne se trouvant juste en amont de la persienne redirectrice) le transfert thermique est meilleur sur la surface supérieure des persiennes. Cela est dû à la formation d'une couche limite plus épaisse sur la surface inférieure des persiennes. En revanche, dans la deuxième moitié de l'ailette (de la persienne se trouvant juste en aval de la persienne redirectrice jusqu'à la persienne de sortie), la situation est inversée : le transfert thermique est plus élevé sur les surfaces inférieures des persiennes.



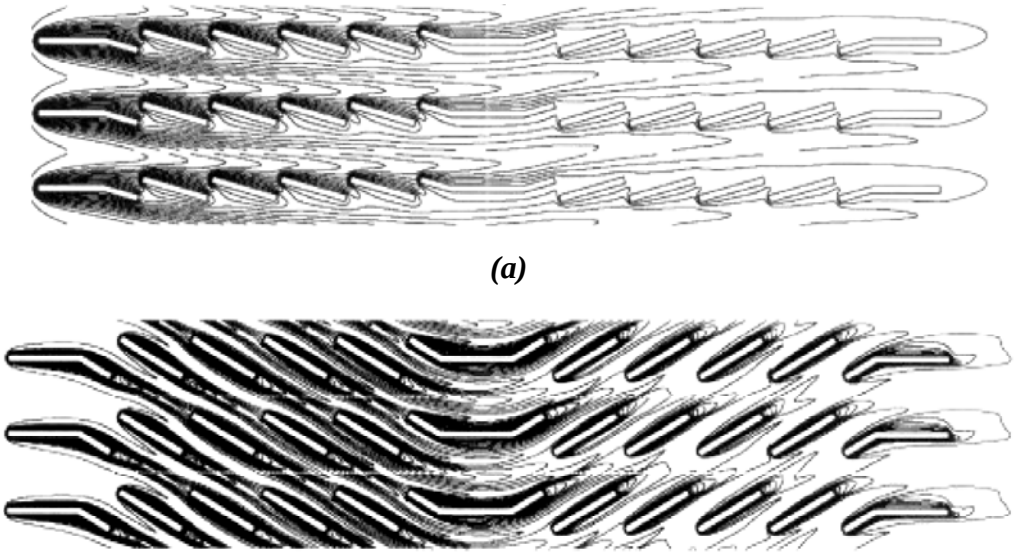
a) b)

Figure 7.15 *Nombre de Nusselt local, correpondant à chaque persienne d'une ailette, calculé numériquement en 2D par Perrotin et Clodic (2004) avec L_α = 20 ° ; F_p = 1,3 mm ; L_p = 0,95 a) Re_{Lp} = 78,6 ; b) Re_{Lp} = 604,8*

À des nombres de Reynolds plus élevés (figure 7.15b, Re_{Lp} = 604,8) les couches limites sont plus fines et l'écoulement s'aligne sur les persiennes. L'écoulement traverse quelques persiennes avant d'atteindre son angle maximal. L'écoulement incident impacte les surfaces d'attaque des persiennes (voir figure 7.11) qui le défléchissent. Par conséquent, la couche limite est plus fine sur la surface d'attaque que sur la surface de fuite. Pour la première moitié de l'ailette, le coefficient de transfert de chaleur est plus élevé sur les surfaces d'attaque (ou surface inférieure), excepté pour la seconde persienne. Pour cette dernière, au niveau de sa surface d'attaque, le coefficient de transfert de chaleur est faible en raison des larges bulles de recirculation, générées par la première persienne, qui obturent le passage de l'écoulement entre la première et la seconde persienne.

7.4.3 Impact du sillage thermique

La performance thermique des persiennes est hautement dépendante des champs de vitesse et de température qui les entourent. Zhang et Tafti (2001) ont étudié numériquement l'impact du sillage thermique dans un réseau d'ailettes persiennées. En écoulement laminaire stable, la persienne située dans le sillage thermique, généré par les persiennes en amont, présente un faible gradient de température (entre la température de surface et la température du cœur de l'écoulement), et le flux de chaleur vers la persienne est considérablement réduit. On parle dans ce cas d'interférences de sillage thermique. Zhang et Tafti (2001) ont classifié deux types d'interférences de sillage thermique selon les conditions d'écoulement. L'interférence intra-ailette se produit entre deux persiennes successives d'une même ailette et est dominante aux faibles nombres de Reynolds ou lorsque l'écoulement est largement en conduit-dirigé. Ce phénomène est illustré sur la figure 7.16a. L'interférence inter-ailettes se produit entre deux rangées d'ailettes adjacentes et est dominante aux nombres de Reynolds élevés où l'écoulement est du type persienné. Ce phénomène est illustré sur la figure 7.16b. L'interférence intra-ailette est plus prononcée que l'interférence inter-ailette et dégrade significativement le coefficient de transfert thermique. Ainsi, il est à priori logique de conclure que les faibles efficacités d'écoulement sont synonymes de transferts thermiques dégradés. Nous verrons au § 7.4.6 que ce n'est pas toujours le cas.



(a)

(b)

Figure 7.16 *Illustartion des interférences de sillages thermiques : (a) interférences intra-ailettes ; (b) interférences inter-ailettes. D'après Zhang et Tafti (2001)*

7.4.4 Optimisation géométrique en vue de minimiser l'impact du sillage thermique

Suga et Aoki (1991) ont réalisé une étude numérique qui leur a permis de définir une configuration géométrique évitant qu'une persienne ne soit placée dans le sillage thermique généré par les persiennes situées en amont. La configuration optimale est obtenue lorsque le sillage thermique de chaque persienne passe entre les persiennes se trouvant en aval. Dans leur étude, Suga et Aoki (1991) ont considéré que l'écoulement est parfaitement défléchi par les persiennes (efficacité d'écoulement de 100 %). Ainsi, les auteurs ont développée une relation géométrique, permettant de calculer l'optimum du rapport (F_p/L_p) pour une valeur donnée de l'angle de persienne :

$$\left[\frac{F_p}{L_p}\right]_{opt} = \left(\frac{2m+1}{2}\right)\tan\left(L_\alpha\right) \tag{7.16}$$

où m est un entier positif.

Zhang et Tafti (2001) ont constaté que le remplacement de l'angle de persienne (L_α) par l'angle réel de l'écoulement dans l'*Eq.* (7.16) donne de meilleures précisions.

Plus tard, Michna et Jacobi (2003) ont entrepris une étude dans le but est d'améliorer l'optimisation de Suga et Aoki par la prise en compte du phénomène de déplacement du sillage thermique (figure 7.17). Pour ce faire, Michna et Jacobi (2003) ont considéré que l'écoulement traverse deux plaques parallèles pour le calcul de l'épaisseur du déplacement de la couche limite, noté δ_d, qui dépend de la géométrie du réseau d'ailettes et du nombre de Reynolds :

$$\delta_d = \left(L_p \sin\left(L_\alpha\right) - t\right)\left[0,29445 - 0,0293\ln\left(4\left(\sin\left(L_\alpha\right) - \frac{t}{L_p}\right)^2 \mathrm{Re}_{L_p}\right)\right] \qquad (7.17)$$

Un exemple d'images utilisées par Michna et Jacobi (2003) pour comparer le déplacement réel de l'écoulement avec le déplacement calculé à partir de l'*Eq.* (7.17) est illustré sur la figure 7.17. D'après les auteurs l'écart entre le déplacement mesuré et calculé est d'environ 25 %, ce qui parait acceptable, compte tenu des hypothèses simplificatrices utilisées.

En égalisant l'équation donnant le fléchissement du sillage thermique d'une persienne avec celle de l'épaisseur du déplacement de la couche limite de la plus proche ailette, une relation peut être obtenue pour trouver l'optimum des paramètres géométriques des persiennes.

Michna et Jacobi (2003) ont proposé deux relations d'optimisation selon que la plus proche persienne touchée par le sillage thermique est la persienne en aval de la même ailette ou la persienne en aval de l'ailette adjacente. La plus proche persienne appartient à l'ailette adjacente si l'inégalité (7.18) est satisfaite. Dans ce cas, l'optimisation est donnée par l'*Eq.* (7.19).

$$L_p \sin\left(L_\alpha\right) > \left(L_p^2 + F_p^2\right)^{0,5} \sin\left[\arctan\left(\frac{F_p}{L_p}\right) - L_\alpha\right] \qquad (7.18)$$

$$\left[\frac{F_p}{L_p + d\sin\left(L_\alpha\right)}\right] = \left(m + \frac{1}{2}\right)\tan\left(L_\alpha\right) \qquad (7.19)$$

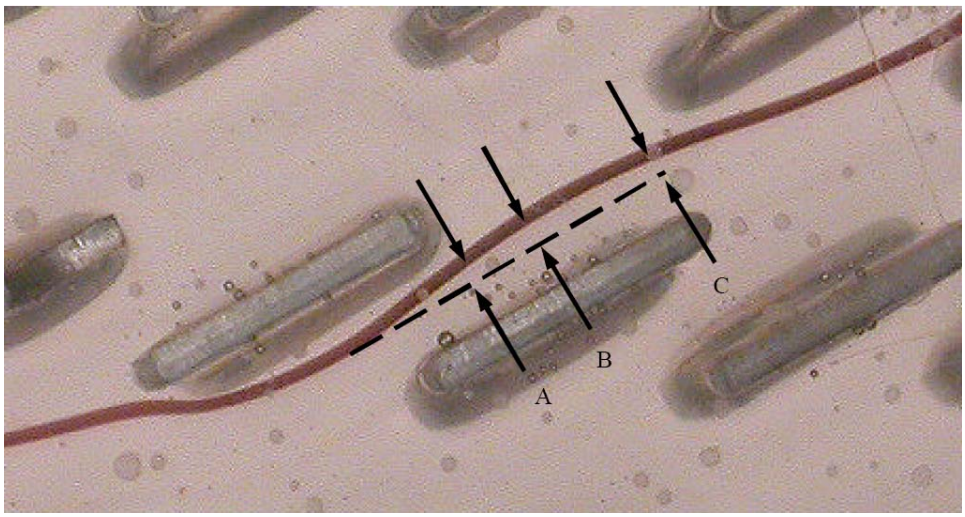


Figure 7.17 *La mesure du flèchissement de ligne de courant du traceur pour Re_{Lp} = 255. Les mesures ont été prises à trois endroits : ¼ de la longueur de la persienne (A), ½ de la longueur de la persienne (B), et au bord de la persienne (C).*

La plus proche persienne appartient à la même ailette si l'inégalité (7.18) n'est pas satisfaite, et le sillage thermique sera poussé en amont par le déplacement de la couche limite. Dans ce cas, la relation géométrique optimale :

$$\left[\frac{F_p}{L_p - d\sin\left(L_\alpha\right)}\right] = \left(m + \frac{1}{2}\right)\tan\left(L_\alpha\right) \tag{7.20}$$

La différence entre les *Eq.* (7.19) et (7.20) est le signe au dénominateur. Le changement de signe est dû à la différence de la direction du fléchissement du sillage thermique induit par le déplacement de la couche limite de la persienne la plus proche.

7.4.5 Impact des paramètres géométriques sur la performance thermo-hydraulique

Les paramètres géométriques les plus influents sur la performance thermo-hydraulique des ailettes persiennées sont listés ci-dessous. Souvent l'ajustement de ces paramètres, en vue de maximiser le coefficient d'échange, est pénalisé par un accroissement de la perte de pression, et vice versa. Le concepteur doit donc trouver le bon compromis. Ce dernier dépendra aussi du domaine d'application de l'échangeur de chaleur. Pour certaines applications, on privilégiera le transfert thermique et dans d'autres la perte de pression.

- pas d'ailette, F_p : Comme le montre, exagérément, la figure 7.18, un pas d'ailette trop élevé engendre un écoulement de type conduit-dirigé, le transfert thermique et les pertes de pression s'en trouvent grandement affaiblis.

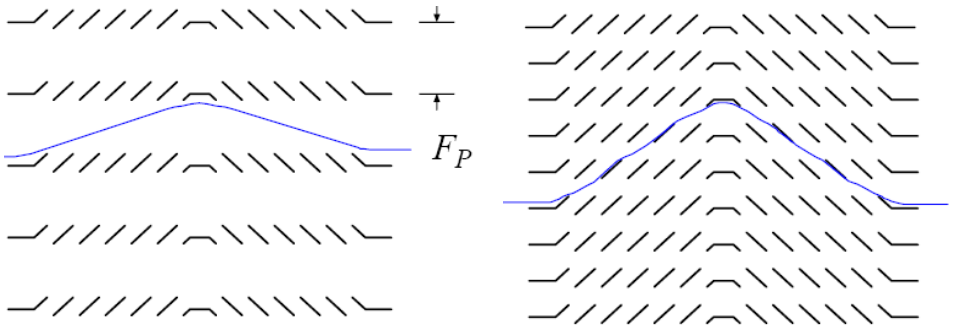


Figure 7.18 *Impact du pas d'ailette sur la structure de l'écoulement*

- pas de persienne, L_p : un pas de persienne trop petit obturera le passage de l'écoulement à travers l'espace inter-persienne, rendant l'écoulement conduit-dirigé. D'un autre côté, un pas de persienne trop grand réduira le nombre de persienne que comprend l'ailette, ce qui atténuera le phénomène de redémarrage de la couche limite, dégradant le transfert de chaleur. Généralement, le pas de persienne a une valeur proche de 1 mm.
- angle de persienne, L_α : l'angle de persienne, avec le pas de persienne, fixe l'espace inter-persienne. Plus l'angle de persienne augmente, plus le coefficient de transfert de chaleur augmente mais la perte de pression aussi.

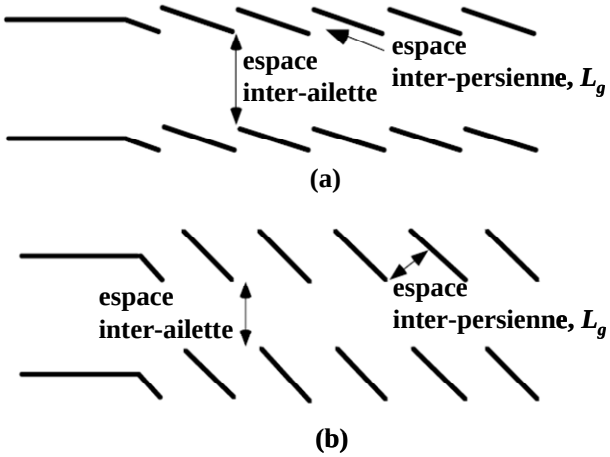


Figure 7.19 *Impact de l'angle de persienne sur l'espace inter-persienne. (a) faible angle de persienne, faible espace inter-persienne et espace inter-ailette élevé. (b) grand angle de persienne, grand espace inter-persienne et faible espace inter-ailette. Le pas de persienne est identique pour les deux cas (a) et (b).*

- longueur de la partie non persiennée, L_{nl} : En raison de contraintes de fabrication, la persienne ne peut être de même longueur que l'ailette. Ainsi, il existe une partie d'ailette non persiennée, notée L_{nl} (voir Figure 7.4). Sur cette surface, le coefficient d'échange local est faible par rapport à celui de la persienne. Ainsi, la longueur L_{nl} doit être la plus petite possible.

7.4.6 Caractéristiques du transfert de chaleur aux faibles nombres de Reynolds

Dans bon nombre d'applications d'échangeurs de chaleur compacts munis d'ailettes persiennées (tels que les évaporateurs de climatisation automobile), le nombre de Reynolds, basé sur le pas de persienne, ne dépasse guère 500. Dans cette gamme de nombre de Reynolds, la capacité de transfert thermique est très dépendante de la direction de l'écoulement ou de l'efficacité d'écoulement. Bien que les ailettes à persienne aient été largement étudiées durant ces deux dernières décennies, peu d'auteurs se sont consacrés à l'étude du cas des faibles nombres de Reynolds, en raison de l'augmentation des incertitudes de mesures liées aux pertes de pression et au transfert thermique.

Avec de faibles nombres de Reynolds, les faibles rapports F_p/L_p (< 1) sont à privilégier car ils forcent le fluide à passer davantage entre les persiennes. Cependant, dans le cas des évaporateurs, de faibles pas d'ailette favorisent une plus grande rétention des condensats, ce qui peut causer une dégradation du transfert thermique. Nous sommes confrontés à un dilemme, d'un côté, de grands pas d'ailettes, limitent la rétention des condensats, et de l'autre côté, réduisent l'efficacité d'écoulement. La solution est d'utiliser un rapport F_p/L_p élevé, pour limiter la rétention des condensats, et un angle de persienne également élevé, pour augmenter l'efficacité d'écoulement. L'ailette qui sera caractérisée au chapitre 9 est basée sur cette géométrie. Peu d'études se sont consacrées à ce cas. Dans ce qui suit, nous présentons l'étude la plus complète de la littérature sur ce sujet.

Tafti et al. (2004) ont mené une étude numérique sur des ailettes persiennées ayant un rapport F_p/L_p élevé (1,5 et 2) parcourues par un écoulement d'air avec un nombre de Reynolds, basé sur la vitesse frontale et sur le pas de persienne, compris entre 50 et 300. Les angles de persienne varient de 25° à 60°. Cette étude a porté sur les caractéristiques de l'efficacité d'écoulement, du transfert thermique et des pertes de pression.

Le tableau 7.1 regroupe les caractéristiques géométriques des ailettes étudiées. Excepté l'angle de persienne, tous les paramètres géométriques du tableau 7.1 ont été adimensionnés en les rapportant au pas de persienne.

Tableau 7.1 *Données géomètriques des ailettes étudiées par Tafti et al. (2004)*

cas	F_p'	L_α	b	F_d'
1	1,5	25	0,1	13
2		30		
3		40		
4		50		
5		60		
6	2,0	25	0,1	13
7		40		
8		50		
9		60		

La figure 7.20 montre la distribution des champs de température moyennés dans le temps. À Re_e = 50, à mesure que l'angle de persienne augmente, l'écoulement passe graduellement de l'écoulement en conduit vers l'écoulement persienné, augmentant ainsi l'efficacité d'écoulement. À Re_e = 200, les champs de températures sont déjà alignés sur les persiennes, indiquant que l'efficacité d'écoulement est élevée. À mesure que l'angle de persienne augmente, l'élévation de l'efficacité d'écoulement est moins prononcée et s'arrête à un L_α = 50° pour décroître par la suite. En fait, pour L_α = 60° et Re_e = 200, à l'aval de la persienne redirectrice, l'écoulement est plus en conduit que persienné.

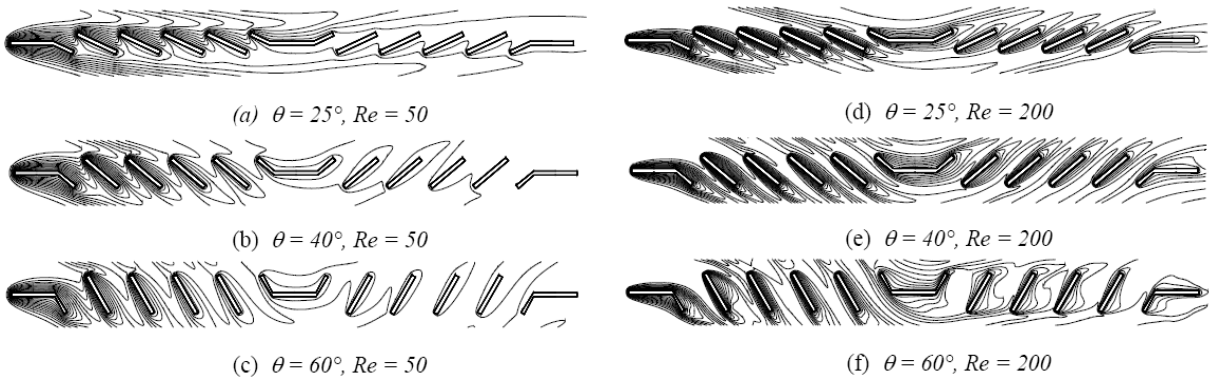


Figure 7.20 *Distributions des champs de températures moyennés dans le temps*

La figure 7.21 montre l'impact de l'angle de persienne sur l'efficacité d'écoulement η (à gauche) et sur le nombre de Nusselt moyenné le long de l'ailette. Comme prévu, l'efficacité d'ailette est plus élevée lorsque F_p' = 1,5 comparé à F_p' = 2. En général, l'augmentation de l'angle de persienne a un impact positif sur η jusqu'à Re_e = 100 au-delà duquel l'augmentation de L_α a un effet négatif. À Re_e = 50, η augmente à mesure que L_α augmente pour les deux F_p' = 1,5 et 2,0. Lorsque Re_e > 100 et F_p' = 1,5, η atteint une valeur maximale à L_α = 50°, puis décroît légèrement à L_α = 60°. Une tendance similaire est constatée pour F_p' = 2. À Re_e = 100 et F_p' = 2, η atteint une valeur maximale plus tôt à L_α = 40° ; pour Re_e = 200 et 300, cependant, η décroît à mesure que L_α augmente. Concernant le nombre de Nusselt

moyenné, il augmente de manière monotone avec L_α et Re_e et est plus élevé à $F_p' = 1{,}5$ comparé à $F_p' = 2$. À $Re_e = 300$ et $L_\alpha > 40°$, la pente de la courbe $Nu = f(L_\alpha)$ augmente. Or, dans ce dernier cas, l'efficacité d'écoulement décroît. Il est important de constater ici que le transfert thermique augmente malgré la décroissance de l'efficacité d'écoulement. Ceci est dû au développement d'instabilités caractérisées par des détachements de tourbillons.

La figure 7.22 montre les lignes de courant pour trois cas (a) $L_\alpha = 25°$, $Re_e = 200$, (b) $L_\alpha = 60°$, $Re_e = 50$, (c) $L_\alpha = 60°$, $Re_e = 200$. Dans le cas (a) $L_\alpha = 25°$, $Re_e = 200$, l'écoulement est défléchi par les persiennes et passe entre elles. Dans le cas (b) $L_\alpha = 60°$, $Re_e = 50$, des zones de recirculations apparaissent sur les surfaces d'attaque de quelques persiennes (voir définitions sur la figure 7.11), telles que la deuxième, la sixième et la onzième. Dans le cas (c) $L_\alpha = 60°$, $Re_e = 200$, le phénomène est accentué puisque de larges zones de séparation instables sont présentes sur la plupart des persiennes, surtout à l'aval de la persienne redirectrice. Ces larges zones de recirculation bloquent l'espace inter-persienne, réduisant ainsi l'efficacité d'écoulement. La figure 7.23 montre la distribution de l'angle d'écoulement persienne par persienne pour les trois cas. L'angle d'écoulement local dans la cas (a) change très peu d'une persienne à une autre et varie entre 16° et 19°. Dans le cas (b), l'angle d'écoulement augmente de la première persienne jusqu'à la persienne située juste en amont de la persienne redirectrice (persienne n°6), où il chute brusquement, puis augmente encore. Dans le cas (c), à l'amont de la persienne redirectrice, l'angle de persienne évolue en dents de scie mais la tendance est à la hausse. En revanche, à l'aval de la persienne redirectrice, les valeurs de l'angle de persienne sont faibles sur toutes les persiennes, en raison de l'obstruction du passage de l'écoulement entre les persiennes causé par les zones de recirculation. Ainsi, l'efficacité moyenne de l'écoulement est plus faible à $Re_e = 200$ qu'à $Re_e = 20$ pour $L_\alpha = 60°$.

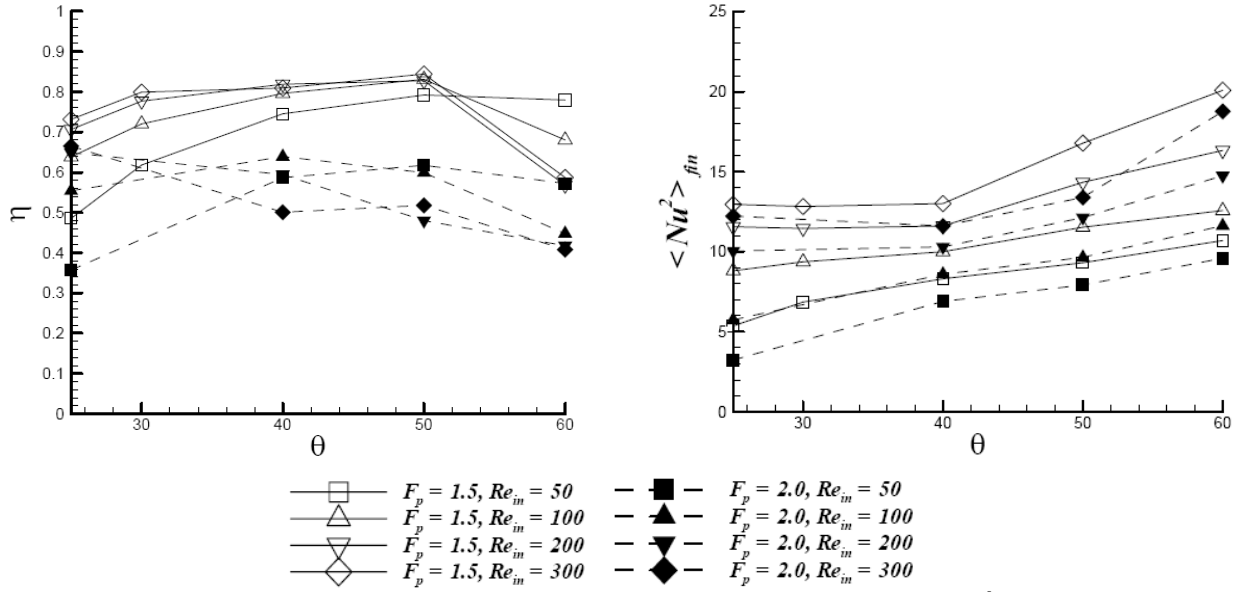


Figure 7.21 *Impact de l'angle de persienne en fonction de F_p/L_p et de Re_e. À gauche, impact sur l'efficacité d'écoulement. À droite, impact sur le nombre de Nusselt moyenné. Ici θ est l'angle de persienne. D'après Tafti et al. (2004)*

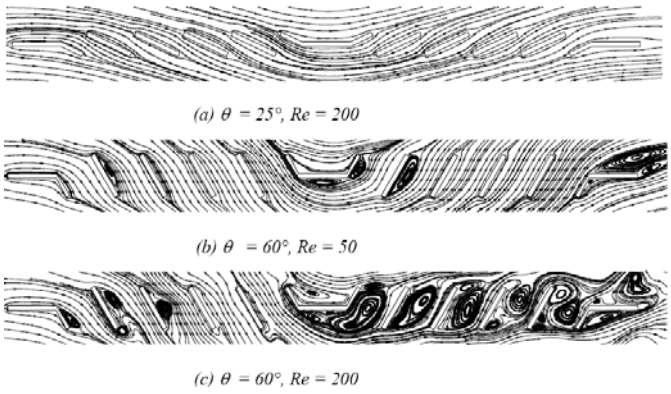


Figure 7.22 *Les lignes de courant instantanées ($F_p' = 1,5$)*

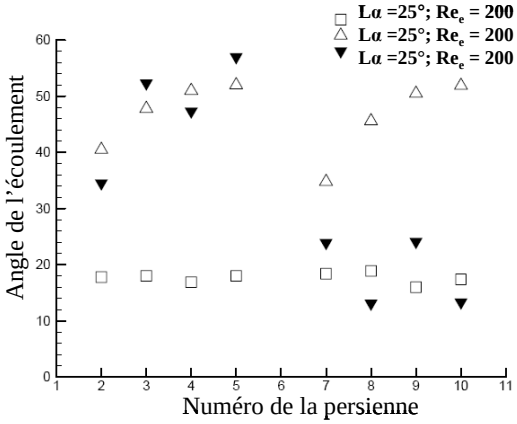


Figure 7.23 *Distribution persienne par persienne de l'angle d'écoulement des trois cas de la figure 7.22*

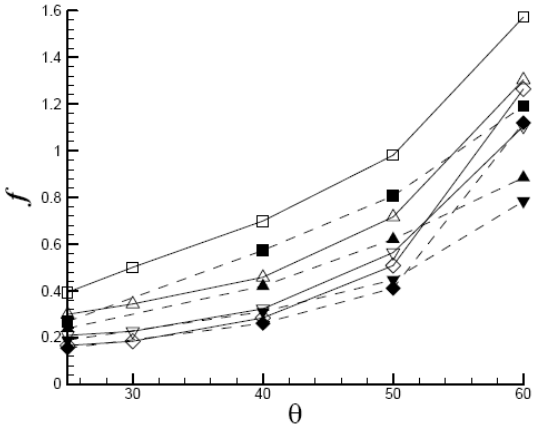


Figure 7.24 *Impact de l'angle de persienne sur le facteur de frottement*

La figure 7.24 montre l'impact de l'angle de persienne sur le facteur de frottement de Fanning. Similairement au coefficient de transfert de chaleur, le facteur de Fanning augmente à mesure que L_α augmente. Cette augmentation est due en grande partie à la traînée de forme. Au-delà une certaine valeur de l'angle de persienne (~L_α > 50°), le facteur f augmente fortement à cause, encore une fois, des larges zones de recirculation.

7.5 Corrélations du facteur de Colburn et de Fanning

Dans la littérature, le coefficient d'échange convectif est souvent exprimé sous forme adimensionnel par l'intermédiaire du facteur de Colburn *j*, défini comme suit :

$$j = \frac{h_{air}}{\rho_m V_{air,\max} C_{P,air}} \mathrm{Pr}_{air}^{2/3} \tag{7.21}$$

$V_{air,max}$ est la vitesse d'air balayant l'ailette et s'exprime en fonction de la vitesse d'air frontale à l'entrée de l'échangeur (V_{fr}), de la section frontale de l'échangeur (A_{fr}) et de la section minimum de passage de l'air (A_{min}) :

$$V_{air,max} = V_{fr} \frac{A_{fr}}{A_{min}} \tag{7.22}$$

De même, la perte de charge de l'écoulement d'air (Δp) à travers l'échangeur est souvent donnée sous forme adimensionnelle par l'intermédiaire du facteur de frottement de Fanning, défini comme suit :

$$f = \frac{A_{min}}{A_{ext}} \frac{\rho_m}{\rho_e} \left[\frac{2 \rho_e \Delta P}{\left(\rho_m V_{air,\max}\right)^2} - \left(K_c + 1 - \sigma^2\right) - 2\left(\frac{\rho_e}{\rho_s} - 1\right) + \left(1 - \sigma^2 - K_e\right) \frac{\rho_e}{\rho_s} \right] \tag{7.23}$$

où A_{ext} est la surface d'échange externe totale de l'échangeur, en m^2 ;
σ est la porosité de l'ailetage ;
ρ_m est la masse volumique moyenne entre l'entrée et la sortie calculée comme suit : $\frac{1}{\rho_m} = 0,5\left(\frac{1}{\rho_e} + \frac{1}{\rho_s}\right)$;
K_c et K_e sont respectivement les coefficients de contraction et d'expansion ;
les indices *e*, *s*, *m* désignent respectivement l'entrée, la sortie et la moyenne arithmétique entre l'entrée et la sortie.

Les coefficients K_c et K_e sont déterminés par lecture sur des abaques établis par Kays et London (1984). La lecture se fait en fonction de la porosité σ, du nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique et de la forme géométrique des passages d'air à l'entrée de l'échangeur. Kays et London recommandent pour les ailettes discontinues (cas des ailettes persiennées) d'extraire, à partir de leurs abaques, K_c et K_e correspondant à $Re_{Dh} = \infty$. Ainsi calculés, K_c = 0,20 et K_e = 0,10.

Il existe dans la littérature des corrélations donnant le facteur de Colburn et de Fanning en fonction du nombre de Reynolds et des paramètres géométriques des ailettes. Elles sont présentées ci-dessous. Toutes ces corrélations considèrent l'écoulement persienné-dirigé. De

ce fait, elles ne reproduisent pas l'aplatissement de la courbe du facteur de Colburn lorsque l'écoulement est en conduit-dirigé (§ 7.3).

7.5.1 Corrélations de Davenport (1983)

Davenport (1983) a développé une corrélation du facteur de Colburn et du facteur de Fanning, après avoir testé 32 modèles d'échangeurs à tubes plats à ailettes persiennées et corruguées. La configuration d'ailette utilisée par Davenport correspond au type *A* de la figure 7.25. D'après Davenport, son expression du facteur de Colburn corrèle 95 % des valeurs expérimentales de ces 32 échangeurs avec une erreur de ± 6 %.

Tableau 7.2 *Caractéristiques géométriques des ailettes testées par Davenport (1983)*

L_p (mm)	L_l (mm)	L_α (°)	F_p (mm)	T_d (mm)	T_p (mm)	H (mm)
1,5 – 3	5 – 11,7	8,43 – 27,82	1,005 – 1,675	40	8,74 – 14	7,8 – 12,7

La corrélation du facteur de Colburn développée par Davenport est définie comme suit :

$$j = 0,249\ \mathrm{Re}_{Lp}^{-0,42}\ L_h^{0,33} \left(\frac{L_l}{F_l}\right)^{1,1} F_l^{0,26} \tag{7.24}$$

Cette corrélation est valable pour $300 < Re_{Dh} < 4000$.

La corrélation donnant le facteur de frottement est exprimée par :

- pour $70 < Re_{Dh} < 900$

$$f = 5,47\ \mathrm{Re}_{Lp}^{-0,72}\ L_h^{0,37}\ L_p^{0,2} \left(\frac{L_l}{F_l}\right)^{0,89} F_l^{0,23} \tag{7.25}$$

- pour $1000 < Re_{Dh} < 4000$.

$$f = 0,494\ \mathrm{Re}_{Lp}^{-0,39} \left(\frac{L_h}{L_p}\right)^{0,33} \left(\frac{L_l}{F_l}\right)^{1,1} F_l^{0,46} \tag{7.26}$$

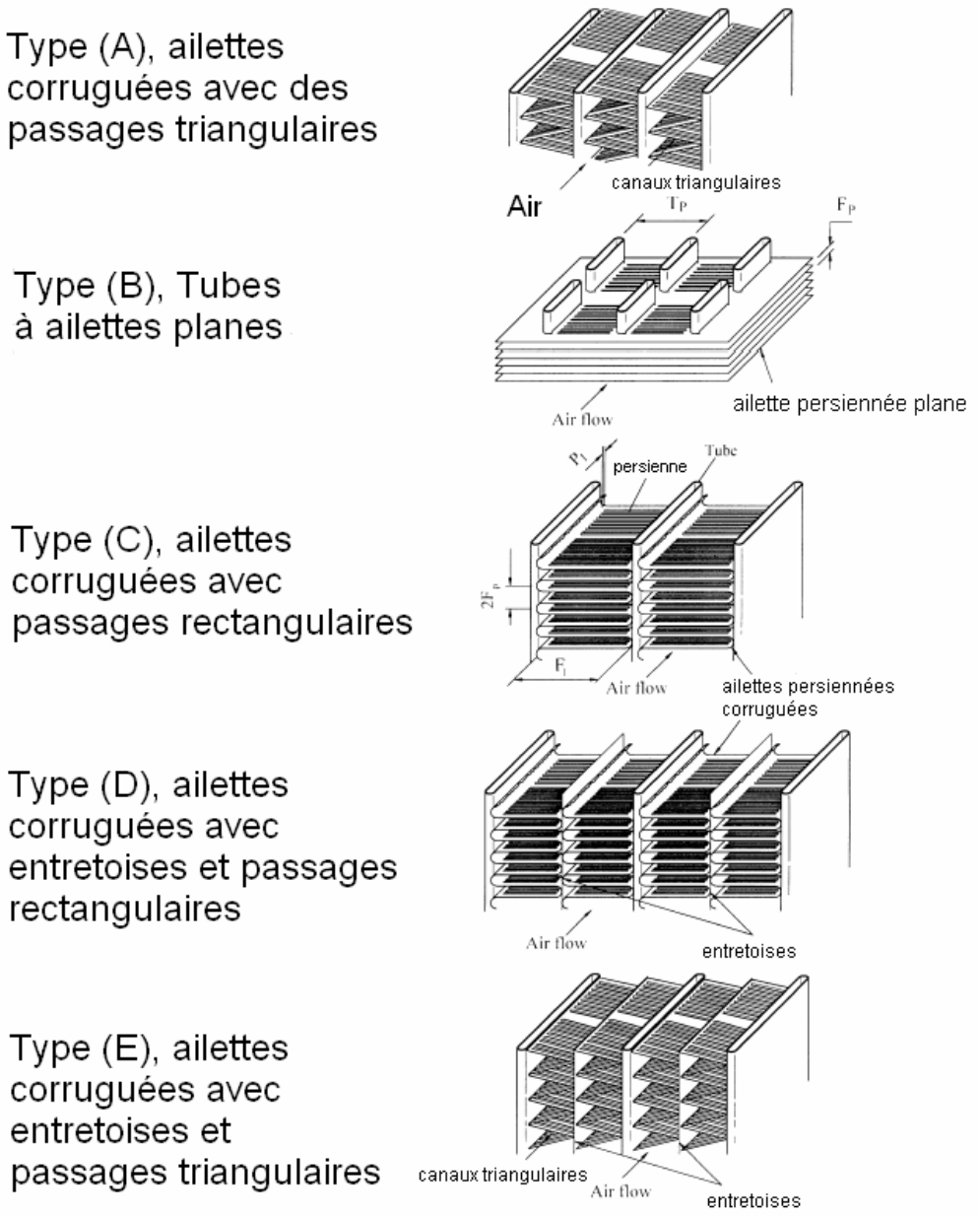


Figure 7.25 *Différents types d'ailettes étudiées dans la littérature*

7.5.2 Corrélations de Achaichia et Cowell (1988a)

Leurs corrélations du facteur de Colburn et de Fanning ont été établies à partir de 15 échangeurs à tubes à section oblongue munis d'ailettes planes persiennées (non corruguées), correspondant au type *B* de la figure 7.25.

Tableau 7.3 *Caractéristiques géométriques des ailettes testées par Achaichia et Cowell (1988a)*

L_p (mm)	L_l (mm)	L_α (°)	F_p (mm)	F_d (mm)	T_d (mm)	T_p (mm)	S (mm)
0,81 – 1,4	5,5 – 11,5	21,5 – 30	1,65 – 3,33	41,6	32	8 - 14	1,65 – 3,25

La corrélation du facteur de Colburn est valable pour $150 < Re_{Lp} < 800$ et exprimée par

$$j = 1{,}54\ \mathrm{Re}_{Lp}^{-0{,}57} \left(\frac{F_p}{L_p}\right)^{-0{,}19} \left(\frac{T_p}{L_p}\right)^{-0{,}11} \left(\frac{\delta_f}{L_p}\right)^{0{,}15} \mathrm{Pr}^{2/3} \tag{7.27}$$

Cette relation permet de corréler leurs valeurs expérimentales avec une erreur maximale de 10 %. La corrélation du facteur de Fanning est définie par :

- Pour $\mathrm{Re}_{Lp} < 150$

$$f = 10{,}4\ \mathrm{Re}_{Lp}^{-1{,}17}\ F_p^{0{,}05}\ L_p^{1{,}24}\ T_p^{0{,}83}\ F_l^{0{,}25} \tag{7.28}$$

- Pour $150 < \mathrm{Re}_{Lp} < 3000$

$$f = 0{,}895\ f_A^{1{,}07}\ F_p^{-0{,}22}\ L_p^{0{,}25}\ T_p^{0{,}26}\ F_l^{0{,}33} \tag{7.29}$$

où :

$$f_A = 596\ \mathrm{Re}_{Lp}^{\left(0{,}318\log_{10}\left(\mathrm{Re}_{Lp}\right)-2{,}25\right)} \tag{7.30}$$

7.5.3 Corrélation de Sunden et Svantesson (1992)

En 1992, les deux auteurs ont étudié 6 modèles d'échangeurs à tubes plats et à ailettes persiennées et corruguées avec des passages d'air rectangulaires. Voir la figure 7.25 (type C).

Tableau 7.4 *Caractéristiques géométriques des ailettes testées par Sunden et Svantesson (1992)*

L_p (mm)	L_l (mm)	L_α (°)	F_p (mm)	F_d ; T_d (mm)	T_p (mm)	F_l (mm)
0,5 – 1,4	5,0 – 10,3	18,5 – 28,5	1,5 – 2,0	37 – 57,4	8,74 – 14,00	7,8 – 12,7

Cette corrélation est valable pour un nombre de Reynolds compris entre $100 < Re_{Lp} < 800$:

$$j = 3{,}67\ \mathrm{Re}_{Lp}^{-0{,}591} \left(\frac{L_\alpha}{90}\right)^{0{,}239} \left(\frac{F_p}{L_p}\right)^{0{,}0206} \left(\frac{F_l}{L_p}\right)^{-0{,}285} \left(\frac{L_h}{L_p}\right)^{0{,}0671} \left(\frac{T_p}{L_p}\right)^{-0{,}243} \tag{7.31}$$

7.5.4 Corrélations de Chang et Wang (1997, 2006)

Chang et Wang ont récupéré 91 fichiers de résultats expérimentaux des échangeurs testés lors d'études antérieures faites par Davenport (30 modèles), Achaichia et Cowell (15 modèles), Webb (5 modèles, figure 7.25, type C), Sunden et Svantesson (6 modèles), Webb et Jung (6 modèles, figure 7.25, type E), Rugh et al. (1 modèle, figure 7.25, type D) et Chang et Wang (27 modèles, figure 7.25, type C).

Tableau 7.5 *Caractéristiques géométriques des ailettes testées par Chang et Wang (1997)*

L_p (mm)	L_l (mm)	L_α (°)	F_p (mm)	T_d (mm)	T_p (mm)	H (mm)
0,45 – 4,11	5,0 – 17,18	8,43 – 35	0,51 – 3,33	22 – 57,4	8,74 – 24	2,84 – 20

$$j = \mathrm{Re}_{Lp}^{-0,49} \left(\frac{L_\alpha}{90}\right)^{0,27} \left(\frac{F_p}{L_p}\right)^{-0,14} \left(\frac{H}{L_p}\right)^{-0,29} \left(\frac{T_d}{L_p}\right)^{-0,23} \left(\frac{L_l}{L_p}\right)^{0,68} \left(\frac{T_p}{L_p}\right)^{-0,28} \left(\frac{\delta_f}{L_p}\right)^{-0,05} \tag{7.32}$$

Cette corrélation est valable pour $100 \leq Re_{Lp} \leq 3000$

En 2000, Chang et Wang (2000) ont poursuivi leur étude pour établir une corrélation générale du facteur de Fanning à partir de la même base de données expérimentales utilisée pour corréler le facteur de Colburn. La corrélation du facteur de Fanning *f* s'écrit :

$$f = f_1 \times f_2 \times f_3 \tag{7.33}$$

avec :

$$f_1 = \begin{cases} 14,39\,\mathrm{Re}_{L_p}^{\left(-0,805 F_p / L_p\right)} \left[\ln\left(1+\left(F_p / L_p\right)\right)\right]^{3,04} \\ \mathrm{Re}_{L_p} < 150 \\ 4,97\,\mathrm{Re}_{L_p}^{0,6049-1,064/L_\alpha^{0,2}} \left[\ln\left(\delta_f / F_p\right)^{0,5} + 0,9\right]^{-0,527} \\ 150 < \mathrm{Re}_{L_p} < 5000 \end{cases} \tag{7.34}$$

$$f_2 = \begin{cases} \left[\ln\left(\delta_f / F_p\right)^{0,48} + 0,9\right]^{-1,435} \left(D_h / L_p\right)^{-3,01} \left[\ln\left(0,5\,\mathrm{Re}_{L_p}\right)\right]^{-3,01} \\ \mathrm{Re}_{L_p} < 150 \\ \left[\left(D_h / L_p\right)^{-3,01} \ln\left(0,5\,\mathrm{Re}_{L_p}\right)\right]^{-2,966} \left(F_p / L_l\right)^{-0,7931\left(T_p / T_h\right)} \\ 150 < \mathrm{Re}_{L_p} < 5000 \end{cases} \tag{7.35}$$

$$f_3 = \begin{cases} \left(F_p / L_p\right)^{-0,308} \left(F_d / L_l\right)^{-0,308} \mathrm{e}^{\left(-0,1167 T_p / D_m\right) L_\alpha^{0.35}} \\ \mathrm{Re}_{L_p} < 150 \\ \left(T_p / D_m\right)^{-0,0446} \left[\ln\left(1,2+\left(L_p / F_p\right)^{1,4}\right)\right]^{-3,553} L_\alpha^{-0,477} \\ 150 < \mathrm{Re}_{L_p} < 5000 \end{cases} \tag{7.36}$$

où D_m est l'épaisseur du tube et T_h représente la différence entre l'épaisseur et le pas du tube ($T_h = T_p - D_m$).

Cette corrélation présente une discontinuité au voisinage de Re_{Lp}=150. Pour y remédier, Chang et al. (2006) ont divisé le domaine d'application de la corrélation originale en trois régions : $Re_{Lp} \leq 130$ et $Re_{Lp} \geq 230$ et une nouvelle zone de transition $130 < Re_{Lp} < 230$.

Pour $130 < Re_{Lp} < 230$:

$$f = \sqrt{\frac{(1+w)\, f_{\mathrm{Re}_{Lp}=130}^{2} + (1+w)\, f_{\mathrm{Re}_{Lp}=230}^{2}}{2}} \tag{7.37}$$

où :

$$w = 3,6 - 0,02\,\mathrm{Re}_{L_p} \tag{7.38}$$

Pour $Re_{Lp} \leq 130$ et $Re_{Lp} \geq 230$, le facteur de Fanning est calculé par les *Eq*. (7.33), (7.35) et (7.36).

Les corrélations de *j* et de *f* établies par Chang et Wang (1997, 2000 et 2006) sont celles qui ont été construites sur la plus grande base de données expérimentales. Pour cela, elles sont les plus utilisées.

7.5.5 Corrélation de Kim et Bullard (2002a)

Kim et Bullard (2002a) ont établi une corrélation, basée sur celle de Chang et Wang (1997), avec 225 points expérimentaux obtenus à partir de tests de 45 échangeurs de configurations différentes ; mais avec un rapport de $F_p/L_p < 1$ et un pas de persienne fixé à L_p = 1,7 mm pour toutes les géométries d'ailettes testées.

Tableau 7.6 *Caractéristiques géométriques des ailettes testées par Kim et Bullard (2002a)*

L_p (mm)	L_l (mm)	L_α (°)	F_p (mm)	F_d (mm)	H (mm)
1,7	6,4	15 – 29	1,0 – 1,4	16 – 24	8,15

Lors de la même étude les deux auteurs ont déduit une corrélation du facteur de frottement de Fanning *f*. Pour $100 < \mathrm{Re}_{Lp} < 600$:

$$f = \mathrm{Re}_{Lp}^{-0,781} \left(\frac{L_\alpha}{90}\right)^{0,444} \left(\frac{F_p}{L_p}\right)^{-1,682} \left(\frac{H}{L_p}\right)^{-1,22} \left(\frac{F_d}{L_p}\right)^{-0,818} \left(\frac{L_l}{L_p}\right)^{0,197} \tag{7.39}$$

7.6 Études de l'impact des condensats sur les ailettes persiennées

Lorsque la température de la surface d'échange de l'évaporateur est en dessous de la température de rosée de l'air, une partie de la vapeur d'eau de l'air humide se condense sur cette surface. Il s'en suit une modification des caractéristiques thermiques et hydrauliques de la surface d'échange de l'évaporateur. La puissance thermique totale échangée alors entre l'air humide et la surface ailetée est composée d'une partie sensible, liée au gradient de température, et d'une partie latente, liée au gradient d'humidité absolue. Pour caractériser l'échange de chaleur sensible, un coefficient de transfert de chaleur sensible humide, noté $h_{sen,hum}$, est défini. Un des objectifs des études avec condensation est de comparer le coefficient d'échange de chaleur sensible humide, $h_{sen,hum}$ avec le coefficient d'échange de chaleur de la même surface sèche. Cela permet de mesurer l'impact des condensats sur la performance thermique de la surface d'échange.

Dans ce qui suit, nous désignons par condition humide ou mouillée, le refroidissement de l'air humide avec condensation. En absence de condensation, nous parlons de condition sèche ou de mode sec.

Plusieurs études ont été consacrées à l'influence des condensats sur la surface d'échange des batteries de tubes ronds à ailettes traditionnelles (ailettes de type continu). Par contre, la littérature est beaucoup moins abondante concernant les échangeurs à tubes plats et ailettes persiennées. Toutes les études utilisent de l'eau glycolée ou pure comme fluide de refroidissement circulant dans les tubes des échangeurs à tester. Dans ce qui suit, nous présentons les études les plus intéressantes.

7.6.1 Étude de McLaughlin et Webb (2000)

Les auteurs ont étudié 5 évaporateurs munis de tubes extrudés et d'ailettes à persiennes. Les paramètres géométriques de ces échangeurs sont les suivants : F_p = 1,6 et 2,4 mm, T_p = 9 ,7 et 11 mm, L_α = 30° et L_p = 1,1 et 1,3 mm. Les auteurs ont caractérisé leurs batteries aussi bien en condition sèche qu'humide. En plus de l'impact des paramètres géométriques sur la performance thermo-hydraulique des surfaces d'échange, l'influence d'un revêtement hydrophile a été également étudiée. Ce dernier a pour rôle de diminuer les forces de capillarité en augmentant la mouillabilité de la paroi externe des tubes. McLaughlin et Webb (2000) ont constaté que les condensats, présents sur la surface d'échange, peuvent remplir l'espace inter-ailette et inter-persienne. Dans le premier cas, on parle de pontage d'ailette ou inter-ailette et dans l'autre de pontage de persienne. Ces deux cas sont illustrés sur la figure 7.27 et la figure 7.28. Les résultats de leur étude sont les suivants :

- Performance en mode sec :
  - le coefficient de transfert de chaleur n'est influencé ni par la profondeur d'écoulement (F_d), ni par la variation du pas de persienne ($1{,}1 \leq L_p \leq 1{,}3$ mm) et non plus par le revêtement hydrophile ;
  - la perte de pression rapportée à l'unité de longueur ($\Delta p/L$) est insensible à la présence du revêtement hydrophile. Elle augmente légèrement lorsque le pas de persienne passe de 1,1 à 1,3 mm.
- Performance en mode humide :
  - le coefficient d'échange de chaleur sensible, $h_{sen,hum}$, n'est pas influencé par la profondeur d'écoulement ;
  - $h_{sen,hum}$ correspondant à L_p = 1,3 mm est 70 % plus élevé que celui correspondant à L_p = 1,1 mm ;
  - $h_{sen,hum}$ de la surface d'échange ayant un revêtement hydrophile est 25 % plus élevé que pour la surface sans revêtement ;
  - $\Delta p/L$ est 10 à 15 % plus élevée pour L_p = 1,3 mm comparé à L_p = 1,1 mm. Le pontage inter-persienne, présent avec L_p = 1,1 mm, rend l'écoulement en conduit-dirigé et ainsi la perte de pression diminue ;
- Performance en mode sec comparé au mode humide :
  - h_{sen} pour L_p = 1,1 mm diminue de 50 % (sans revêtement) et de 30 % (avec revêtement) en passant du mode sec au mode humide ;
  - h_{sen} pour L_p = 1,3 mm est le même en mode sec et humide ;
  - $\Delta p/L$ (humide, L_p = 1,1 mm) est inférieure à $\Delta p/L$ (sec, L_p = 1,1 mm) car l'écoulement, sous l'effet du pontage inter-persienne, est conduit-dirigé.
- Impact du pas de persienne :

- En raison du pontage de persienne, le pas de persienne est un paramètre critique. Le pontage de persienne dégrade le transfert de chaleur mais réduit la perte de pression.
- h_{sen} (humide, L_p = 1,1) = 70 % h_{sen} (humide, L_p = 1,3);
- Δp (humide, L_p = 1,1) < Δp (sec, L_p = 1,3).

- Impact du pas d'ailette (L_p = 1,3 mm, L_α = 30°) :
  - h_{sen} (sec, F_p = 1,6) ≈ h_{sen} (sec, F_p = 2,4);
  - $\left(\frac{h_{sen,hum}}{h_{sen,sec}}\right)_{Fp=2,4} \approx 1$ mais $\left(\frac{h_{sen,hum}}{h_{sen,sec}}\right)_{Fp=1,6} \approx 0,9$ le pas d'ailette de 1,6 mm engendre plus de pontage inter-ailette que le pas d'ailette de 2,4 mm ;
  - $\left(\frac{\Delta p_{hum}}{\Delta p_{sec}}\right)_{Fp=2,4} \approx 1$ mais $\left(\frac{\Delta p_{hum}}{\Delta p_{sec}}\right)_{Fp=1,6} \approx 1,3$ encore une fois à cause du pontage inter-ailette présent lorsque F_p = 1,6 mm.

- Impact du revêtement hydrophile (L_p = 1,1 mm ; F_p = 1,6 mm) :
  - h_{sen} (sec, surface revêtue) ≈ h_{sen} (sec, surface non revêtue) ;
  - Δp (sec, surface revêtue) ≈ Δp (sec, surface non revêtue) ;
  - En condition humide, les auteurs notent que le revêtement réduit le pontage de persienne et d'ailette, le coefficient d'échange s'en trouve alors amélioré. h_{sen} (humide, surface revêtue) = 125 % h_{sen} (humide, surface non revêtue) ;
  - le revêtement hydrophile, en diminuant le pontage inter-persienne, augmente la perte de pression. En même temps, il permet de limiter le pontage inter-ailette ce qui réduit la perte de pression. Ces deux effets antagonistes se neutralisent. De ce fait, selon McLaughlin et Webb, le revêtement hydrophile n'a finalement pas d'impact sur la perte de charge.
    Δp (humide, surface revêtue) ≈ Δp (humide, surface non revêtue) ;

L'intérêt de l'étude de McLaughlin et Webb est d'avoir démontré expérimentalement l'impact du pontage inter-ailette et inter-persienne sur la performance thermo-hydraulique des ailettes persiennées. Ils ont mis en évidence un pas de persienne critique qui se situerait entre 1,1 et 1,3 mm au-delà duquel il y a pontage de persiennes. Seulement, cette valeur critique est valable uniquement pour la géométrie d'ailette testée par McLaughlin et Webb.

Le pontage d'ailettes dégrade le transfert de chaleur et augmente la perte de pression. Cependant, avec un F_p = 2,4 mm, ces effets disparaissent.

7.6.2 Étude de Osada et al. (2001)

Les auteurs, chercheurs au centre R & D de Toyota et de son équipementier Denso, ont développé un dispositif expérimental qui permet de tester une seule rangée d'ailette au lieu d'un échangeur réel. Ceci permet de réduire le coût des expériences et de faciliter la visualisation du drainage des condensats. La rangée d'ailette est prise en sandwich entre d'un côté une plaque en aluminium refroidie et de l'autre côté une plaque vitrée. La figure 7.26 montre la section d'essai.

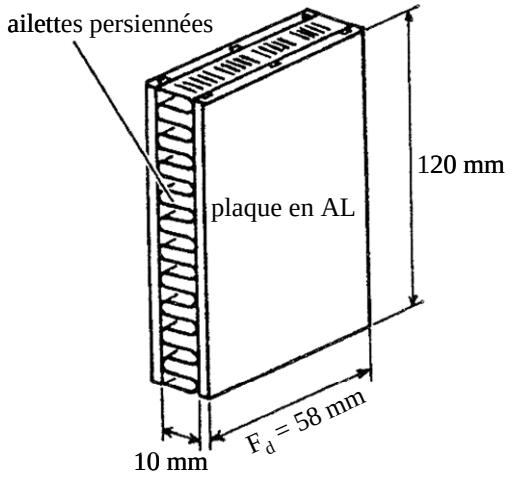


Figure 7.26 *Section de test utilisée par Osada et al. (2001)*

Le coefficient de transfert de chaleur obtenu, à des vitesses d'air frontales modérées, avec la section de test, est presque identique à celui obtenu avec un évaporateur réel, doté de la même géométrie d'ailette. Lorsque la vitesse d'air est de 3 m/s, l'écart entre les deux coefficients d'échange de chaleur ne dépasse pas 10 %. Ainsi, la section d'essais est assez représentative d'un évaporateur réel. Les résultats expérimentaux issues de cette étude sont les suivants :

- Impact du pontage d'ailette et de persienne :
  - le pontage de persienne se forme aisément si l'espace inter-persienne est faible (L_p et/ou L_α faible) ;
  - le pontage de persienne et d'ailette rend l'écoulement en conduit-dirigé, comme illustré sur la figure 7.27, réduisant aussi bien le transfert de chaleur que la perte de pression.
- Caractéristiques du drainage des condensats :
  - la figure 7.28 montre comment le pontage d'ailettes et de persiennes se forme. La condensation se forme d'abord à la surface externe des tubes où la température est la plus basse. Par la suite, un ménisque apparaît au coin le plus aigu, formé par la jonction de deux ailettes (figure 7.28). Le ménisque se développe, sous l'effet de la tension superficielle (forces de capillarité), et vient ponter tout ou partie de l'espace inter-ailette ;
  - la longueur de la partie non persiennée de l'ailette, L_{NL} (figure 7.4), joue un rôle important dans le comportement du drainage des condensats. Sa réduction est hautement désirée car cela limite la croissance du ménisque, diminue la rétention et améliore le drainage des condensats ;
  - le condensat est drainé principalement au niveau de la sortie des ailettes (à l'arrière de la section d'essai) ;
  - la figure 7.29 montre que le revêtement hydrophile, appliqué à la paroi des tubes au niveau de la sortie des ailettes, permet d'éviter, en réduisant la tension superficielle, que le condensat migre vers l'espace inter-ailette et inter-persienne. Le condensat s'écoule ainsi le long de la paroi des tubes, limitant la dégradation du coefficient d'échange de chaleur et l'accroissement de la perte de pression ;

Par ailleurs, Osada et al. (2001) ont étudié l'impact de l'inclinaison des ailettes, par rapport à la verticale, sur la performance thermo-hydraulique des ailettes. Le coefficient d'échange de chaleur sensible et la perte de pression, obtenus avec les ailettes inclinées d'un angle θ_F, sont rapportés à leurs valeurs respectives correspondant à $\theta_F = 0°$. Les résultats sont présentés à la figure 7.31. Celle-ci montre qu'il existe un optimum du rapport du coefficient d'échange de chaleur sur la perte de pression ($\alpha/\Delta p$ sur la figure) qui correspond à un angle d'inclinaison, θ_F, de 30°. Dans cette position la gravité et les forces d'entraînement de l'écoulement d'air sont opposées. Les auteurs expliquent que, dans cette position, davantage de condensats sont évacués par l'entrée des ailettes. Cependant, Kim et Bullard (2002) ont constaté l'inverse des résultats présentés par Osada et al. (2001). En effet, pour Kim et Bullard, la meilleure position de l'échangeur est quand la gravité et les forces d'entraînement d'air sont dans la même direction.

Enfin, Osada et al., ont constaté qu'en réalisant une découpe médiane aux niveaux des ailettes redirectrices, une bonne partie des condensats est drainée à ce niveau. Ainsi, au lieu que tout le condensat soit évacué à la sortie des ailettes, une partie aura été déjà drainée en amont. Selon, les auteurs la performance thermo-hydraulique de la surface ailetée s'en trouve augmentée.

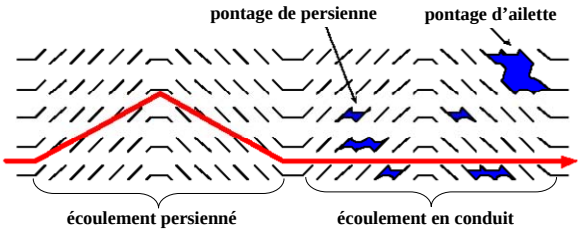


Figure 7.27 *Impact du pontage d'ailette et de persienne sur l'écoulement d'air*

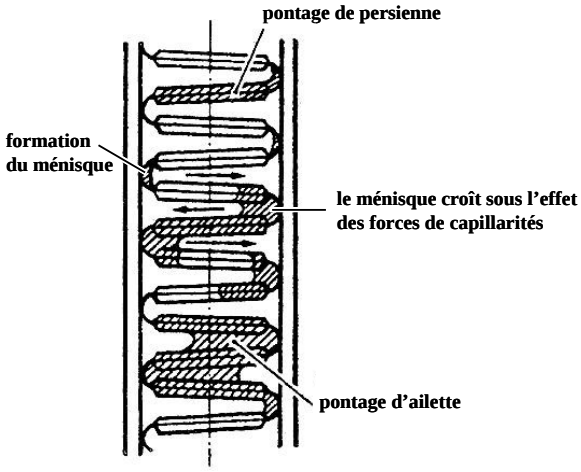


Figure 7.28 *Processus de formation du pontage d'ailette*

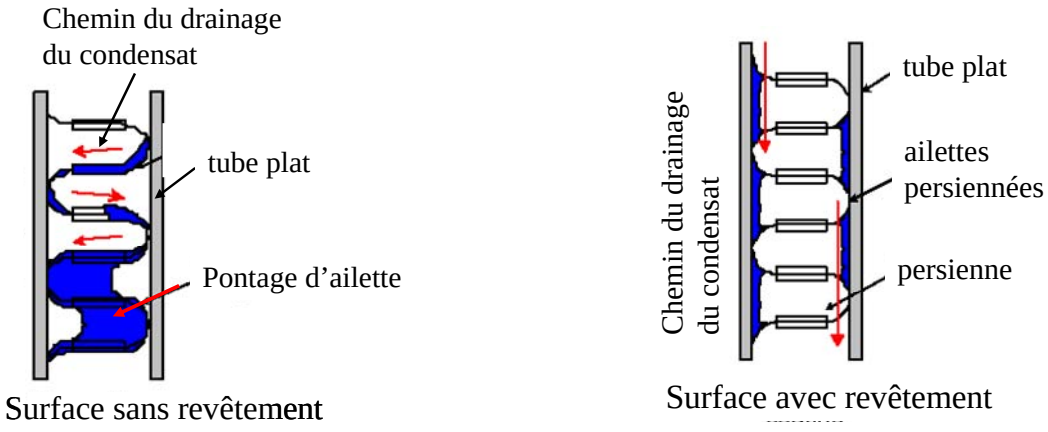


Figure 7.29 *Avantage de l'utilisation d'un revêtement hydrophile à la sortie des ailettes, d'après Osada et al. (2001)*

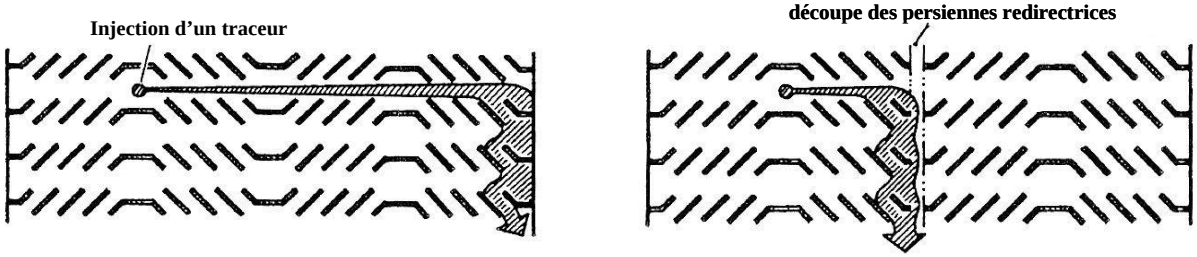


Figure 7.30 *Avantage d'effectuer une découpe centrale aux niveaux des persiennes redirectrices*

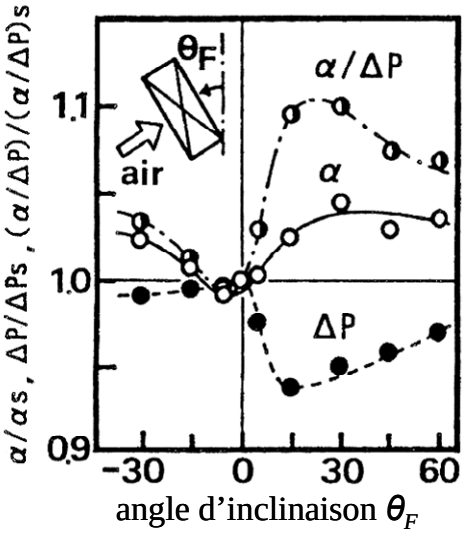


Figure 7.31 *Impact thermo-hydraulique de l'inclinaison des ailettes (F_p = 3 mm, L_p = 1,2 mm, L_α = 35°, F_d = 58 mm, S pour θ_F = 0°). Ici α est le coefficient d'échange de chaleur sensible. Valeurs adimensionnelles de α, Δp et α/Δp rapportées à leurs valeurs pour θ_F = 0°.*

7.6.3 Étude de Kaiser et Jacobi (2000)

Les auteurs ont étudié expérimentalement l'influence des condensats sur la performance thermo-hydraulique d'évaporateurs automobiles. Les caractéristiques du drainage des

condensats aussi bien en dynamique (durant le fonctionnement du système) qu'en statique (après arrêt du système) ont été également étudiées.

7.6.3.1 Dispositif expérimental

Les auteurs ont utilisé un banc d'essai d'échangeur en boucle fermée. Ce banc est équipé de deux plaques vitrées installées de part et d'autre de l'échangeur à tester en vue de mener une visualisation du drainage des condensats. Les évaporateurs testés ont été détournés de leur usage habituel pour fonctionner en batteries froides avec de l'eau glycolée circulant dans les tubes. Au total sept échangeurs munis de tubes plats ont été testés : cinq dotés d'ailettes persiennées et deux pourvus d'ailettes à pas décalés (offset strip). Les ailettes à pas décalés sont semblables aux ailettes persiennées sauf que leurs « persiennes » ne sont pas inclinées (figure 7.38). Nous présenterons uniquement les résultats que les auteurs ont obtenus avec les ailettes persiennées.

Mesure de la rétention en statique

Un autre dispositif, illustré sur la figure 7.32 a été utilisé pour quantifier la rétention des condensats des échangeurs en statique. L'expérience consiste à peser au préalable l'échangeur sec, puis à l'aide d'un élévateur, un réservoir d'eau est élevé et submerge complètement l'échangeur. L'eau est agitée, pour évacuer l'air piégé par la surface ailetée, avant que le réservoir ne soit relâché brusquement. La pesée commence dés que le niveau d'eau atteint le bas de l'échangeur. L'enregistrement des données se fait toutes les 5 secondes.

Mesure de la rétention en dynamique

Dans ce cas, la rétention des condensats est mesurée non plus en statique mais en dynamique c'est-à-dire avec circulation d'air. Ce dispositif est présenté à la figure 7.33.

Mesure de l'angle de contact

Un dispositif a été mis en place pour mesurer l'angle de contact à l'avancée, noté θ_A, et au retrait, θ_R. Il comprend une seringue qui dépose une goutte d'eau distillée sur un échantillon de la surface dont on veut mesurer l'angle de contact. Des photographies de l'étalement de la goutte sur la surface sont prises à l'aide d'un appareil photo numérique. La mesure de l'angle de contact permet de connaître le degré de la mouillabilité de la surface externe de l'échangeur. Les auteurs, en s'équipant d'un tel dispositif, n'ont pas testé plusieurs surfaces d'échange de différents angles de contact, pour mesurer leurs impact sur la performance thermo-hydraulique de la batterie. Au contraire, ces mesures leur permettent de s'assurer que toutes les batteries testées ont une surface présentant à peu près le même angle de contact. Cela permet aux auteurs d'écarter l'influence possible de la mouillabilité lorsqu'ils comparent la performance des batteries entre elles.

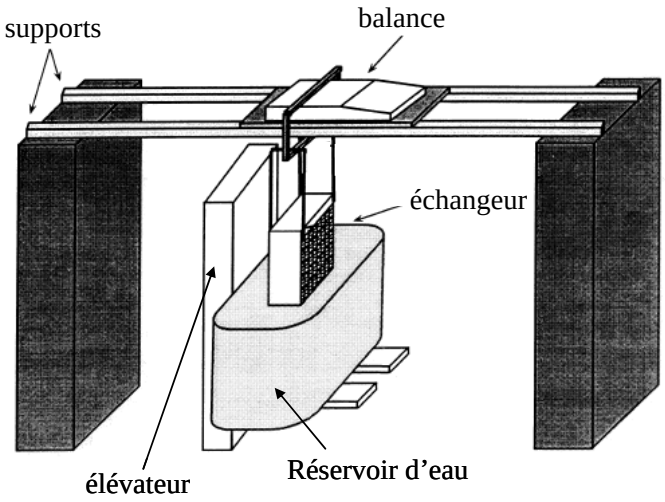


Figure 7.32 *Dispositif permettant de mesurer la rétention des condensats en statique (sans écoulement d'air)*

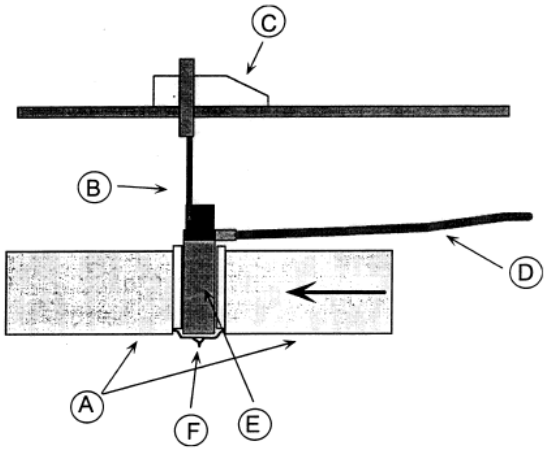


Figure 7.33 *Dispositif permettant de mesurer la rétention en dynamique (régime transitoire et permanent). (A) Conduit d'air. (B) Mécanisme de suspension. (C) Balance. (D) Arrivée et retour de l'eau glycolée. (E) échangeur de chaleur en test. (F) évacuation des condensats.*

Spécifications géométriques des échangeurs testés

Les paramètres géométriques des batteries testées sont regroupés dans le tableau 7.7. Les évaporateurs sont numérotés de 1 à 5. Ces derniers ont tous été caractérisés par le banc d'essai en vue d'étudier leurs performances thermo-hydrauliques. La mesure de la rétention des condensats en statique a été également effectuée. La mesure de la rétention des condensats en dynamique n'a concerné que les batteries 4 et 5.

Tableau 7.7 *Descriptions géométriques des échangeurs à ailettes persiennées testés par Kaiser et Jacobi (2000).*

Batterie	F_d	L_p	L_α	L_l	F_h	δ_f	F_p	Angle de contact	
								θ_A	θ_R
1	92	5,08	nc	6,35	9,14	0,13	2,12	64	35
2	76,2	1,59	nc	6,35	9,53	0,13	2,12	60	30
3	58,0	1,20	30	6,35	8,00	0,10	1,81	68	44
4	58,0	1,00	36	6,35	8,00	0,10	1,81	68	44
5	58,0	1,00	42	6,35	8,00	0,10	1,81	68	44

Toutes les dimensions sont en (mm) sauf l'angle de persienne et de contact qui sont en degrés

7.6.3.2 Résultats expérimentaux

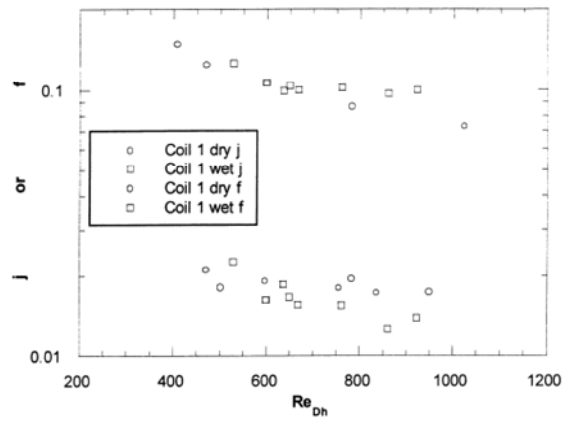
L'évolution des facteurs de Colburn sensible humide et de Fanning, en fonction du nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique, issus de la caractérisation expérimentale des batteries, sont présentés sur la figure 7.34. Les résultats expérimentaux permettent de tirer les constatations suivantes :

- Performance thermo-hydraulique des surfaces ailetées :
  - le transfert de chaleur diminue et les pertes de pression augmentent lorsque la surface ailetée est mouillée, et ceci est valable pour toutes les batteries testées par les auteurs ;
  - les batteries n°1 et 2 ont un coefficient d'échange de chaleur sensible inférieur à celui de toutes les autres batteries, aussi bien en mode sec que humide. Ceci est dû aux pas d'ailette et de persienne élevés des batteries 1 et 2 ; l'écoulement est dans ce cas en conduit-dirigé ;
  - la batterie n°2 a un coefficient d'échange sensible humide plus faible que celui de la batterie n°1 en raison de son plus petit pas de persienne. Le pontage de persiennes, plus présent aux faibles pas de persienne, réduit les effets positifs du redémarrage de la couche limite ;
  - la batterie n°5, ayant l'angle de persienne le plus élevé (L_α = 42°), est celle qui présente la perte de pression la plus élevée aussi bien en mode sec qu'en mode humide. Par contre, son coefficient d'échange sensible est, avec celui de la batterie n°4, le plus élevé ;
  - la batterie n°4 est, comme le montre les figure 7.35 et figure 7.36, celle qui retient le moins de condensat parmi les batteries testées, aussi bien en dynamique qu'en statique. Elle présente à la fois le meilleur coefficient de transfert de chaleur sensible en mode humide (avec la batterie n°5), et la plus faible augmentation de la perte de pression du mode sec vers le mode humide.
- Rétention des condensats
  - l'eau condensée s'accumule sur la surface par condensation et coalescence, et est retenue par la tension superficielle. Les condensats sont retenus jusqu'au moment où les forces d'entraînement du courant d'air et/ou la force de gravité dominent la tension superficielle ; les condensats sont alors évacués. Un autre phénomène favorisant le drainage des condensats est « l'effet boule de neige » : une gouttelette entraînant dans sa chute une autre gouttelette ;
  - les condensats sont drainés de la surface ailetée par un (ou une combinaison) de ces trois principaux chemins de drainage : (i) les forces d'entraînement du courant d'air poussent les condensats vers la sortie du réseau d'ailette où ils seront drainés vers le bas. (ii) les condensats sont drainés à travers les ailettes jusqu'à atteindre le bas, figure 7.29a. (iii) les condensats ruissellent le long de la paroi externe des tubes vers le bas, figure 7.29b.
  - au début de l'essai, les condensats s'accumulent sur la surface ailetée sans qu'ils soient drainés. Cette phase dite transitoire correspond à la forte pente de la courbe de rétention des condensats de la figure 7.37. Á un moment donné, où la masse de condensat devient suffisamment importante pour que la gravité (et les forces d'entraînement d'air) domine la tension superficielle, les condensats sont drainés. Par

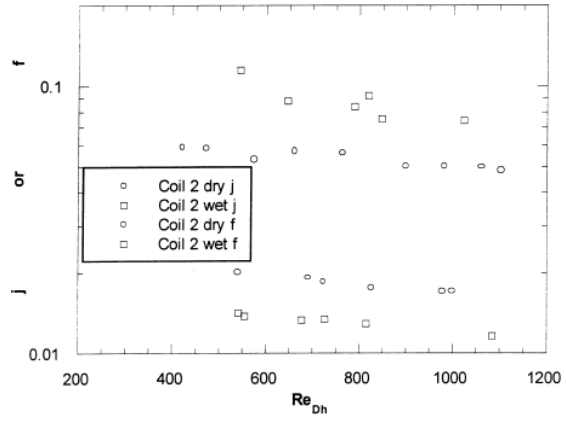
la suite, toute la vapeur d'eau qui se condense est évacuée, ainsi la rétention reste constante dans le temps : le régime permanent est atteint.

- la figure 7.35 montre que la rétention des condensats en dynamique, diffère d'une batterie à une autre, démontrant une forte influence de la géométrie des ailettes. Cependant, cette influence s'atténue à mesure que la vitesse de l'écoulement d'air augmente. La figure 7.36 montre que la rétention des condensats dépend de la géométrie même en statique (sans écoulement d'air) ;
- les auteurs, qui ont aussi étudié les ailettes à pas décalés, ont constaté que le pontage de persienne est plus stable que le pontage des ailettes à pas décalés. Kaiser et Jacobi (2000) expliquent cela par le fait que le pontage des ailettes à pas décalés est plus grand (plus grande masse) ce qui le rend plus sensible à la force de gravité. Ils ajoutent que plus l'angle de persienne augmente, plus le pontage est stable. Ceci expliquerait la raison pour laquelle la batterie n°5, avec L_α = 42°, a une plus grande rétention des condensats que la batterie n°4, avec L_α = 36°, comme le montre les figure 7.35 et figure 7.36. Ces deux batteries ont, mis à part l'angle de persienne, les mêmes paramètres géométriques.

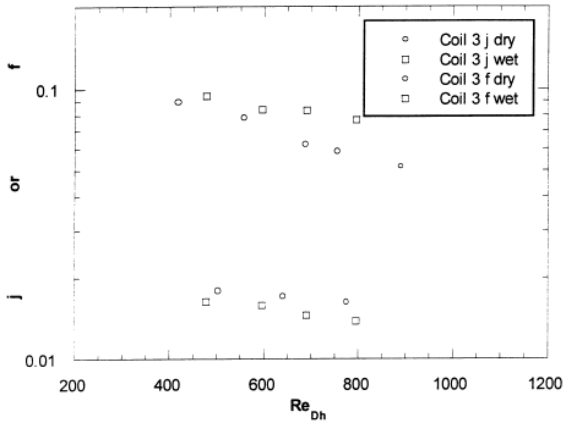
Enfin, Kaiser et Jacobi (2000) préconisent l'utilisation d'un angle de persienne d'environ 36°. Pour les auteurs, cette valeur est assez élevée pour avoir un bon coefficient d'échange aussi bien en mode sec que mouillé. Ils ajoutent qu'augmenter cette valeur, n'améliorerait que faiblement le coefficient d'échange alors que la perte de pression augmenterait significativement.



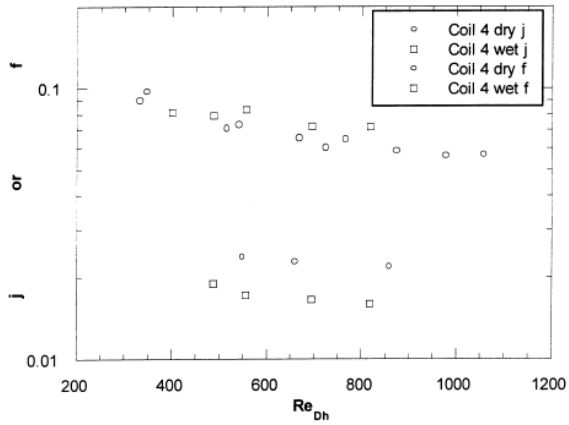
(a)



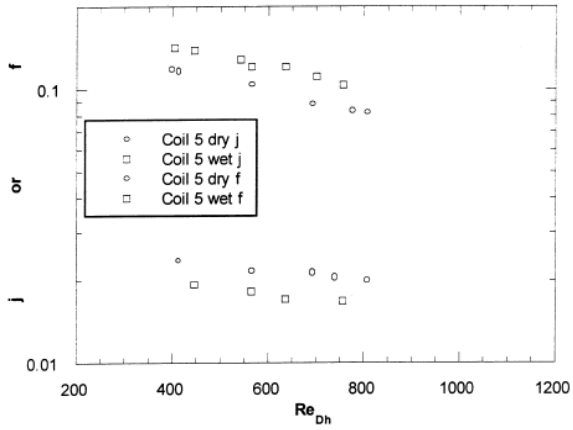
(b)



(c)



(d)



(*e*)

Figure 7.34 *Facteur de Colburn sensible et facteur de Fanning expérimentaux correpondant aux batteries présentées dans le tableau 7.7 de l'étude de Kaiser et Jacobi (2000),*

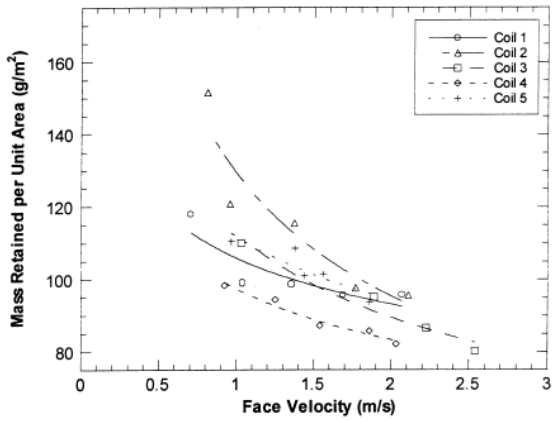


Figure 7.35 *Rétention des condensats en fonction de la vitesse frontale (en dynamique) et moyennée dans le temps*

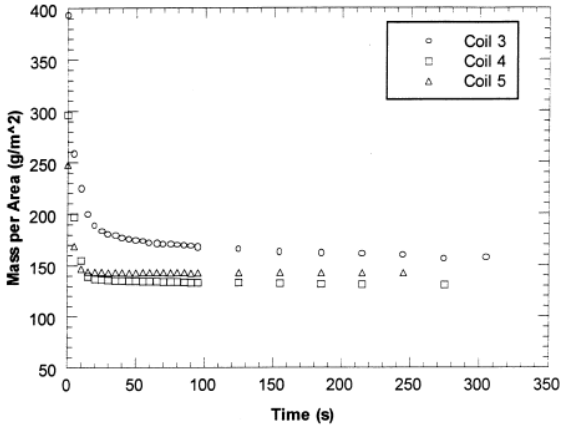


Figure 7.36 *Rétention des condensats en statique*

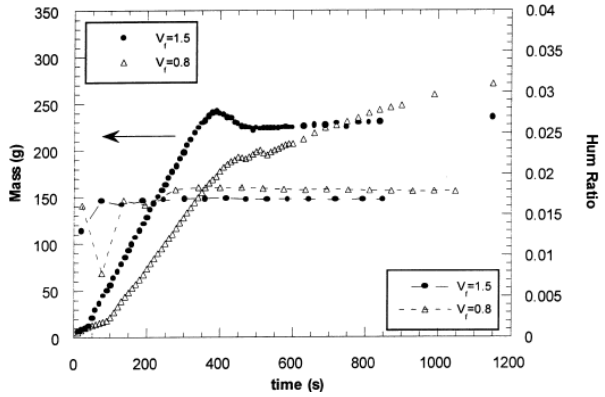


Figure 7.37 *Rétention des condensats en temps réel et correspondant à deux vitesses frontale 0,8 et 1,5 m/s (en dynamique)*

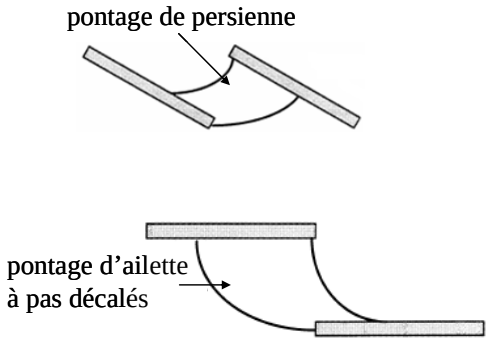


Figure 7.38 *Différence entre le pontage de persienne et celui des ailettes à pas décalés*

7.6.4 Étude de Tang et Jacobi (2001)

L'étude de Tang et Jacobi (2001) fait suite à celle de Kaiser et Jacobi (2000). Elle a consisté à étudier d'autres batteries dotées d'ailettes persiennées de paramètres géométriques différents. Ces derniers sont listés dans le tableau 7.8.

Tableau 7.8 *Paramètres géomètriques des batteries testées par Tang et Jacobi (2001)*

Batterie	L_p	L_α	L_l	H	δ_f	F_p	F_d	Angle de contact	
								θ_A	θ_R
1	1,03	30	6,15	9,0	0,08	2,11	75	82	25
2	1,33	16	7,93	11,5	0,13	2,11	83	76	44
3	1,12	20	6,74	10,0	0,09	1,81	72	110	48
4	1,12	20	6,35	8,0	0,10	1,81	58	64	44
5	1,94	12	6,35	9,0	0,13	1,81	73	79	18
6	1,54	14	7,54	9,8	0,15	1,81	92	86	45
7	2.66	17	6,35	9,0	0,10	1,81	92	60	34
8	0.95	17	5,75	8,0	0,09	1,81	64	83	25

Toutes les dimensions sont en (mm) sauf l'angle de persienne et de contact qui sont en degrés

- Rétention des condensats en régime permanent :
  - la batterie n°3 souffre de plus de rétention que la batterie n°4. Ces deux batteries ont un pas d'ailette, pas de persienne et angle de persienne identiques. Le seul paramètre géométrique qui les différencie est le rapport de la longueur de persienne sur la longueur d'ailette ; il vaut 0,674 pour la batterie 3 et 0,793 pour la batterie 4. Cela confirme les résultats de Osada et al. (2001) qui ont constaté que plus la longueur d'ailette non persiennée L_{nl} (figure 7.4) est courte plus la rétention est faible ;
  - les batteries 7 et 8 sont presque identiques, le principal paramètre géométrique les différenciant est le pas de persienne ; il vaut 2,66 mm pour la batterie 7 et 0,95 mm pour la batterie 8. La batterie 7 retient moins de condensat que la batterie 8, confirmant les résultats de Kaiser et Jacobi (2000), McLaughlin et Webb (2000) et Osada et al. (2001) ;
  - la comparaison entre les batteries 1 et 2, ayant un pas d'ailette de 2,11 mm, avec les batteries 3 à 8, ayant un pas d'ailette de 1,81 mm, montre que les batteries 1 et 2 ont une rétention par unité de surface plus petite que les autres batteries, confirmant les résultats des études précédentes ;
  - la rétention en régime permanent dépend de la géométrie des surfaces ailetées. Parmi les paramètres les plus influents : le pas d'ailette, le pas de persienne, la longueur d'ailette non persiennée, l'angle de persienne et l'angle de contact.
- Performance thermo-hydraulique des surfaces ailetées :
  - En condition sèche, les batteries 3 à 8 qui ont un pas d'ailette de 1,81 mm ont un coefficient d'échange de chaleur supérieur aux batteries 1 et 2 qui ont un pas d'ailette de 2,11 mm. Cela confirme que plus le pas d'ailette diminue, plus le coefficient d'échange de chaleur augmente ;
  - Lors du passage du mode sec au mode humide, toutes les surfaces ailetées testées voient leurs coefficients d'échange de chaleur sensible décroître et leurs pertes de pression augmenter, en raison des phénomènes de pontage d'ailette et de persienne. Ce résultat confirme celui de Kaiser et Jacobi (2000) et de Osada et al. (2001) ;

7.6.5 Synthèse sur les études en condensation

Il est généralement constaté par les études décrites ci-dessus que le coefficient d'échange de chaleur sensible en condition mouillé est inférieur à celui de la même surface d'échange sèche. La perte de pression est souvent augmentée lorsque la surface d'échange devient mouillée. Cette dégradation de la performance thermo-hydraulique est la conséquence de la rétention des condensats.

Le processus de la formation de la rétention des condensats est expliqué dans ce qui suit. La condensation se forme d'abord à la surface externe des tubes où la température est la plus basse. Par la suite, un ménisque apparaît au coin le plus aigu, formé par la jonction de deux ailettes (figure 7.28). Puis, le ménisque se développe, sous l'effet de la tension superficielle (forces de capillarité), et vient ponter tout ou partie de l'espace inter-ailettes. Les condensats s'accumulent sur la surface d'échange et sont retenus par la tension superficielle jusqu'au moment où les forces d'entraînements du courant d'air et/ou la force de gravité dominent la tension superficielle. Les condensats sont alors évacués. Ils sont drainés de la surface ailetée par un (ou une combinaison) de ces trois principaux chemins de drainage : (i) les forces d'entraînement du courant d'air poussent les condensats vers la sortie du réseau d'ailette où ils seront drainés vers le bas. (ii) les condensats sont drainés à travers les ailettes jusqu'à

atteindre le bas (figure 7.29a). (iii) les condensats ruissellent le long de la paroi externe des tubes vers le bas (figure 7.29b). Un autre phénomène favorisant le drainage des condensats est « l'effet boule de neige » : une gouttelette entraînant dans sa chute une autre gouttelette.

La surface ailetée retenant le plus de condensat est celle qui subit la plus forte dégradation de la performance thermo-hydraulique lors du passage du mode sec au mode mouillé.

La rétention des condensats se matérialise par un pontage d'ailette et de persienne. Le premier mécanisme, en bloquant le passage de l'air entre les ailettes pontées, réduit la surface d'échange effective, diminuant le coefficient d'échange de chaleur et augmentant la perte de pression. Le second mécanisme, en bloquant le passage de l'air entre les persiennes pontées, rend l'écoulement en conduit-dirigé, dégradant le coefficient de transfert de chaleur. Sous l'effet du pontage de persiennes, la perte de pression peut diminuer s'il n'y a pas de pontage d'ailettes car l'écoulement serait en conduit-dirigé.

Afin de limiter ces pontages, il faut éviter les faibles espaces inter-ailette et inter-persienne en augmentant les pas d'ailette et de persienne. D'un autre côté, opter pour des pas trop grands, dégrade la performance absolue de la batterie. En effet, un pas d'ailette élevé diminue l'efficacité d'écoulement, et un pas de persienne élevé réduit le nombre de persienne de l'ailette et affecte le redémarrage systématique de la couche limite (le mécanisme d'intensification des échanges de chaleur des ailettes persiennées). Pour atténuer ces effets, l'usage d'un angle de persienne assez élevé (35° minimum) permettra d'une part, d'augmenter l'efficacité d'écoulement et d'autre part, d'augmenter l'espace inter-persiennes tout en gardant un faible pas de persienne (figure 7.19). Ainsi, les trois principaux paramètres géométriques à optimiser en vue de maximiser la performance thermo-hydraulique des ailettes persiennées sont le pas d'ailette, le pas de persienne et l'angle de persienne. S'agissant du rapport L_l/F_l, il doit être le plus grand possible.

Une grande partie de la puissance thermique échangée entre l'air et la surface d'échange a lieu dans la première moitié du réseau d'ailettes puisque le gradient de température diminue dans la direction de l'écoulement. De ce fait, la rétention des condensats devrait avoir plus d'impact à ce niveau.

L'optimisation de la géométrie des ailettes a pour objectifs de :

1. maximiser le coefficient d'échange convectif, en régime sec, humide et humide comparé au sec ;
2. minimiser la perte de charge, en régime sec, humide et humide comparé au sec ;
3. minimiser la rétention des condensats durant le fonctionnement du système de climatisation et après son arrêt.

Avoir un coefficient convectif élevé permet de réduire la taille de l'évaporateur en maintenant la même puissance thermique. Une faible perte de charge est bénéfique pour la réduction de la puissance de pompage et du bruit généré par le pulseur. L'eau condensée restant dans la batterie, après l'arrêt du système de climatisation, est le siège de prolifération de bactéries, dégradant ainsi la qualité de l'air admis dans l'habitacle et la performance thermique de l'évaporateur due à l'encrassement.

Nous avons vu qu'en condition sèche, les études numériques, notamment la *CFD*, modélisent parfaitement la structure de l'écoulement à travers un réseau d'ailettes persiennées et ses implications sur le transfert de chaleur. En revanche, en condition mouillée, l'outil

numérique n’est pas encore en mesure de modéliser les interactions complexes entre les condensats et l’écoulement d’air. Beaucoup de travail reste à accomplir dans ce domaine.

7.7 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, il a été question de dresser un état de l’art non exhaustif sur la structure de l’écoulement d’air à travers un réseau d’ailettes persiennées et de ses implications sur la performance thermo-hydraulique de ce type d’ailette. Cela nous a permis de comprendre l’impact des paramètres géométriques sur les mécanismes d’échange de chaleur et des pertes de pression.

La géométrie optimale de l’ailette persiennée est différente selon qu’il y a ou non présence de condensats. Un compromis doit être trouvé. Les principaux paramètres géométriques à optimiser sont le pas d’ailette, le pas de persienne et l’angle de persienne. Le rapport entre la longueur de persienne sur la longueur d’ailette doit être le plus élevé possible.

Par ailleurs, les corrélations de la littérature donnant le facteur de Colburn et le facteur de Fanning ont été construites avec des angles de persienne ne dépassant pas 35°. De ce fait, leur application pour des angles de persienne plus élevés, où l’écoulement présente des instabilités, est discutable. Une identification expérimentale des facteurs de Colburn et de Fanning permettra de valider ou non ces corrélations.

En présence de condensation, l’outil numérique ne peut être utilisé pour modéliser l’écoulement d’air et optimiser les paramètres géométriques. C’est pourquoi le recours à l’expérimentation est indispensable.

Il apparaît ainsi la nécessité de recourir à l’expérimentation aussi bien en condition sèche que mouillée.

Dans ce qui suit les relations physiques utilisées pour la description du refroidissement d’air avec déshumidification sont présentées. Elles nous permettront d’analyser les données expérimentales, obtenues dans le Chapitre 10, en vue d’identifier le coefficient d’échange de chaleur sensible.

Chapitre 8

Étude des transferts de chaleur et de masse lors d'un refroidissement d'air

8.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude des phénomènes de transfert de chaleur et de masse lors d'un refroidissement d'air au niveau d'un échangeur compact avec et sans déshumidification. Cette étude nous sera utile pour, d'une part analyser les résultats de notre étude expérimentale en vue d'identifier le coefficient d'échange de chaleur côté air de l'échangeur, et d'autre part, développer un modèle de simulation pour les évaporateurs de climatisation automobile (présenté au chapitre 11).

8.2 Transfert de chaleur en absence de déshumidification

Le refroidissement de l'air humide sans déshumidification est caractérisé par un transfert de chaleur sensible entre l'air et la surface d'échange froide de la batterie. Les bilans thermique et massique entre l'entrée et la sortie de l'air permettent d'expliciter cette quantité de chaleur.

8.2.1 Bilan massique

Pour l'air sec :

$$\dot{m}_{air,sec,s} = \dot{m}_{air,sec,e} = \dot{m}_{air,sec} \tag{8.1}$$

Pour la vapeur d'eau :

$$\dot{m}_{air,sec}\,\omega_e = \dot{m}_{air,sec}\,\omega_s \tag{8.2}$$

d'où

$$\omega_e = \omega_s = \omega \tag{8.3}$$

avec $\dot{m}$ le débit massique et ω l'humidité absolue de l'air humide.

8.2.2 Bilan thermique sur l'air humide

$$\dot{m}_{air,sec}\,i_{air,e} = \dot{Q} + \dot{m}_{air,sec}\,i_{air,s} \tag{8.4}$$

$$\dot{Q} = \dot{m}_{air,sec}\left(i_{air,e} - i_{air,s}\right) \tag{8.5}$$

Le flux de chaleur cédé par l'air humide à la surface d'échange s'exprime par :

$$\dot{Q} = h_{sen,sec}\,\eta_{sec}\,A_{ext}\left(T_{air} - T_{p,e}\right) \tag{8.6}$$

$i_{air,e}$: enthalpie spécifique massique de l'air humide à l'entrée, kJ/kg$_{air,sec}$;
$h_{sen,sec}$: coefficient de transfert de chaleur sensible, W/m²·K.
A_{ext} : surface totale d'échange externe de l'échangeur, m².
η_{sec} : efficacité de la surface ailetée.
T_{air} : température moyenne arithmétique de l'air entre l'entrée et la sortie, °C.
$T_{p,e}$: température de la paroi externe des tubes, °C.

8.3 Transfert de chaleur et de masse en présence de déshumidification

Le refroidissement de l'air humide avec déshumidification est caractérisé par un transfert de chaleur et de masse. Ce phénomène est observé lors de l'écoulement de l'air humide à température moyenne T_{air} et à humidité absolue moyenne ω sur une paroi froide dont la température T_p est inférieure à la température de rosée de l'air (figure 8.1). Une partie de la vapeur d'eau se condense et forme un film de condensat sur la paroi. À l'interface condensat-air, l'air est considéré saturé à la température du film de condensat T_w et à humidité absolue $\omega_{sat}(T_w)$. La température T_w est théoriquement comprise entre la température du bulbe humide de l'air et la température de la paroi froide T_p. La quantité de chaleur totale cédée par l'air humide à la paroi est composée d'une partie sensible correspondant à la variation de la température entre l'air et la surface du film de condensat et d'une partie latente correspondant à la condensation d'une partie de la vapeur d'eau contenue dans l'air.

Pour modéliser le transfert de chaleur sensible et de masse lors de la déshumidification de l'air humide, nous utilisons une méthode basée sur l'approche de Threlkeld (1970). Le principe de cette approche revient à agréger les deux forces thermodynamiques de l'échange (gradient de température pour l'échange de chaleur sensible et gradient de concentration d'humidité pour l'échange de matière) en un gradient enthalpique.

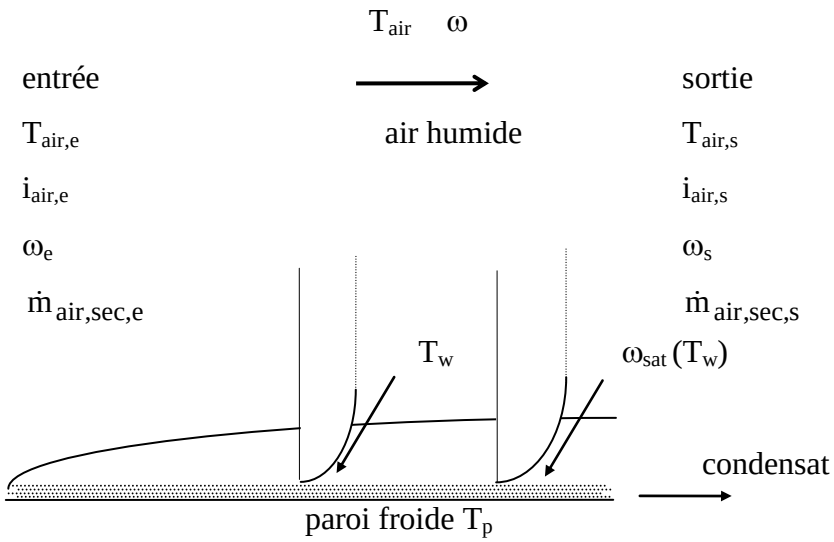


Figure 8.1 *Déshumidification de l'air au contact d'une paroi froide*

T_{air} : température moyenne arithmétique de l'air humide entre l'entrée et la sortie de la plaque ;
T_p : température de la paroi froide, °C ;
i_{air} : enthalpie spécifique massique de l'air humide, kJ/$kg_{air,sec}$;
ω : humidité absolue moyenne arithmétique de l'air humide entre l'entrée et la sortie, $kg_{eau}/kg_{air,sec}$;
$\dot{m}_{air,sec}$: débit massique de l'air sec à l'entrée de la plaque, kg/s ;
e : entrée ;
s : : sortie.

Les bilans massique et thermique entre l'entrée et la sortie permettent de déterminer la puissance totale cédée par l'air et le débit de condensat.

8.3.1 Bilan massique

Pour l'air sec :

$$\dot{m}_{air,sec,s} = \dot{m}_{air,sec,e} = \dot{m}_{air,sec} \tag{8.7}$$

Pour l'eau :

$$\dot{m}_{air,sec}\,\omega_e = \dot{m}_w + \dot{m}_{air,sec}\,\omega_s \tag{8.8}$$

d'où :

$$\dot{m}_w = \dot{m}_{air,sec}\left(\omega_e - \omega_s\right) \tag{8.9}$$

$\dot{m}_w$: débit massique de condensat.

8.3.2 Bilan énergétique

$$\dot{m}_{air,sec}\,i_{air,e} = \dot{m}_w\,i_w + \dot{Q} + \dot{m}_{air,sec}\,i_{air,s} \tag{8.10}$$

d'où, la puissance totale cédée par l'air chaud à la paroi froide :

$$\dot{Q} = \dot{m}_{air,sec}\left(i_{air,e} - i_{air,s}\right) - \dot{m}_w\,i_w \tag{8.11}$$

i_w : enthalpie moyenne du condensat, kJ/kg.

Le deuxième terme de droite de l'*Eq*. (8.11) qui exprime la chaleur sensible du condensat, peut être négligé devant le premier terme où intervient la chaleur latente de l'eau. Ainsi :

$$\dot{Q} = \dot{m}_{air,sec}\left(i_{air,e} - i_{air,s}\right) \tag{8.12}$$

Cette équation représente la puissance totale cédée par l'air humide à la paroi, elle est composée d'une partie sensible et d'une partie latente :

$$\dot{Q} = \dot{Q}_{sen} + \dot{Q}_{lat} \tag{8.13}$$

$\dot{Q}$: puissance totale cédée par l'air humide, W.

$\dot{Q}_{sen}$: puissance sensible, W.

$\dot{Q}_{lat}$: puissance latente, W.

Le transfert de chaleur entre l'air humide et la paroi se fait d'abord par convection entre l'air et la surface du condensat et ensuite par conduction à travers le film de condensat vers la paroi. Pour caractériser le transfert convectif entre l'air et le film de condensat, on introduit un coefficient de transfert de chaleur sensible $h_{sen,hum}$ et un coefficient de transfert de masse K_m pour exprimer :

- La puissance sensible échangée entre l'air humide et la surface du film de condensat :

$$\dot{Q}_{sen} = h_{sen,hum}\ A_w \left(T_{air} - T_w\right) \tag{8.14}$$

- La puissance latente cédée par la condensation de la vapeur d'eau :

$$\dot{Q}_{lat} = K_m\ A_w \left(\omega_m - \omega_{sat}(T_w)\right) L_v \left(T_w\right) \tag{8.15}$$

$h_{sen,hum}$: coefficient de transfert de chaleur, W/m²·K ;
T_w : température moyenne du condensat, °C ;
L_v : la chaleur latente de vaporisation, J/kg ;
K_m : coefficient de transfert de masse, kg/m²·s ;
ω_m : humidité absolue moyenne entre l'entrée et la sortie, $kg_{eau}/kg_{air,sec}$;
A_w : surface du film de condensat, m².

Les équations (8.13) à (8.15) permettent d'exprimer le flux de chaleur total échangé entre l'air humide et la surface A_w par :

$$\dot{Q} = h_{sen,hum}\ A_w \left(T_{air} - T_w\right) + K_m\ A_w \left(\omega - \omega_{sat}\left(T_w\right)\right) L_v \left(T_w\right) \tag{8.16}$$

Nombre de Lewis

L'analogie entre le transfert de chaleur et de masse peut être appliquée pour obtenir une relation entre les coefficients $h_{sen,hum}$ et K_m. Une telle relation a été proposée par Lewis (1922) à partir de résultats expérimentaux. Cette relation, désignée par la relation de Lewis, appliquée à l'air humide est la suivante :

$$\frac{h_{sen,hum}}{K_m} = Cp_{air,hum} \tag{8.17}$$

Chilton-Colburn (1934) ont approfondi le travail de Lewis et proposent une analogie entre le transfert de chaleur et de masse, avec prise en compte des couches limites thermique et massique (concentration d'humidité) : :

$$\frac{h_{sen,hum}}{K_m} = Cp_{air,hum} \left(\frac{Sc}{Pr}\right)^{2/3} \tag{8.18}$$

En remplaçant les nombres de Schmidt et de Prandtl par leurs définitions respectives dans l'*Eq*. (8.18), il vient :

$$\frac{h_{sen,hum}}{K_m} = Cp_{air,hum}\left(\frac{a}{D}\right)^{2/3} \tag{8.19}$$

où *Sc* : nombre de Schmidt, rapport de la viscosité cinématique sur la diffusivité massique *D*
$Cp_{air,hum}$: chaleur spécifique de l'air humide à la température moyenne de l'air, J/kg·K.
a : diffusivité thermique de la vapeur, m²/s.
D : coefficient de diffusion massique de la vapeur d'eau dans l'air, m²/s.

Klinkenberg et Mooy (1948) ont désigné le rapport *Sc*/*Pr* par le nombre de Lewis comme :

$$Le = \frac{Sc}{Pr} = \frac{a}{D} \tag{8.20}$$

Cependant, l'inverse de ce rapport, *Pr*/*Sc* est aussi désigné nombre de Lewis par quelques auteurs tels que Inouye et Parikh (1985) et Kays et Crawford (1980). Threlkeld (1970) a introduit une autre définition du nombre de Lewis basée sur le rapport des deux coefficients de transfert :

$$Le(\text{Threkeld}) = \frac{h_{sen,hum}}{K_m\, Cp_{air,hum}} \tag{8.21}$$

Comparé à l'*Eq.*(8.18)

$$Le(\text{Threkeld}) = \left(\frac{Sc}{\text{Pr}}\right)^{2/3} \tag{8.22}$$

Le même rapport, $h_{sen,hum}/(K_m Cp_{air,hum})$, est désigné comme le nombre de Lewis convectif ou turbulent par Kusuda (1965) et Yadigaroglu et Pastor (1974).

D'aprés la définition *Le* = *Sc*/*Pr*, le nombre de Lewis convectif devrait en fait plus correspondre au rapport de la diffusivité thermique turbulente sur la diffusivité massique turbulente, plutôt qu'au rapport des deux coefficients de transfert.

Il apparaît ainsi qu'une confusion a existé et existe encore chez certains auteurs sur la définition du nombre de Lewis. Cette confusion a été en partie occultée dans le domaine du conditionnement d'air, en raison de l'approximation de *Le* = 1, qui égalise les différentes définitions citées ci-dessus. Cependant, si l'on veut considérer le nombre de Lewis différent de un, quand certaines conditions opératoires l'exigent et pour améliorer la précision de la simulation d'évaporateur, l'utilisation de la définition appropriée du nombre de Lewis est préférable. Ainsi, en toute rigueur l'*Eq*. (8.17) doit être désignée comme la relation de Lewis, et le nombre de Lewis est défini comme étant le rapport de la diffusivité thermique sur la diffusivité massique, tel que :

$$Le = \frac{Sc}{\text{Pr}} = \frac{a}{D} \tag{8.23}$$

De nos jours, c'est la définition du nombre de Lewis la plus utilisée.

L'analogie de Chilton-Colburn entre le transfert de chaleur et le transfert de masse permet d'exprimer le coefficient de transfert de chaleur $h_{sen,hum}$ en fonction du coefficient de transfert de masse K_m par la relation suivante :

$$Le^{2/3} = \frac{h_{sen,hum}}{K_m\, Cp_{air,hum}} \tag{8.24}$$

Dans le cas où la pression partielle de la vapeur serait faible devant la pression totale (cas de l'air humide), on peut utiliser l'approximation de Lewis « $Le^{2/3} \approx 1$ ». Il vient :

$$Le^{2/3} = \frac{h_{sen,hum}}{K_m\, Cp_{air,hum}} \approx 1 \tag{8.25}$$

L'hypothèse de Lewis permet d'exprimer le flux de chaleur total en fonction du coefficient de transfert de chaleur sensible pour obtenir :

$$\dot{Q} = h_{sen,hum}\, A_w \left(T_{air} - T_w\right) + \frac{h_{sen,hum}}{Cp_{air,hum}} A_w\, L_v \left(\omega - \omega_{sat}\left(T_w\right)\right) \tag{8.26}$$

$$\dot{Q} = \frac{h_{sen,hum}}{Cp_{air,hum}} A_w \left[Cp_{air,hum} \left(T_{air} - T_w\right) + L_v \left(\omega - \omega_{sat}\left(T_w\right)\right)\right] \tag{8.27}$$

La chaleur et l'enthalpie spécifique de l'air humide sont données par :

$$Cp_{air,hum} = Cp_{air,sec} + \omega Cp_v \tag{8.28}$$

$$i_{air,hum} = Cp_{air,sec}\, T + \omega\left(L_v + Cp_v\, T\right) \tag{8.29}$$

Remarque : dans ce qui suit, nous désignons par i_{air} l'enthalpie moyenne arithmétique de l'air humide entre l'entrée et la sortie.

Dans l'*Eq.* (8.29), la chaleur sensible de la vapeur « $Cp_v\ T$ » est négligeable devant sa chaleur latente L_v ; l'enthalpie spécifique de l'air humide devient :

$$i_{air} = Cp_{air,sec}\, T + \omega\, Lv \tag{8.30}$$

Les équations (8.27) à (8.30) permettent d'exprimer le flux de chaleur total en fonction de la variation des enthalpies comme suit :

$$\dot{Q} = \frac{h_{sen,hum}}{Cp_{air,hum}} A_w \left(i_{air} - i_{sat}\left(T_w\right)\right) \tag{8.31}$$

i_{air} : enthalpie de l'air humide à la température moyenne T_{air}, kJ/kg.
$i_{sat}(T_w)$: enthalpie de l'air saturé à la température du film de condensat T_w, kJ/kg.

L'enthalpie de saturation de l'air à une température donnée a pour expression :

$$i_{sat}\left(T\right) = Cp_{air,sec}\,T + \omega_{sat}\left(T\right) L_v\left(T\right) \tag{8.32}$$

L'équation (8.31) représente le transfert de chaleur total entre l'air humide chaud et la surface du film de condensat.

L'épaisseur du film de condensat étant faible, on suppose que le transfert de chaleur à travers ce film vers la paroi se fait uniquement par conduction :

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_w A_w}{\delta_w}\left(T_w - T_p\right) \tag{8.33}$$

λ_w : conductivité thermique du film de condensat, W/m²·K.
δ_w : épaisseur du film de condensat, m.

À l'interface film de condensat-air, l'air est considéré saturé à la température T_w. Comme le montre la figure 8.2, pour un intervalle de température étroit, l'enthalpie de saturation de l'air peut être approximée par une relation linéaire de la forme suivante :

$$i_{sat}\left(T_w\right) = a_w + b_w T_w \tag{8.34}$$

Dans l'*Eq*. (8.34), on remplace la température de saturation T_w par son expression en fonction de l'enthalpie de saturation $i_{sat}(T_w)$ pour obtenir :

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_w A_w}{b_w \delta_w}\left(i_{sat}\left(T_w\right) - a_w - b_w T_p\right) \tag{8.35}$$

Le terme ($a_w + b_w T_p$) a la dimension d'une enthalpie. On définit alors une enthalpie fictive de saturation de l'air humide à la température T_p par :

$$i_{sat}\left(T_p\right) = a_w + b_w T_p \tag{8.36}$$

et :

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_w A_w}{b_w \delta_w}\left(i_{sat}\left(T_w\right) - i_{sat}\left(T_p\right)\right) \tag{8.37}$$

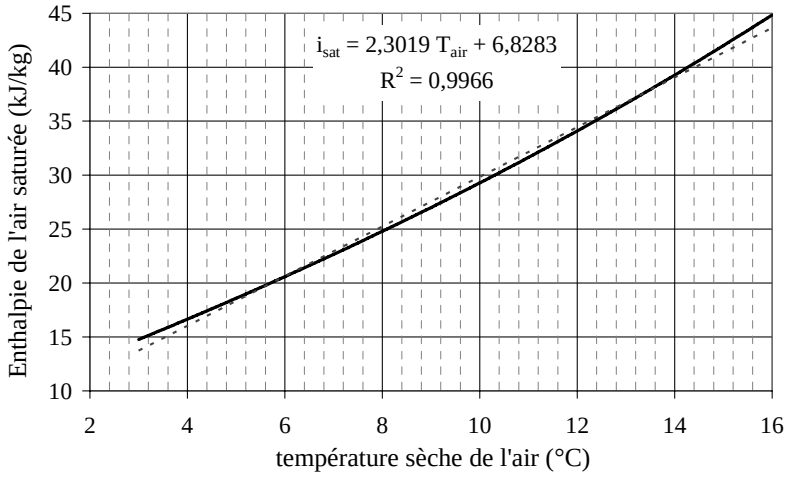


Figure 8.2 *Évolution de l'enthalpie de saturation de l'air humide en fonction de sa température sèche*

L'élimination de $i_{sat}(T_w)$ entre les *Eq*. (8.31) et (8.37), permet d'exprimer la puissance totale échangée entre l'air humide et la paroi froide par la relation suivante :

$$\dot{Q} = \frac{h_{tot,hum}}{b_w} A_w \left(i_{air} - i_{sat}\left(T_p\right)\right) \tag{8.38}$$

où $h_{tot,hum}$ est le coefficient de transfert total entre l'air humide et la paroi :

$$h_{tot,hum} = \frac{1}{\dfrac{Cp_{air,hum}}{b_w\, h_{sen,hum}} + \dfrac{\delta_w}{\lambda_w}} \tag{8.39}$$

L'épaisseur du film de condensat étant faible, le terme $\left(\dfrac{\delta_w}{\lambda_w}\right)$ est négligeable devant $\left(\dfrac{Cp_{air,hum}}{b_w\, h_{sen,hum}}\right)$.

8.4 Application aux batteries ailetées

8.4.1 Calcul de l'efficacité d'ailette sèche

Pour les ailettes persiennées, aucune méthode spécifique n'a été développée pour l'estimation de l'efficacité d'ailette. Dans la littérature, l'efficacité de l'ailette à persiennes est toujours calculée par la méthode des secteurs ou la méthode de l'ailette circulaire équivalente, lesquelles ont été établies pour les ailettes planes.

Dans les échangeurs de chaleur munis de tubes plats (mini-canaux, plaques) utilisés en climatisation automobile, les ailettes sont brasées sur la surface externe des tubes. Ce procédé, comparé à l'ancien procédé mécanique, procure un excellent contact thermique ; si bien que la résistance thermique de contact, entre les ailettes et les tubes, n'est plus prise en compte dans le calcul de la conductance globale de l'échangeur.

Dans ce cas, l'efficacité d'ailette peut être prédite par l'expression de l'efficacité d'ailette de l'ailette plane continue avec une section droite rectangulaire, *Eq.* (8.40) et (8.41). En supposant que les tubes plats sont tous à la même température, la longueur de l'ailette droite considérée est égale à la moitié de la hauteur d'ailette ($H/2$) moins l'épaisseur d'ailette (δ_f), et la condition limite à l'extrémité de l'ailette est adiabatique, correspondant physiquement à la zone adiabatique comprise entre les deux tubes à la même température.

Les persiennes sont perpendiculaires au courant d'air. Ainsi, le flux conductif naissant entre les tubes et les ailettes, lesquelles sont aussi perpendiculaires aux tubes, est peu perturbé par la présence des persiennes. Par conséquent, l'approximation de l'ailette plane continue pour le calcul de l'efficacité d'ailette est bonne. Le périmètre des ailettes P est égale à $2(F_d + \delta_f)$, la surface de la base de l'ailette ($A_{f,base}$) est égale au produit ($F_d \cdot \delta_f$). L'épaisseur d'ailette est négligeable devant sa profondeur (F_d).

Enfin, l'efficacité de l'ailette persiennée s'écrit :

$$\eta_f = \frac{tanh(m\,l)}{(m\,l)} \tag{8.40}$$

$$m = \sqrt{\frac{h\,P}{\lambda_f\;A_{f,base}}} = \sqrt{\frac{2\,h}{\lambda_f\;\delta_f}\left(1+\frac{\delta_f}{F_d}\right)} \approx \sqrt{\frac{2\,h}{\lambda_f\;\delta_f}} \tag{8.41}$$

où m est un paramètre, appelé facteur d'ailette, qui prend en compte les propriétés physiques de l'ailette et le coefficient de transfert thermique.

8.4.2 Calcul de l'efficacité d'ailette mouillée

Plusieurs auteurs utilisent différentes approches pour analyser les batteries ailetées en condition mouillée ; des erreurs significatives et des disparités sont observées. Hong et Webb (1999) et Yang (2003) notent que ces disparités proviennent de la façon avec laquelle l'efficacité d'ailette mouillée est calculée, ou du fait que la surface d'échange n'est pas totalement mouillée. La principale différence entre les différentes études sur les surfaces ailetées mouillées est l'influence de l'humidité relative sur l'efficacité d'ailette. Certaines d'entres elles notent que l'augmentation de l'humidité relative dégrade significativement l'efficacité de l'ailette mouillée, alors que pour d'autres l'humidité relative n'a pas (ou très peu d'impact) sur l'efficacité de l'ailette mouillée. Dans toutes ces études, la surface ailetée est considérée complètement mouillée.

Il existe essentiellement deux approches de base pour l'évaluation de l'efficacité d'ailette en condition humide. La première approche utilise les gradients de température et d'humidité absolue. Cette approche a été établie par McQuiston (1975) et complétée par Hong et Webb (1996, 1999) et Wu et Bong (1994). Avec cette méthode, le coefficient d'échange de chaleur total est exprimé comme suit :

$$h_{tot,hum} = h_{sen,hum}\left(1 + C\frac{L_v}{Cp_{air,hum}\;Le^{2/3}}\right) \tag{8.42}$$

La forme de l'expression de l'efficacité d'ailette sèche est reprise mais en remplaçant le paramètre m par m_{hum} :

$$m_{hum}^2 = \left(\frac{2\, h_{sen,hum}}{\lambda_f\ \delta_f} \right) \left(1 + C \frac{L_v}{Cp_{air,hum}\ Le^{2/3}} \right) = \frac{2\, h_{tot,hum}}{\lambda_f\ \delta_f} \tag{8.43}$$

Dans l'approche de McQuiston, l'approximation de Lewis, *Le* = 1, est utilisée. Le coefficient *C* introduit pas McQuiston (1975) est considéré constant, il est donné par :

$$C = \frac{C_e + C_s}{2} \tag{8.44}$$

Où :

$$\begin{aligned} C_e &= \frac{\omega_e - \omega_{sat}(T_{f,base})}{T_{air,e} - T_{f,base}} \\ C_s &= \frac{\omega_s - \omega_{sat}(T_{f,base})}{T_{air,s} - T_{f,base}} \end{aligned} \tag{8.45}$$

Yang (2003), qui a préparé une thèse de doctorat au sein de notre équipe, a développé un modèle d'efficacité d'ailette partiellement et complètement mouillée. Ce modèle a été validé avec les résultats expérimentaux obtenus par Khalfi (1998). Yang explique les disparités relevées dans la littérature, concernant l'impact de l'humidité sur l'efficacité de l'ailette mouillée, par l'utilisation d'hypothèses fausses telles que considérer le coefficient *C* constant. En effet, McQuiston fait l'hypothèse que le coefficient *C* est basé seulement sur une seule température d'ailette. Ainsi, l'ailette est considérée à température constante, ce qui est physiquement injustifié. En fait, toutes les études ayant considérées le coefficient *C* constant trouvent que l'humidité relative a un impact important sur l'efficacité de l'ailette mouillée. Tandis que celles pour qui le coefficient *C* n'est pas constant ou qui ont utilisée l'approche de Threlkeld (1970) (voir ci-dessous) ont constaté que l'humidité relative n'a pas ou très peu d'influence sur l'efficacité de l'ailette complètement mouillée.

La seconde approche, établie par Threlkeld (1970), utilise les gradients enthalpiques pour tenir compte à la fois du transfert de chaleur sensible et latent. Cette méthode est la plus utilisée de nos jours. L'efficacité de l'ailette mouillée est définie comme le rapport de la puissance thermique réellement échangée par l'ailette sur la puissance thermique maximale échangeable par la même ailette. Ces puissances thermiques sont exprimées en fonctions des différences enthalpiques.

$$\eta_{f,hum} = \frac{q_f}{q_{max}} = \frac{i_{air} - i_{sat}\left(T_f\right)}{i_{air} - i_{sat}\left(T_{f,base}\right)} \tag{8.46}$$

En remplaçant les températures par les enthalpies correspondantes, dans l'équation de la conduction appliquée à l'ailette mouillée, Threlkeld aboutit à une expression de $\eta_{f,hum}$ de même forme que celle de l'ailette sèche (*Eq.* (8.40)). Le paramètre *m* est remplacé par m_{hum} qui est basé sur le coefficient d'échange de chaleur total $h_{tot,hum}$:

$$m_{hum} = \sqrt{\frac{2\, h_{tot,hum}}{\lambda_f\ \delta_f}} \tag{8.47}$$

Ainsi, dans l'approche de Threlkeld, la présence de condensation est prise en compte dans l'expression de l'efficacité de l'ailette mouillée par l'intermédiaire de $h_{tot,hum}$, donné par l'*Eq.* (8.39).

8.4.3 Conductance thermique globale de la batterie

Il est question ici de développer la résistance thermique globale d'une batterie froide lors d'un refroidissement d'air avec condensation. Pour ce faire, un élément représentatif de cette batterie, comprenant une partie de tube brasé à un élément d'ailette, est considéré. L'air humide au contact avec la surface externe de cet élément est refroidi jusqu'à condensation par un écoulement d'un réfrigérant (eau glycolée) à l'intérieur du tube. L'échange de chaleur entre l'air humide à la température moyenne T_{air} et l'eau glycolée à la température moyenne T_{eau} se fait d'abord par convection entre l'air et la surface d'échange externe puis par conduction à travers la paroi des tubes et finalement par convection entre la paroi interne des tubes et l'eau glycolée. Les résistances d'encrassement des deux fluides et la résistance de contact entre la base de l'ailette et la surface externe du tube sont négligées. En effet, les tubes plats et les ailettes sont brasés ce qui réduit considérablement la résistance de contact.

La surface d'échange externe de l'élément est composée de la surface externe du tube $A_{t,ext}$ et de la surface de l'ailette A_f. On considère que le coefficient de transfert total entre l'air humide et ces deux surfaces est le même, soit $h_{tot,hum}$.

D'après l'*Eq*. (8.38), le transfert de chaleur total entre l'air humide et l'élément représentatif de la batterie peut être exprimé par :

$$\dot{Q} = \frac{h_{tot,hum}}{b_w} A_{t,ext} \left(i_{air} - i_{sat}\left(T_{p,e}\right)\right) + \frac{h_{tot,hum}}{b_w} A_f \left(i_{air} - i_{sat}\left(T_{f,m}\right)\right) \tag{8.48}$$

$T_{p,e}$: température de la surface externe du tube, °C.

L'hypothèse de négliger la résistance thermique de contact permet de considérer que la température de la surface externe du tube est égale à la température de la base de l'ailette ($T_{f,base} = T_{p,e}$) et d'après la définition de l'efficacité de l'ailette mouillée *Eq*. (8.46) il vient :

$$i_{air} - i_{sat}\left(T_{f,m}\right) = \eta_{f,hum}\left(i_{air} - i_{sat}\left(T_{p,e}\right)\right) \tag{8.49}$$

alors :

$$\dot{Q} = \frac{h_{tot,hum}}{b_w} A_{t,ext} \left(i_{air} - i_{sat}\left(T_{p,e}\right)\right) + \frac{h_{tot,hum}}{b_w} A_f \, \eta_{f,hum} \left(i_{air} - i_{sat}\left(T_{p,e}\right)\right) \tag{8.50}$$

$$\dot{Q} = \frac{h_{tot,hum}}{b_w} \left[\left(A_{t,ext} + \eta_{f,hum} \, A_f \right) \left(i_{air} - i_{sat}\left(T_{p,e}\right)\right)\right] \tag{8.51}$$

$$\dot{Q} = \frac{h_{tot,hum}}{b_w} A_{ext} \, \eta_{hum} \left(i_{air} - i_{sat}\left(T_{p,e}\right)\right) \tag{8.52}$$

avec A_{ext} la surface d'échange totale externe (tube + ailette), définie par :

$$A_{ext} = A_{t,ext} + A_f \tag{8.53}$$

L'efficacité de la surface ailetée mouillée, η_{hum}, a pour expression :

$$\eta_{hum} = \frac{A_{t,ext} + \eta_{f,hum}\, A_f}{A_{ext}} \tag{8.54}$$

soit,

$$\eta_{hum} = 1 - \left(1 - \eta_{f,hum}\right)\frac{A_f}{A_{ext}} \tag{8.55}$$

Le transfert de chaleur par conduction à travers la paroi du tube est donné par :

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_p\, A_{p,m}}{\delta_p}\left(T_{p,e} - T_{p,i}\right) \tag{8.56}$$

$T_{p,i}$: température de la surface interne du tube, °C
λ_p: conductivité thermique de la paroi du tube, W/m²·K.
δ_p : épaisseur de la paroi du tube, m².
$A_{p,m}$: la surface d'échange moyenne entre la surface interne et externe du tube, m².

Le transfert de chaleur par convection entre la paroi interne du tube et le fluide réfrigérant s'exprime par

$$\dot{Q} = h_{eau}\, A_{int}\left(T_{p,i} - T_{eau}\right) \tag{8.57}$$

T_{eau} : température moyenne débitante de l'eau glycolée, °C.

Le flux de chaleur entre l'air humide et la surface d'échange externe de l'élément de la batterie (*Eq.*(8.52)) est exprimé en fonction de la variation d'enthalpie. On exprime le transfert conductif dans la paroi du tube (*Eq.* (8.56)) et le transfert convectif entre la surface interne du tube et l'eau glycolée (*Eq.* (8.57)) en fonction de la variation d'enthalpie en introduisant des enthalpies fictives de saturation de l'air aux températures $T_{p,e}$, $T_{p,i}$ et T_{eau}.

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_p\, A_{p,m}}{b_t\, \delta_p}\left(i_{sat}\left(T_{p,e}\right) - i_{sat}\left(T_{p,i}\right)\right) \tag{8.58}$$

$$\dot{Q} = \frac{h_{eau}\, A_{t,int}}{b_r}\left(i_{sat}\left(T_{p,i}\right) - i_{sat}\left(T_{eau}\right)\right) \tag{8.59}$$

$i_{sat}(T_{p,e})$: enthalpie fictive de saturation de l'air à la température $T_{p,e}$, kJ/kg.
$i_{sat}(T_{p,i})$: enthalpie fictive de saturation de l'air à la température $T_{p,i}$, kJ/kg.
$i_{sat}(T_{eau})$: enthalpie fictive de saturation de l'air à la température T_{eau}, kJ/kg.

Les intervalles de températures ($T_{p,e} - T_{p,i}$) et ($T_{p,i} - T_{eau}$) étant petits, on exprime les pentes enthalpiques b_p et b_r par les relations suivantes:

$$b_p = \frac{i_{sat}\left(T_{p,e}\right) - i_{sat}\left(T_{p,i}\right)}{T_{p,e} - T_{p,i}} \tag{8.60}$$

$$b_r = \frac{i_{sat}\left(T_{p,i}\right) - i_{eau}\left(T_{eau}\right)}{T_{p,i} - T_{eau}} \tag{8.61}$$

L'élimination de $i_{sat}(T_{p,e})$ et $i_{sat}(T_{p,i})$ entre les *Eq*. (8.52), (8.58) et (8.59) permet d'exprimer la puissance échangée entre l'air humide et l'eau glycolée par :

$$\dot{Q} = \frac{\left(i_{air} - i_{sat}\left(T_{eau}\right)\right)}{\frac{b_r}{h_{eau}\ A_{int}} + \frac{b_t}{\lambda_p\ A_{p,m}} + \frac{b_w}{\eta_{hum}\ h_{tot,hum}\ A_{ext}}} \tag{8.62}$$

On définit un pseudo-coefficient de transfert global par rapport à l'enthalpie intégrant températures sèche et humide:

$$U_{hum}\ A_{ext} = \left[\frac{b_r}{h_{eau}\ A_{int}} + \frac{b_t}{\lambda_p\ A_{p,m}} + \frac{b_w}{\eta_{hum}\ A_{ext}\ h_{tot,hum}}\right]^{-1} \tag{8.63}$$

tel que :

$$\dot{Q} = U_{hum}\ A_{ext}\left(i_{air} - i_{sat}\left(T_{eau}\right)\right) \tag{8.64}$$

avec U_{hum} en kg/s·m².

8.4.3.1 Méthode de l'écart enthalpique moyen logarithmique

Par analogie avec la différence de température moyenne logarithmique on développe facilement une différence d'enthalpie moyenne logarithmique :

$$\Delta i_{lm} = \frac{\left(i_{air,e} - i_{sat}(T_{eau,s})\right) - \left(i_{air,s} - i_{sat}(T_{eau,e})\right)}{\ln\left[\frac{i_{air,e} - i_{sat}(T_{eau,s})}{i_{air,s} - i_{sat}(T_{eau,e})}\right]} \tag{8.65}$$

$i_{air,e}$: enthalpie de l'air humide à l'entrée de l'échangeur, kJ/kg.
$i_{air,s}$: enthalpie de l'air humide à la sortie de l'échangeur, kJ/kg.
$i_{sat}(T_{eau,e})$: enthalpie fictive de saturation de l'air à la température d'entrée de l'eau glycolée, kJ/kg.
$i_{sat}(T_{eau,s})$: enthalpie fictive de saturation de l'air à la température de sortie de l'eau glycolée, kJ/kg.

La puissance totale échangée entre l'air humide et l'eau glycolée est exprimée par la relation suivante :

$$\dot{Q} = U_{hum}\ A_{ext}\ \Delta i_{lm} \tag{8.66}$$

Cette formulation qui permet de prendre en compte le transfert de chaleur et de masse s'adapte particulièrement aux études en présence de condensation.

8.4.3.2 Méthode du NUT

Par analogie avec le transfert de chaleur en condition sèche, le pseudo nombre d'unité de transfert en condition humide, noté *NUT´*, est défini par :

$$NUT' = \frac{U_{hum}\ A_{ext}}{\dot{C}'_{min}} \tag{8.67}$$

$\dot{C}'_{min}$ est le plus petit des pseudo débits capacitifs de l'air, $\dot{C}'_{air}$, et de l'eau, $\dot{C}'_{eau}$. Ces derniers sont calculés comme suit :

$$\dot{C}'_{air} = \dot{m}_{air,sec} \tag{8.68}$$

$$\dot{C}'_{eau} = \frac{\dot{m}_{eau}\,\dot{C}p_{eau}}{b'_r} \tag{8.69}$$

avec : $\dot{C}'_{air}$ et $\dot{C}'_{eau}$ en kg/s.

b'_r est la pente enthalpique entre l'air saturé à la température d'eau d'entrée et de sortie, elle a pour expression :

$$b'_r = \frac{\left[i_{sat}\left(T_{eau,s}\right) - i_{sat}\left(T_{eau,e}\right)\right]}{\left(T_{eau,s} - T_{eau,e}\right)} \tag{8.70}$$

avec : b'_r en kJ/kg·K.

La puissance totale échangée entre l'air humide et l'eau est exprimée par la relation suivante :

$$\dot{Q} = \varepsilon_{hum}\ \dot{C}_{hum}\left(i_{air,e} - i_{sat}(T_{eau,e})\right) \tag{8.71}$$

ε_{hum} est l'efficacité de l'échangeur en condition mouillée. Elle représente le rapport de la puissance thermique réelle de l'échangeur sur la puissance thermique maximum échangeable :

$$\varepsilon_{hum} = \frac{i_{air,e} - i_{air,s}}{i_{air,e} - i_{sat}(T_{eau,e})} \tag{8.72}$$

Le *NUT´* est déterminé en fonction de l'efficacité de l'échangeur en condition mouillé, du rapport des deux pseudo débits capacitifs, noté C'_r, et de la configuration des écoulements :

$$NUT' = f\left(\varepsilon_{hum}, C'_r, \textit{configuration des écoulements}\right) \tag{8.73}$$

8.5 Conclusion du chapitre

La modélisation des transferts de chaleur et de masse lors d'un refroidissement d'air avec déshumidification a permis de mettre en évidence un coefficient de transfert de chaleur sensible et un coefficient de transfert de chaleur totale. L'application aux batteries ailetées a permis de développer une conductance thermique qui tient compte des transferts de chaleur et de masse.

Les relations développées dans ce chapitre constituent la base de tous les calculs qui seront utilisés dans le traitement des données expérimentales pour identifier le coefficient de transfert de chaleur. Aussi, elles nous serviront à élaborer l'architecture du code de simulation d'évaporateurs de climatisation automobile, présenté à la quatrième partie.

Chapitre 9

Étude expérimentale : description du banc d’essais et de la procédure expérimentale

Pour des raisons de confidentialité, ce chapitre est supprimé de la version publique de ce rapport.

Chapitre 10

Analyse des résultats expérimentaux

Pour des raisons de confidentialité, ce chapitre est supprimé de la version publique de ce rapport.

Quatrième partie

Modèle de simulation pour évaporateurs à mini-canaux

Chapitre 11

Développement d'un modèle de simulation d'évaporateurs à mini-canaux

11.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons un modèle de simulation de fonctionnement d'évaporateurs à mini-canaux à plusieurs passes. Ce modèle a été programmé en langage Fortran 90. Le développement d'un tel modèle répond à deux besoins :

- Avoir un outil d'aide à la conception et à l'optimisation d'évaporateurs à mini-canaux ;
- Associer ce modèle à d'autres modèles de simulation de composants (compresseur, gas cooler, évaporateur…etc) en vue d'obtenir un outil de simulation du système de climatisation ou de pompe à chaleur automobile.

11.2 Types de modèles de simulation d'échangeurs

De nombreux modèles de simulation de condenseurs et d'évaporateurs ont été présentés dans la littérature, Domanski (1991), Mirth et Ramadhyani (1993), Corberan et Melon (1998), Kim et Bullard (2001), Wu et Webb (2002), …etc. Ces modèles se répartissent en deux grandes familles :

1. Le modèle global qui divise l'échangeur en 3 zones dont chacune correspond à la nature de la phase du fluide frigorigène (liquide, diphasique ou vapeur surchauffée). Chaque zone est traitée comme un échangeur indépendant ;
2. Le modèle détaillé, plus rigoureux, discrétise l'échangeur en rangées de tubes, en tubes ou en éléments de tubes avec leur partie d'ailettes correspondantes. Chaque élément de tubes est considéré comme un échangeur indépendant à courants croisés.

Nous avons opté pour le modèle détaillé avec une discrétisation par tubes et par éléments.

11.3 Capacités du modèle

Le modèle à développer doit respecter les contraintes suivantes :

- Être capable de modéliser différentes configurations d'échangeur : flexibilité sur le nombre de rangées et de passes par rangée, flexibilité sur la position de l'entrée et de la sortie du réfrigérant, écoulements globalement en contre courant ou co-courant…etc ;

- Être capable d'étudier l'impact de la maldistribution aussi bien du réfrigérant que de l'air sur la performance thermo-hydraulique de l'évaporateur ;
- Être capable d'étudier l'influence de l'inhomogénéité de l'air incident en température et en humidité relative sur la performance thermo-hydraulique de l'évaporateur ;
- Possibilité de changer de réfrigérant ;
- Flexibilité sur le choix des corrélations de transfert thermique et de perte de pression aussi bien pour le réfrigérant que pour l'air ;

11.4 Configurations de l'évaporateur

L'évaporateur peut avoir plusieurs rangées, plusieurs passes par rangées et un nombre de tubes différents par passe. Le nombre total de tubes restant constant d'une rangée à une autre. Des exemples de configurations d'évaporateurs à mini-canaux sont donnés sur la figure 11.1, figure 11.2 et figure 11.3. L'échangeur peut être de configuration globalement co-courant (figure 11.2) ou globalement contre courant (figure 11.3). La première configuration correspond au cas où l'entrée du réfrigérant et celle de l'air se situent sur un même plan, contrairement à la deuxième configuration. La figure 11.3 illustre un exemple d'agencement de passes réalisées grâce à des séparateurs logés dans les distributeurs et collecteurs.

11.5 Discrétisation de l'évaporateur

Chaque tube est divisé en un certain nombre d'éléments ; chacun d'eux, constitué d'une fraction de tube et de la partie d'ailettes qui lui sont associées, est considéré comme un échangeur à courants croisés. Connaissant les conditions d'entrée des éléments (débits, températures, humidités, pressions, titre en vapeur), on détermine leur fonctionnement par la résolution des équations de transfert de chaleur et de masse et du bilan thermique sur les deux fluides. Ceci permet de déterminer les variables de sortie de chaque élément qui seront à leur tour les variables d'entrée de l'élément suivant. Un élément est identifié par sa position dans le tube qui le contient, la position du tube dans la rangée et le numéro de la rangée. La numérotation des éléments suit le sens de l'écoulement du réfrigérant. Un élément est représenté sur la figure 11.4.

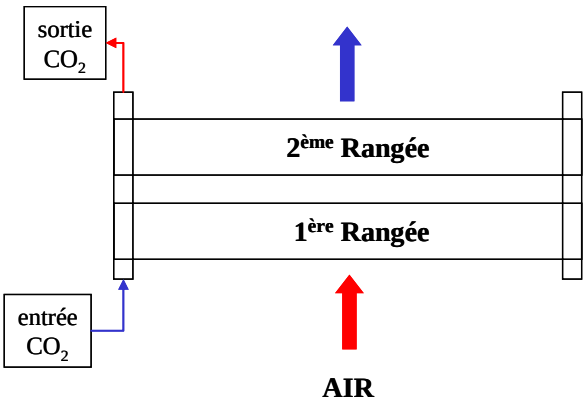


Figure 11.1 *Vue de dessus de l'évaporateur en configuration globalement co-courant*

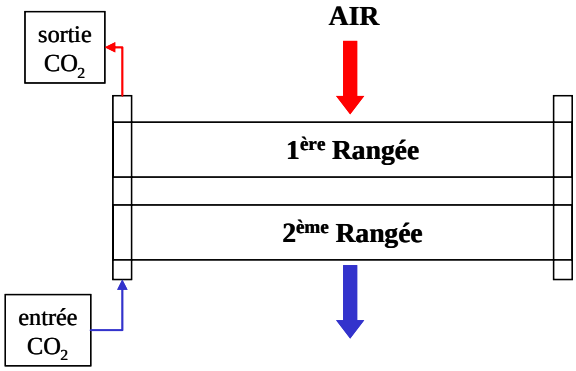
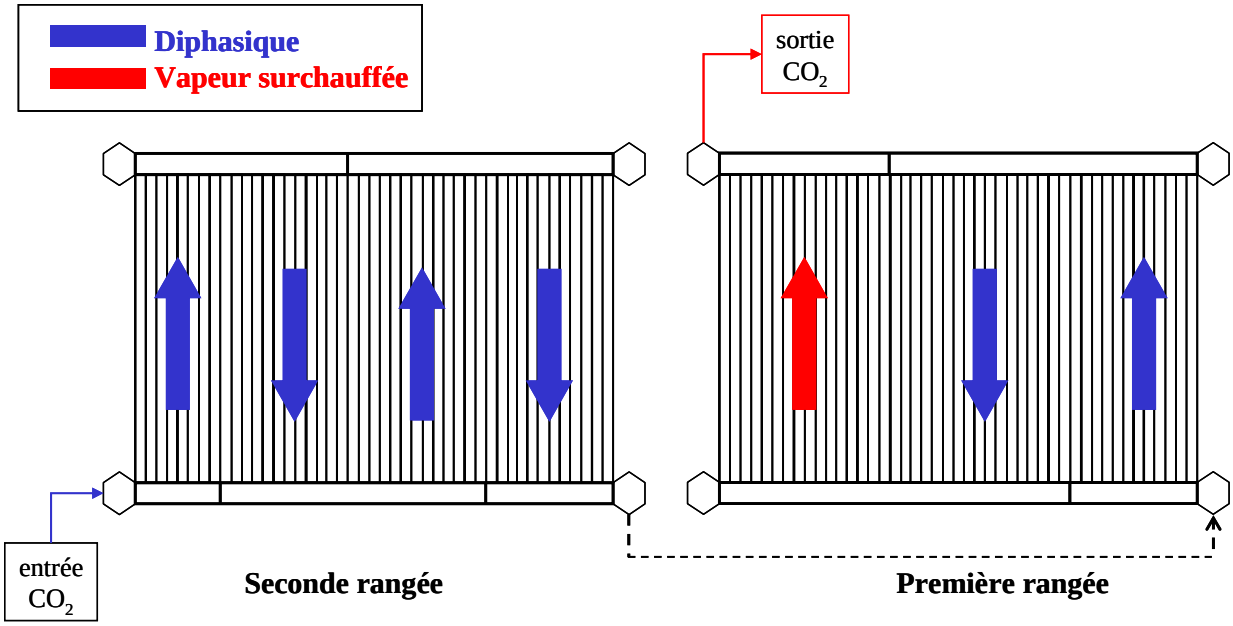
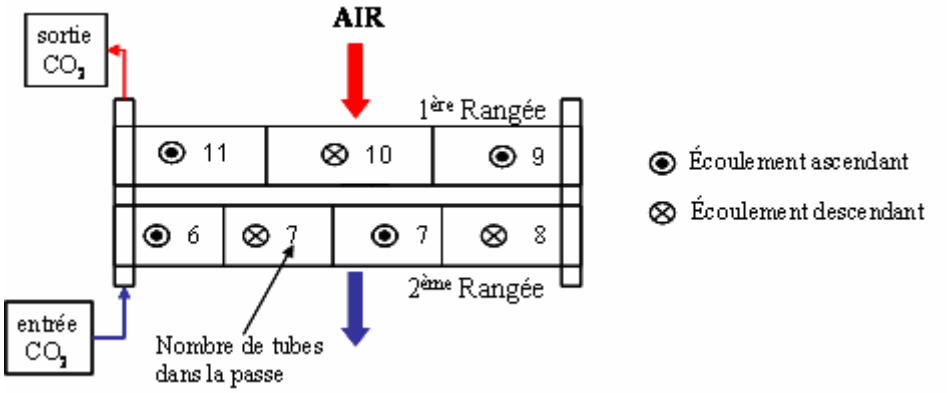


Figure 11.2 *Vue de dessus de l'évaporateur en configuration globalement contre courant*



(a)



(b)

Figure 11.3 *Illustration de l'agencement des passes de l'évaporateur. Cas où la configuration est globalement contre courant. (a) vue de face des deux rangées. (b) vue de dessus de l'évaporateur*

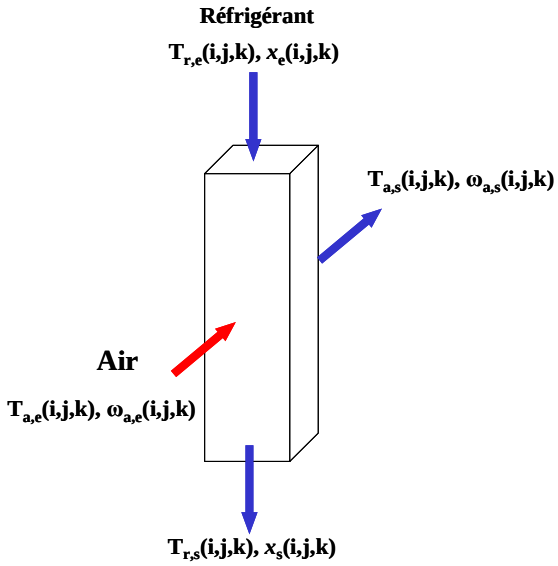


Figure 11.4 *Entrées et sorties d'un élément*

11.6 Hypothèses du modèle

Le modèle, dont l'organigramme de l'algorithme est présenté sur la figure 11.5, est construit avec les hypothèses suivantes :

- Chaque élément est traité comme un échangeur à courants croisés indépendant ;
- L'évaporateur fonctionne en régime permanent ;
- La surface externe des éléments est soit complètement sèche soit complètement mouillée ;
- Les coefficients d'échange de chaleur du côté air et du côté réfrigérant correspondant à chaque élément sont uniformes ;
- Les températures de paroi interne et externe et la température du film de condensat correspondant à chaque élément sont uniformes ;
- Le réfrigérant à l'intérieur du distributeur ou collecteur, considéré adiabatique, est homogène ;

On remarque ainsi, d'après ces hypothèses, que la précision du modèle dépend de la longueur des éléments c-à-d du nombre d'éléments par tube ; plus la longueur des éléments est petite plus la précision sera grande mais le temps de calcul sera plus long.

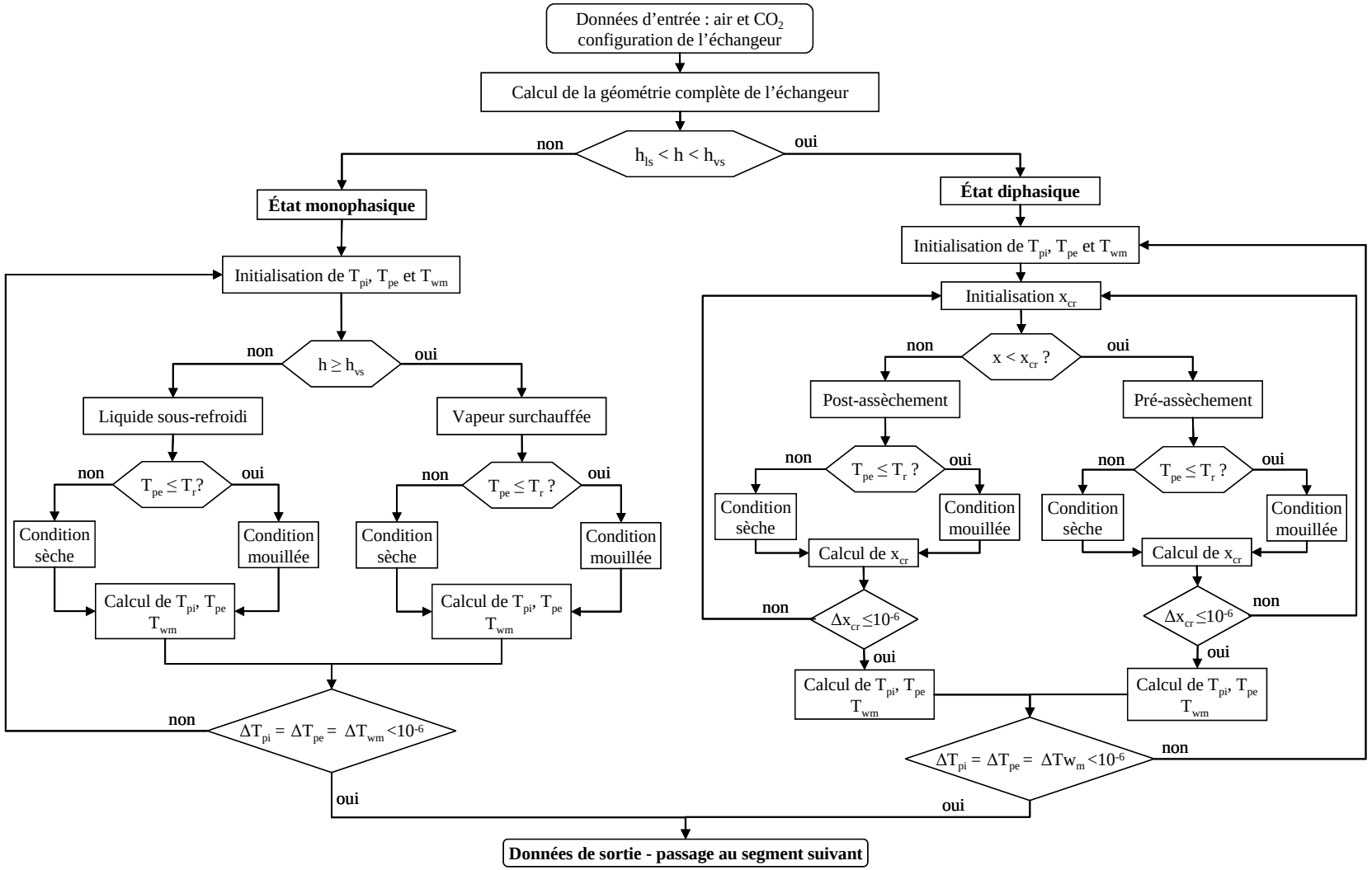


Figure 11.5 *Organigramme sommaire de l'algorithme du modèle de simulation*

11.7 Entrées et sorties

Pour l'échangeur en entier, les paramètres d'entrée côté réfrigérant sont la pression, le titre en vapeur, le débit massique. Si le modèle est utilisé pour simuler le fonctionnement de l'évaporateur seul, on fixe l'enthalpie d'entrée et de sortie et la pression de sortie. Les paramètres d'entrée côté air sont la température sèche, l'humidité relative et le débit massique. Les données géométriques d'entrée comprennent le nombre de rangée, le nombre total de tubes par rangée, le nombre de passes par rangée, le nombre de tubes par passe, ainsi que tous les paramètres géométriques des ailettes persiennées et du tube. Les paramètres géométriques du tube sont regroupés dans le tableau 11.1 et illustrés sur la figure 11.6.

Tableau 11.1 *Paramètres géométriques des tubes de l'évaporateur*

épaisseur du tube	δ_t	[mm]
rayon de l'extrémité du tube	R	[mm]
largeur du tube	T_d	[mm]
longueur du tube	L_t	[mm]
diamètre hydraulique	D_h	[mm]
pas des canaux	w	[mm]
épaisseur de la paroi	δ_p	[mm]
conductivité thermique	λ_t	[W/mK]

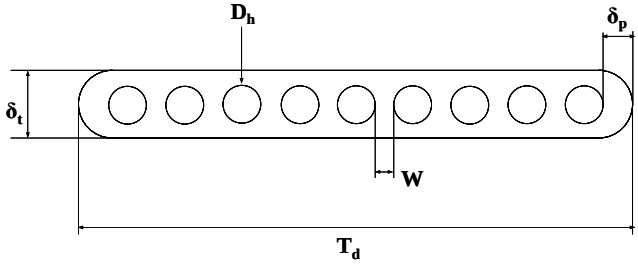


Figure 11.6 *Illustration des paramètres géométriques des tubes de l'évaporateur*

Pour chaque élément, les paramètres d'entrée du réfrigérant sont la pression, l'enthalpie et le débit massique. Le débit massique d'un élément est le débit massique total divisé par le nombre de tube par passe. Les paramètres d'entrée de l'air sont la pression, la température, l'humidité relative et le débit d'air. Le débit air d'un élément est le débit d'air total divisé par le nombre total d'élément que contient une rangée (le nombre d'élément par rangée est constant).

Les variables de sortie de chaque élément sont, en plus des variables thermodynamiques des deux fluides, la puissance thermique totale, les puissances latente et sensible.

Pour l'échangeur entier, la puissance totale, la puissance latente totale et la puissance sensible totale de l'évaporateur sont calculées en sommant les puissances de chaque élément. La température de sortie de l'air est la moyenne arithmétique des températures de sortie d'air des éléments de la dernière rangée (dans le sens de l'écoulement d'air. Connaissant la température en sortie et la pression de l'air, l'humidité relative en sortie est facilement calculée.

Pour l'échangeur entier, les conditions de sortie du réfrigérant sont celles correspondant au dernier compartiment du collecteur (proche de la sortie, dans le sens de l'écoulement du réfrigérant, figure 11.3). Dans ces compartiments, les variables thermodynamiques correspondent aux moyennes des variables de sortie de chaque élément débouchant sur le collecteur.

Si le réfrigérant est à l'état diphasique, on calcule la pression moyenne $p_{ref,m}$ dans le collecteur comme suit :

$$p_{ref,m} = \frac{\sum_{1}^{i} p_{ref,s,i}}{i} \tag{11.1}$$

$p_{ref,s,i}$ étant la pression de sortie de l'élément *i* débouchant sur le collecteur, Pa.

L'enthalpie moyenne du réfrigérant dans le collecteur est déterminée par :

$$i_{ref,m} = \frac{\sum_{1}^{i} i_{ref,s,i}}{i} \tag{11.2}$$

$$i_{ref,i} = x_{s,i}\, i_{v,s,i} + \left(1 - x_{s,i}\right) i_{l,s,i} \tag{11.3}$$

$i_{v,s,i}$ est l'enthalpie de la phase vapeur saturée de sortie de l'élément *i*, J/kg
$i_{l,s,i}$ est l'enthalpie de la phase liquide saturé de sortie de l'élément *i*, J/kg

Connaissant la pression et l'enthalpie moyennes, le titre en vapeur moyen est déduit.

Si le réfrigérant est à l'état monohasique, on calcule la pression et la température avec une équation de même forme que l'*Eq*. (11.1).

11.8 Estimation des coefficients d'échange de chaleur

11.8.1 Coefficient d'échange de chaleur du côté réfrigérant

Le calcul du coefficient d'échange de chaleur du côté réfrigérant dépend de l'état du CO_2 : état diphasique en pré-assèchement, état diphasique en post-assèchement, état monophasique (liquide sous refroidi ou vapeur surchauffée).

L'estimation du coefficient d'échange de chaleur en diphasique est réalisée par le modèle prédictif présenté au Chapitre 6. Avant tout, le titre critique, où a lieu l'assèchement, est calculé. Si le titre en vapeur est inférieur au titre critique (région pré-assèchement), le nombre d'ébullition est calculé. Si la valeur de ce dernier est inférieure à 10^{-4}, l'ébullition nucléée est prédominante. Dans ce cas, le coefficient d'échange de chaleur est déterminé par la corrélation de Cooper modifiée par Cheng et al. (2006), *Eq*. (6.2). Sinon, l'ébullition est mixte et on utilise dans ce cas une version modifiée du modèle de Thome et El Hajal (2004). Cette version fait appel à l'*Eq*. (6.2) pour le calcul de h_{nb}.

Dans l'*Eq*. (6.2), le coefficient d'échange de chaleur dépend de la densité de flux ; or celle-ci n'est pas connue. Pour cela, le terme de densité de flux est remplacé dans l'*Eq*. (6.2) par son expression $\dot{q} = h_{tp}\left(T_{pi} - T_{ref}\right)$. L'*Eq*. (6.2) devient :

$$h_{tp} = 131 p_r^{-0,0063} \left(-\log_{10}\left(p_r\right)\right)^{-0,55} \tilde{M}^{-0,5} \left[h_{tp}\left(T_{pi} - T_{ref}\right)\right]^{0,58} \tag{11.4}$$

Afin d'extraire h_{tp} de cette équation, une itération est nécessaire ; elle est réalisée avec la méthode numérique de Newton-Raphson.

L'estimation du coefficient de transfert de chaleur en monophasique dépend du régime d'écoulement (laminaire, transitoire et turbulent). Les lois d'échange de chaleur correspondant à ces régimes d'écoulement sont données en Annexe C

11.8.2 Coefficient d'échange de chaleur du côté air

Le coefficient d'échange de chaleur côté air est déduit d'une corrélation donnant le facteur de Colburn en fonction du nombre de Reynolds et selon que l'on soit en condition sèche ou humide.

En condition mouillée, la corrélation du nombre de Colburn dépend de l'humidité absolue en entrée. Dans cette étude, plusieurs corrélations ont été obtenues expérimentalement en fonction de l'humidité absolue en entrée ; elles sont présentées dans le chapitre 10 (chapitre supprimé de la version publique de ce mémoire). Toutes ces corrélations ont été introduites dans le modèle *EvapDesigner*.

11.8.3 Calcul des variables de sortie côté réfrigérant

Étant donné que la pression et la température évoluent entre l'entrée et la sortie de l'élément, les propriétés thermophysiques du réfrigérant doivent être évaluées à la pression et température moyennes. Cependant, ces dernières ne peuvent être déterminées puisque les conditions de sortie ne sont pas connues. Pour cela, nous utilisons un algorithme de calcul qui a pour données d'entrée : la pression ($p_{ref,e}$), la pression dynamique ($p_{a,e}$) et la perte de pression de l'écoulement considéré entièrement liquide (Δp_{lo}) de l'élément précédent. Ces trois variables correspondent aux variables de sortie de l'élément précédent. On calcule l'enthalpie du réfrigérant en sortie, suivant les procédures décrites aux § 11.9.1 et 11.9.2. La suite des étapes de calcul dépendra de l'état du réfrigérant.

État diphasique

On calcule le multiplicateur diphasique avec les propriétés thermophysiques évaluées à la pression d'entrée. On initialise la pression de sortie à la pression d'entrée. Connaissant la pression et l'enthalpie en sortie, on calcule, à l'aide de RefProp, le titre en vapeur. Puis, le taux de vide, α_s, et le facteur multiplicateur, $\Phi_{l,o}$, en sortie sont calculées. Le facteur multiplicateur diphasique moyen, entre l'entrée et la sortie, est déterminé par intégration. Cela nous permet de calculer la perte de pression par frottement entre l'entrée et la sortie. La pression en sortie est déterminée comme suit :

$$p_{ref,s} = p_{ref,e} - \Delta p_{ref} - \Delta p_a \tag{11.5}$$

où $p_{ref,e}$ est la pression du réfrigérant à l'entrée, Pa ;
Δp_{ref} est la perte de pression du réfrigérant entre l'entrée et la sortie d'un élément, Pa ;
Δp_a est la perte de pression par accélération calculée par l'*Eq*. (3.34), Pa.

Connaissant la pression d'entrée et la pression de sortie, la pression moyenne est déduite. Les propriétés thermophysiques sont évaluées à cette pression. On recalcule la perte de pression de l'écoulement considéré entièrement liquide avec les propriétés thermophysiques moyennes. Enfin, si l'écart entre le titre critique en sortie de l'incrémentation (n+1) et le titre en sortie de l'incrémentation (n) est inférieur à 10^{-3}, le calcul s'arrête sinon on réinitialise la pression de sortie pour effectuer une nouvelle itération. La figure 11.7 présente l'organigramme de ce calcul.

État monophasique

Dans ce cas, l'algorithme de calcul est semblable à celui de l'écoulement diphasique mais il ne s'agit plus de déterminer le titre en vapeur de sortie mais plutôt la température en sortie.

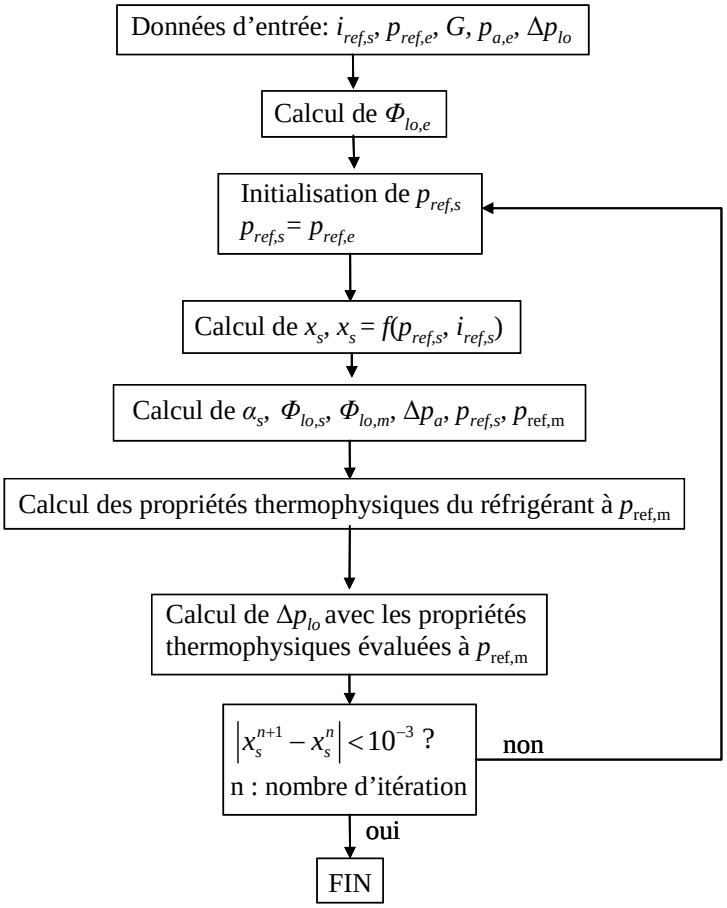


Figure 11.7 *Organigramme de l'algorithme de calcul du titre envapeur de sortie*

11.9 Procédure du calcul avec ou sans déshumidification

11.9.1 Analyse en condition sèche

Une fois le coefficient d'échange de chaleur côté réfrigérant calculé (selon que l'écoulement est en diphasique ou monophasique), les étapes de calculs suivantes sont réalisées :

1. Initialisation de $T_{p,i,}\, T_{p,e}$
2. Calcul de h_{ref} (voir § 11.8.1)
3. Calcul de la puissance thermique reçue par le réfrigérant :

$$\dot{Q}_{ref} = h_{ref}\, A_{\text{int}} \left(T_{p,i} - T_{ref,e}\right) \tag{11.6}$$

avec h_{ref} le coefficient d'échange de chaleur côté réfrigérant, W/m²·K ;
$T_{ref,e}$ la température du réfrigérant à l'entrée, K.

4. Calcul de la résistance thermique interne de l'élément :

$$\left(R_{th}\right)_{ref} = \frac{1}{h_{ref}\ A_{\text{int}}} \tag{11.7}$$

5. Calcul du coefficient d'échange de chaleur côté air :

   Le coefficient d'échange de chaleur côté air est déduit du facteur de Colburn calculé par une corrélation présenté dans le chapitre 10 (ce chapitre est supprimé de la version publique de ce mémoire).

6. Calcul de l'efficacité de la surface ailetée :

   Après avoir déterminé le coefficient d'échange de chaleur, le facteur d'ailette *m* est calculé selon l'*Eq*. (8.40), l'efficacité de l'ailette sèche est estimée selon l'*Eq*. (8.40) et l'efficacité de la surface ailetée sèche est calculée selon l'*Eq*. (8.55) (il suffit de remplacer l'indice *hum* par *sec*).

7. Calcul de la résistance thermique côté air

$$\left(R_{th}\right)_{ref} = \frac{1}{\eta_{\text{sec}}\ h_{air}\ A_{ext}} \tag{11.8}$$

8. Calcul de la conductance globale de l'élément :

$$U_{\text{sec}}\ A_{ext} = \frac{1}{\left(R_{th}\right)_{ref} + \left(R_{th}\right)_{cond} + \left(R_{th}\right)_{air}} \tag{11.9}$$

9. Calcul de l'efficacité de l'élément :

   L'efficacité de l'élément est déduite des relations qui la lie avec le NUT. Pour un échangeur à courants croisés, l'efficacité est déterminée, selon l'état du réfrigérant, par les relations suivantes :
   - état monophasique :

$$\varepsilon = 1 - \exp\left\{\left(\frac{1}{C_r}\right) NUT^{0,22}\left[\exp\left(-C_r\ NUT^{0,78}\right) - 1\right]\right\} \tag{11.10}$$

   - état diphasique :

$$\varepsilon = 1 - \exp\left(-NUT\right) \tag{11.11}$$

10. Calcul de la puissance thermique mise en jeu :

$$\dot{Q}_{NUT} = \varepsilon\ \dot{C}_{\min}\left(T_{air,e} - T_{ref,e}\right) \tag{11.12}$$

11. Calcul de l'enthalpie du réfrigérant en sortie

$$i_{ref,s} = i_{ref,s} + \left(\frac{\dot{Q}_{NUT}}{\dot{m}_{ref}} \right) \tag{11.13}$$

12. Calcul de la pression et titre en vapeur (si l'écoulement est diphasique) ou de la p et T si l'écoulement monophasique du réfrigérant en sortie

    La procédure est décrite au § 11.8.3.

13. Calcul de la température de paroi interne, $T_{p,i}$:

$$T_{p,i} = T_{ref,m} + \frac{\dot{Q}_{NUT}}{h_{ref}\ A_{\text{int}}} \tag{11.14}$$

14. Calcul de la température de paroi externe, $T_{p,e}$:

$$T_{p,e} = T_{p,i} + \left(R_{th}\right)_{cond}\ \dot{Q}_{NUT} \tag{11.15}$$

15. Test d'arrêt

    Les étapes 1 à 14 sont répétées tant que les écarts de température $\left|T_{p,i}^{n+1} - T_{p,i}^{n}\right| et \left|T_{p,e}^{n+1} - T_{p,e}^{n}\right|$ (avec n le nombre d'incrémentation) sont supérieurs à 10^{-3}.

16. Calcul des conditions de sortie de l'air :

    L'enthalpie en sortie est déterminée comme suit :

$$i_{air,s} = i_{air,e} - \frac{\dot{Q}_{NUT}}{\dot{m}_{air,\text{sec}}} \tag{11.16}$$

    En condition sèche, l'humidité absolue reste constante ; alors $\omega_s = \omega_e$. Connaissant l'enthalpie de l'air de sortie et l'humidité absolue de sortie, la température de l'air et l'humidité relative sont déduites.

11.9.2 Analyse en condition humide

1. Initialisation de $T_{p,i}$, $T_{p,e}$, T_w
2. Calcul des pentes enthalpiques :

   Les pentes enthalpiques b_r, b_p et b_w sont respectivement calculées par les *Eq*. 8.60 et *Eq*. 8.61.

3. Calcul du coefficient d'échange sensible humide, $h_{sen,hum}$

   Le coefficient d'échange $h_{sen,hum}$ est déduit d'une corrélation du facteur de Colburn comme expliqué au § 11.8.2. Une fois $h_{sen,hum}$ obtenu, le coefficient d'échange de chaleur total humide, $h_{tot,hum}$, est calculé selon l'*Eq*. (8.39).

4. calcul du pseudo coefficient de transfert de chaleur global :

   Le coefficient d'échange de chaleur global, U_{hum}, est calculé selon *l'Eq*. (8.63).

5. Calcul de l'efficacité de l'élément

   L'efficacité de l'élément en condition humide est calculée par l'*Eq*.(11.10) ou (11.11) en remplaçant le terme NUT par NUT′.

6. Calcul de la puissance thermique échangée :

$$\dot{Q}_{NUT'} = \varepsilon \, \dot{C}'_{\min} \left(i_{air,e} - i_{sat} \left(T_{ref,e} \right) \right) \tag{11.17}$$

7. Calcul de l'enthalpie du réfrigérant en sortie selon l'*Eq*. (11.13)

8. Calcul de la pression et titre en vapeur (si l'écoulement est diphasique) ou de la *p* et *T* si l'écoulement monophasique du réfrigérant en sortie, La procédure est décrite au § 11.8.3.

9. Refaire les étapes de calcul 11, 12 et 13 de l'analyse en condition sèche (§ 11.9.1)
10. Les calculs présentés au § 11.8.3 sont réalisés
11. Calcul de l'enthalpie de l'air en sortie :

$$i_{air,s} = i_{air,e} - \frac{\dot{Q}_{NUT'}}{\dot{m}_{air,\sec}} \tag{11.18}$$

12. Calcul de la température du film de condensat

    On calcule d'abord l'enthalpie fictive de l'air saturée à la température moyenne du film de condensat :

$$i_{sat} \left(T_w \right) = \left(\frac{i_{air,e} + i_{air,s}}{2} \right) - \eta_f \left(\frac{Cp_{air,hum}}{\eta \, h_{sen,hum} \, A_{ext}} \right) \tag{11.19}$$

    Par ailleurs,

$$i_{sat} \left(T_w \right) = T_w \, Cp_{air,\sec} + \omega_{sat} \left(T_w \right) \left[L_v + Cp_{vapeur} \, T_w \right] \tag{11.20}$$

    Une itération, basée sur la méthode de Newton-Raphson, est menée pour déterminer T_w.

13. Test d'arrêt

    Les étapes 1 à 12 sont répétées tant que les écarts de température $\left| T_{p,i}^{n+1} - T_{p,i}^{n} \right| et \left| T_{p,e}^{n+1} - T_{p,e}^{n} \right| et \left| T_w^{n+1} - T_w^{n} \right|$ (avec *n* le nombre d'incrémentation) sont supérieurs à 10^{-3}.

14. Calcul de l'humidité absolue en sortie

    En accord avec les *Eq*. (8.9) et (8.15), la chaleur latente peut s'exprimer par :

$$\dot{Q}_{lat} = K_m \, A_{ext} \left(\omega_m - \omega_{sat} \left(T_w \right) \right) L_v = \dot{m}_{air,sec} \left(\omega_e - \omega_s \right) L_v \tag{11.21}$$

L'application de l'*Eq*. (11.21) aux surfaces ailetées impose de multiplier le premier terme de cette équation par l'efficacité de la surface ailetée, η_{hum} :

$$\dot{Q}_{lat} = \eta_{hum}\, K_m\, A_{ext} \left(\omega_m - \omega_{sat}\left(T_{p,e}\right)\right) L_v = \dot{m}_{air,sec} \left(\omega_e - \omega_s \right) L_v \tag{11.22}$$

L'élimination de la chaleur latente L_v et l'expression de K_m en fonction du coefficient d'échange permettent d'exprimer l'humidité absolue en sortie :

$$\omega_s = \frac{\left\{\left[\left(\dfrac{Cp_{air,hum}}{\eta_{hum}\, h_{sen,hum}\, A_{ext}}\right)\dot{m}_{air,\mathrm{sec}} - 0,5\right]\omega_e + \omega_{sat}\left(T_{p,e}\right)\right\}}{\left[\left(\dfrac{Cp_{air,hum}}{\eta_{hum}\, h_{sen,hum}\, A_{ext}}\right)\dot{m}_{air,\mathrm{sec}} + 0,5\right]} \tag{11.23}$$

15. Calcul de l'humidité relative

    Connaissant la température d'air et l'humidité absolue en sortie, l'humidité relative est facilement calculée.

11.9.3 Calcul des propriétés thermophysiques des fluides

Pour le calcul des propriétés thermophysiques de l'air humide, les relations psychrométriques, présentées en Annexe F sont intégrées dans le programme *EvapDesigner*.

Pour l'estimation des propriétés thermophysiques du réfrigérant, des programmes *dll* ont été générés pour assurer l'interface entre Fortran et RefProp.

11.10 Algorithme de calcul

Une fois les données d'entrée saisies, le programme calcule toute la géométrie de l'échangeur (surface d'échange interne et externe, section de passage du réfrigérant et de l'air...etc). Par la suite, les enthalpies des phases liquide et vapeur saturés, correspondant à la pression d'entrée, sont calculées. Si l'enthalpie du réfrigérant est comprise entre les enthalpies des phases liquide et vapeur saturés alors le réfrigérant est à l'état diphasique. Dans ce cas, les températures de paroi interne,$T_{p,i}$, de paroi externe,$T_{p,e}$, et du film de condensat, T_w, ainsi que le titre en vapeur critique sont initialisés. Si le titre en vapeur est inférieur au titre critique, alors le réfrigérant est en pré-assèchement, sinon le réfrigérant est en post-assèchement. Dans les deux cas, le programme calcule le coefficient d'échange de chaleur interne. Par la suite, si $T_{p,e} \leq T_w$, alors de la condensation se forme sur la surface externe de l'évaporateur sinon la surface externe est sèche. Dans les deux cas, les températures $T_{p,i}$, $T_{p,e}$ et le titre critique sont calculés. La température T_w est évidemment calculée uniquement dans le cas où il y a condensation. Les écarts entre les valeurs calculées et initiales sont évalués. Tant que ces écarts ne respectent pas le critère de convergence (fixé à 10^{-3}) les valeurs initiales sont remplacées par les valeurs calculées de l'itération précédente. Une fois la convergence atteinte, le programme calcule les paramètres de sortie. L'algorithme de calcul est décrit sommairement par un organigramme donné sur la figure 11.5.

11.11 Exemple de cas simulé

La programmation du modèle venant juste d'être achevée, nous n'avons pas eu le temps de procéder à sa validation expérimentale. Il est question ici de présenter les résultats d'une simulation d'un évaporateur arbitrairement choisi afin de vérifier leurs cohérences. L'échangeur simulé, de conception similaire à celle de l'échangeur représenté sur la figure 11.3, est composé de deux rangées et deux passes par rangé. Chaque passe comprend 18 tubes. Les conditions opératoires choisies pour mener la simulation sont résumées dans le tableau 11.2.

Tableau 11.2 *Conditions opératoires utilisées pour la simulation de l'évaporateur*

Données sur l'air			Données sur le CO_2		
débit massique	$T_{entrée}$	HR%	débit massique	$T_{entrée}$	$x_{entrée}$
kg/h	°C		kg/h	°C	
500	40	6	150	20	0,5

La figure 11.8 montre l'évolution des titres en vapeur d'équilibre et réel (hors équilibre). Jusqu'à la fin de la première passe, les deux titres sont totalement confondus indiquant une situation d'équilibre thermodynamique. À la fin de la première passe, il y a assèchement. De ce fait, les deux titres en vapeur ne sont plus confondus. On remarque que l'écart entre les deux titres est moindre dans la troisième et quatrième passe comparé à la deuxième passe. Cela est dû à la diminution de la densité de flux dans les deux dernières passes.

La figure 11.9 montre l'évolution de la densité de flux thermique, de la température de paroi interne et de la température de saturation. La densité de flux est maximale dans la première passe où il y a équilibre thermodynamique, et donc un coefficient d'échange diphasique élevé qui minimise la résistance thermique interne de l'échangeur. Dans ce cas, la température de paroi interne est proche de celle de saturation, comme le montre la figure 11.9. Dans la deuxième passe, le coefficient d'échange chute, en raison de l'assèchement, ce qui engendre une élévation de la température de paroi et une diminution de la densité de flux. Dans la deuxième rangée, la densité de flux est encore plus faible en raison de la chute de la température d'air à l'entrée. En effet, dans la deuxième rangée, la température d'entrée correspond à la température d'air de sortie de la première rangée. Par ailleurs, la température de saturation décroît légèrement le long des éléments en raison de la perte de pression.

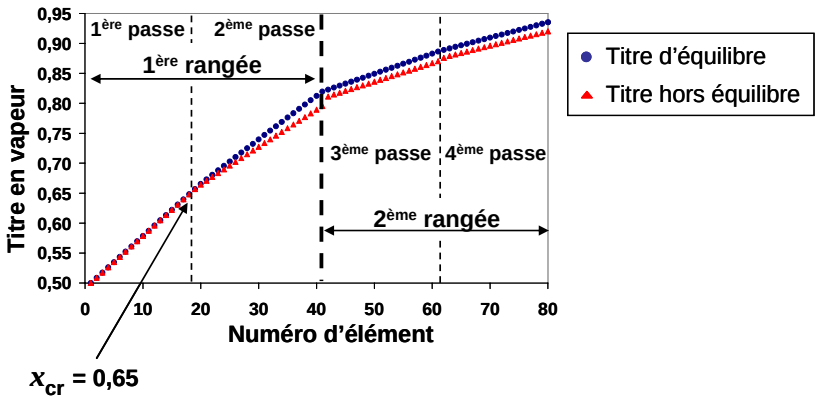


Figure 11.8 *Évolution des titres en vapeur le long de l'évaporateur*

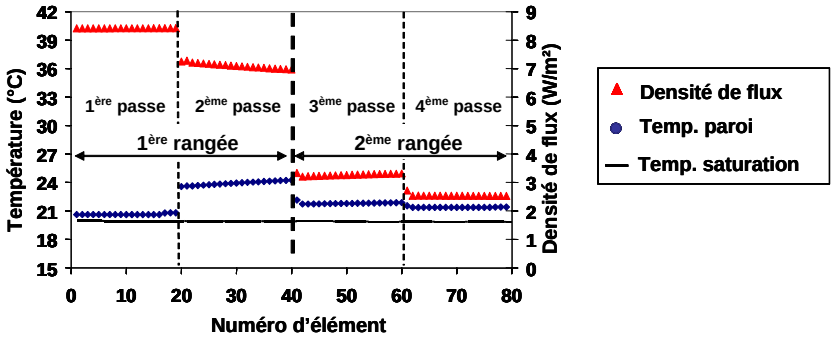


Figure 11.9 *Evolution de la densité de flux thermique, de la température de paroi et de la température de saturation suivant le numéro d'élément*

La figure 11.10 montre l'évolution des températures d'air suivant le numéro d'élément. La température d'air à l'entrée de la première rangée correspond à celle de l'entrée de l'échangeur tandis que la température d'air à l'entrée de la seconde rangée correspond à la température d'air de sortie de la première rangée. La température d'air en sortie de la deuxième passe est supérieure à celle de la première passe en raison de la chute du coefficient d'échange de chaleur diphasique. Dans la deuxième passe, la température d'air en sortie diminue car la température d'air d'entrée a diminué.

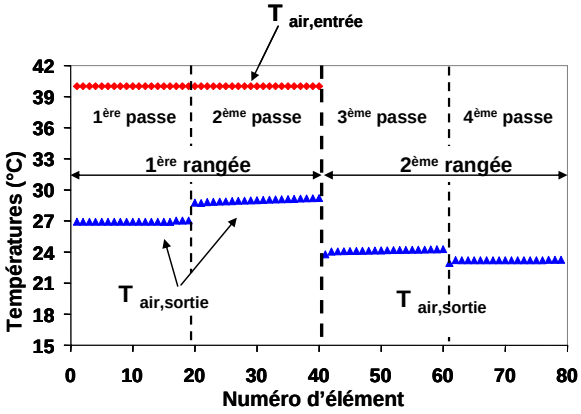


Figure 11.10 *Evolution de la température d'air d'entrée et de sortie suivant le numéro d'élément*

Finalement, l'analyse des résultats de cette simulation n'a montré aucune incohérence ou une quelconque aberration physique.

11.12 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle de simulation de fonctionnement d'évaporateurs à mini-canaux à plusieurs passes. Ce modèle repose sur une discrétisation fine de l'échangeur. Une première validation du modèle a consisté à simuler un évaporateur fictif. Les résultats de cette simulation n'ont montré aucune incohérence. Il ne reste plus qu'à confronter les résultats du modèle aux données expérimentales pour achever sa validation.

Conclusion générale

Ce travail répond à un besoin industriel d'actualité qui est le remplacement à l'horizon 2011 du réfrigérant HFC-134a dans les systèmes de climatisation automobile, par un fluide ayant un *GWP* < 150. Parmi les réfrigérants susceptibles de remplacer le R-134a, le dioxyde de carbone se place en très bonne position.

En raison de sa faible température critique, le CO_2 utilisé en climatisation ou pompe à chaleur, avec de l'air ambiant comme puits de chaleur, évolue dans un cycle transcritique. Jusqu'à un passé récent, ce cycle était méconnu de l'industrie du conditionnement d'air. De plus, son fonctionnement présente des caractéristiques assez différentes de celles des cycles conventionnels. Avec l'intérêt croissant pour l'utilisation du CO_2 dans la climatisation automobile, les équipementiers et les laboratoires universitaires intensifient leurs efforts afin de maîtriser cette technologie et de mieux appréhender les phénomènes physiques mis en jeu dans des géométries complexes en présence d'un réfrigérant non conventionnel. Parmi les caractéristiques de ce cycle, les pressions d'évaporation élevées nous imposent de revoir la technologie des évaporateurs actuels en optant pour les tubes extrudés à mini-canaux. Les caractéristiques de cette géométrie combinées aux particularités de la vaporisation du CO_2 font que les approches de conception traditionnelles (choix du nombre de passes par rangée, du nombre de tubes par passe, …etc.) d'évaporateurs du système actuel n'est plus adaptée. D'où la nécessité de mener un travail théorique et expérimental pour définir de nouvelles conceptions plus adaptées, ce qui est l'objet de cette présente étude.

La vaporisation du CO_2 présente des caractéristiques différentes de celles des réfrigérants classiques aussi bien dans les macro-canaux que les mini-canaux. Cela est dû au fait que, dans un cycle transcritique, elle s'opère à des pressions réduites élevées. Ce qui rend les propriétés thermophysiques de ce fluide différentes de celles des réfrigérants classiques. Parmi les différences constatées, le CO_2 en diphasique présente à la fois une pression de saturation élevée, une faible tension superficielle, un faible rapport de masse volumique et une faible viscosité liquide. Ces propriétés thermophysiques atypiques, d'une part, rendent l'ébullition nucléée fortement active, engendrant un coefficient d'échange de chaleur élevé (avant l'assèchement) et d'autre part, provoque un assèchement précoce qui fait chuter le coefficient d'échange de chaleur. Cet assèchement provoque une remontée brusque de la température locale de paroi des tubes affectant l'homogénéité de la température de l'air en sortie. En moyenne, le coefficient d'échange du CO_2 en ébullition forcée est plus élevé (~ 50 %) que celui des réfrigérants classiques pour les mêmes conditions opératoires. De plus, la perte de pression de l'écoulement en ébullition forcée du CO_2 est moins élevée que celle des réfrigérants classiques. Par conséquent, le CO_2 est très bien adapté aux milieux confinés. Il apparaît ainsi que les évaporateurs fonctionnant au CO_2 sont potentiellement supérieurs aux évaporateurs classiques en terme de performance thermo-hydraulique et potentiellement plus compact. La bonne performance des évaporateurs CO_2 combinée à une production frigorifique volumique élevée permet de baisser significativement la charge en fluide frigorigène dans les systèmes fonctionnant au CO_2.

Afin de rendre effective cette bonne performance thermo-hydraulique des évaporateurs CO_2, il faut assurer un dimensionnement bien adapté. Celui-ci devra être pensé de manière à tirer profit des bonnes propriétés thermophysiques du CO_2 en retardant l'apparition de l'assèchement. Le bon dimensionnement et l'optimisation de ces échangeurs nécessitent la simulation de leur fonctionnement.

La complexité des phénomènes physiques, impliqués lors de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux notamment ceux présents en post-assèchement, rend difficile une modélisation. En effet, une fois l'assèchement amorcé, le fluide s'écoule sous forme de fines gouttelettes de liquide dispersées dans le cœur de vapeur dont la température est supérieure à celles des gouttelettes, qui sont à température de saturation, provoquant un déséquilibre thermodynamique. Par conséquent, le calcul du titre thermodynamique surestimera le titre en vapeur réel. D'ailleurs, dans la littérature, les modèles prédictifs du coefficient d'échange lors de l'écoulement en ébullition forcée du CO_2 ne sont pas suffisamment précis.

Il est donc apparu nécessaire de développer un nouveau modèle prédictif dans cette étude. Pour ce faire, nous avons construit, à partir de la littérature, une banque de données expérimentales du coefficient d'échange lors de la vaporisation du CO_2 en mini-canaux. Elle nous a permis de développer un modèle prédictif qui intègre à la fois des modèles issus de la littérature d'ébullition nucléée, d'ébullition mixte, d'assèchement et de post-assèchement (caractérisé par un déséquilibre thermodynamique). Pour les tubes à multi-canaux, 85,2 % de la banque de données est prédite à ± 30 % avec un écart relatif moyen de 23,9 %. La précision du modèle à prédire le début de l'assèchement peut être davantage améliorée. Pour cela, il est nécessaire de mener plus d'études expérimentales. Ce modèle est applicable pour les conditions opératoires suivantes : $0{,}6 \leq D_h \leq 2$ mm ; $190 \leq G \leq 1500$ kg/m²s ; $7 \leq \dot{q} \leq 48$ kW/m² et $0 \leq T_{sat} \leq 20$ °C, couvrant toutes les conditions opératoires d'un évaporateur CO_2 automobile. Nous avons également constitué une banque de données du gradient de pression par frottement, issues de la littérature. Elle nous a permis de constater que le modèle de Chisholm (1973) est celui qui donne les meilleures précisions pour les écoulements en mini-canaux.

L'étude de sensibilité du coefficient d'échange de chaleur a permis de constater que l'élévation de la vitesse massique, la température de saturation ou à un degré moindre la densité de flux thermique, rend plus précoce l'apparition de l'assèchement.

Remarque : De cette étude de sensibilité, des directives de conception d'évaporateurs fonctionnant au CO_2 ont été établies ; pour des raisons de confidentialité, ils ne sont pas communiqués dans la version publique de ce mémoire.

Par ailleurs, l'optimisation des évaporateurs passe obligatoirement par une réduction de la résistance thermique du côté air, de loin la plus élevée. En effet, les faibles coefficients d'échange de chaleur liés à l'écoulement d'air (en moyenne 80 W/m²K contre 15 kW/m²K pour l'ébullition du CO_2) nécessitent d'intensifier les échanges thermiques tout en contenant les pertes de pression. La présence de condensats sur la surface ailetée affecte davantage la performance thermo-hydraulique. De plus, sa rétention favorise l'activité bactériologique, dégradant la qualité de l'air admis dans l'habitacle du véhicule. Son évacuation est indispensable. Ainsi, il faut rechercher les paramètres géométriques des ailettes persiennées qui permettent d'améliorer le transfert thermique et le drainage des condensats tout en engendrant des pertes de pression acceptables.

En présence de condensation, l'outil numérique n'est pas encore en mesure de modéliser les interactions entre l'écoulement d'air, la géométrie des ailettes et les condensats. De ce fait il ne permet pas d'optimiser les paramètres géométriques. C'est pourquoi le recours à l'expérimentation est indispensable. La caractérisation expérimentale thermo-hydraulique des ailettes à persiennes a été réalisée pour deux modes de fonctionnement différents (sec et humide). En mode mouillé, nous avons étudié l'impact à la fois de la température sèche de l'air et de son humidité relative. Pour prendre en compte ces deux variables en même temps, nous avons raisonné en terme d'humidité absolue. Plus celle-ci augmente à l'entrée plus le taux de condensation est important. Nous avons établi un lien direct entre la rétention des condensats et la dégradation de la performance thermo-hydraulique des ailettes persiennées avec les nombres de Reynolds croissants.

Ce travail a permis de comprendre l'impact des paramètres géométriques des ailettes persiennées sur les mécanismes d'échange de chaleur et des pertes de pression, aussi bien en condition sèche que mouillée. Les principaux paramètres géométriques à optimiser sont le pas d'ailette, le pas de persienne et l'angle de persienne. Le rapport entre la longueur de persienne sur la longueur d'ailette doit être le plus élevé possible.

La complexité des géométries des ailettes à persiennes rend difficile le développement de corrélations du facteur de Colburn et de Fanning, en fonction du nombre de Reynolds, surtout en présence de condensation. Dans cette étude, de telles corrélations ont été établies. En mode mouillé, plusieurs corrélations des facteurs de Colburn et de Fanning ont été produites pour différentes humidités absolues. Ces corrélations sont utilisées dans notre modèle de simulation des évaporateurs à mini-canaux.

Enfin, la modélisation des transferts de chaleur et des pertes de pression de la vaporisation du CO_2 dans les mini-canaux, d'une part, et d'autre part, la caractérisation expérimentale du refroidissement d'air à travers un réseau d'ailettes avec déshumidification, nous a permis de développer un modèle de simulation d'évaporateurs à mini-canaux fonctionnant au CO_2. C'est un outil précieux de simulation destiné au dimensionnement et à l'optimisation de tels échangeurs. Il est basé sur une discrétisation fine de l'échangeur simulant les variations locales des propriétés thermophysiques et des coefficients d'échange de chaleur et de frottement. Il permet d'étudier l'impact sur la performance thermo-hydraulique de l'évaporateur de la maldistribution du réfrigérant et de l'air et d'étudier l'influence de l'inhomogénéité de l'air incident en température et en humidité relative. En effet, dans le module *HVAC*, où est logé l'évaporateur, la température et la vitesse de l'air à l'entrée ne sont pas toujours homogènes.

Les perspectives immédiates de ce travail concernent essentiellement les axes suivants :

- Optimisation de la géométrie des ailettes persiennées : cette présente étude a permis d'identifier des intervalles optimaux des paramètres géométriques. Ces derniers permettent l'obtention d'un coefficient d'échange de chaleur élevé tout en ayant des pertes de pression acceptables. Six géométries d'ailette dont les valeurs des paramètres géométriques sont comprises dans ces intervalles ont été conçues et leurs caractérisations expérimentales permettront d'affiner ces intervalles.
- Minimisation de la mauvaise distribution du réfrigérant : Afin de réaliser cet objectif, nous devons identifier les géométries de distributeurs qui permettent d'améliorer la distribution du réfrigérant dans les tubes à mini-canaux. Une des solutions est d'augmenter la vitesse massique dans les distributeurs de l'échangeur.

- Étude de l'impact de l'huile : une certaine quantité d'huile s'échappe du compresseur et circule avec le réfrigérant, sous forme de mélange, dans le système de climatisation. La performance thermo-hydraulique des échangeurs s'en trouve quelque peu modifiée. La vaporisation préférentielle du réfrigérant par rapport à l'huile fait que l'intérieur des tubes de l'évaporateur est un endroit où l'huile à tendance à stagner. Ce phénomène devrait être pris en compte dans le modèle prédictif du coefficient d'échange de chaleur.
- Simulation de l'évaporateur : étant donné que notre modèle est destiné également à simuler l'évaporateur utilisé dans un système de pompe à chaleur, il devra être capable de prendre en compte le phénomène de givrage. Pour cela, il est prévu de compléter le modèle par un module contenant les équations modélisant les transferts de chaleur et de masse entre l'air et la surface ailetée en présence de givrage.

Références bibliographiques

Achaichia, N., Cowell, T.A. (1988a). Heat Transfer and pressure Drop Characteristics of Flat Tube and Louvered Plate Fin Surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 1, n°2, p. 147-157.

Achaichia, N., Cowell, T.A. (1988b). A Finite Difference Analysis of Fully Developed Periodic Laminar Flow in Inclined Louver Arrays. In *Second UK National Conference on Heat Transfer*. Glasgow, Écosse.

Agostini, B. (2002). *Étude expérimentale de l'ébullition de fluide réfrigérant en convection forcée dans des mini-canaux*. Thèse. Sciences. Université Joseph Fourier.

Agostini, B., Bontemps, A. (2005). Vertical flow boiling of refrigerant R134a in small channels. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 26, n°2, p. 296-306.

Agostini, B., Thome, J.R. (2005). Comparison of an extended database of flow boiling heat transfer coefficient in multi-microchannels elements with three-zone model. In *ECI International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale*. Castelvecchio Pascoli Italy.

Agostini, B., Watel, B., Bontemps, A., Thonon, B. (2004). Liquid flow friction factor and heat transfer coefficient in small channels: An experimental investigation. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 28, n°2-3, p. 97-103.

Ahmad, S. Y. (1973). Fluid to fluid modeling of critical heat flux: A compensated distortion model *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 16, p. 641-662.

Aoki, H., Shinagawa, T., Suga, K. (1989). An experimental study of the local heat transfer characteristics in automotive louvered fins. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 2, n°3, p. 293-300.

Auracher, H. (1990). Heat transfer between critical heat flux and film boiling in forced convection systems. In *4ème École d'été du Groupement Universitaire de Thermique (G.U.T) : Transfert de chaleur et de matière avec changement de phase*. Pont à Mousson.

Baird, J.R., Bao, Z.Y., Fletcher, D.F., Haynes, B.S. (2000). Local flow boiling heat transfer coefficients in narrow conduits. *Multiphase Science and Technology*. vol. 12, n°3-4, p. 129-144.

Baker, O. (1954). Simulation flow of oil and gas. *Oil and gas Journal*. vol. 53, p. 185-195.

Bang, K.H., Choo, W.H. (2004). Flow boiling in minichannels of cooper, brass, and aluminium round tubes. In *2nd International Conference on Microchannels and Minichannels*. Rochester, USA.

Bao, Z.Y, Fletcher, D.F, Haynes, B.S. (2000). Flow Boiling Heat Transfer of Freon R11 and HCFC123 in Narrow Passages. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 43, p. 3347-3358.

Beauvais (1965). An Aerodynamic Look at Automotive Radiators. *SAE paper n°650470*.

Benelmir, R. (2003). An exergy indicator for the characterization of the performance of heat transfer. *Int. J. of Energy Environment Economy*. vol. 11, n°4, p. 27-38.

Benelmir, R., Lallemand, A., Feidt, M. (2002). Analyse exergétique. *Techniques de l'ingénieur*. vol. BE8015, p. 1-15.

Bennett, D., Chen, J.C. (1980). Forced convective boiling in vertical tubes for saturated pure components and binary mixtures *AIChE Journal*. vol. 26, p. 454-461.

Benouali, J. (2002). *Étude et minimisation des consommations des systèmes de climatisation automobiles*. Thèse Sciences. École des Mines de Paris.

Biberg, D. (1999). An explicit approximation for the wetted angle in two-phase stratified pipe flow. *Canadian Journal Chemical Engineering* vol. 77, p. 1221-1224.

Bodinus, W.S. (1999). The rise and fall of carbon dioxide systems. *The first century of air conditioning*. Atlanta: Ashrae, p. 29-34.

Breber, G., Palen, J.W., Taborek, J. (1980). Prediction of Horizontal Tube Side Condensation of Pure Components Using Flow Regime Criteria. *Journal of Heat Transfer*. vol. 102, p. 471-476.

Bredesen, A. M., Hafner, A., Pettersen, J., Aflekt, K. (1997). Heat transfer and pressure drop for in-tube evaporation of CO_2 In *International Conference on Heat Transfer Issues in 'Natural' Refrigerants.* University of Maryland.

Briggs, D.E., Young, E.H. (1969). Modified Wilson Plot Techniques for Obtaining Heat Transfer Correlations for Shell and Tube Heat Exchangers. *Chem Eng Progres Symposium series*. vol. 65, n°92, p. 35-45.

Bruch, A. (2006). *Caractérisation des transferts de chaleur convectifs d'un écoulement refroidi de dioxyde de carbone supercritique*. Thèse Sciences. Université Joseph Fourier

Brutin, D., Tadrist, L. (2004). Pressure drop and heat transfer analysis of flow boiling in a minichannel: influence of the inlet condition on two-phase flow stability. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 47, p. 2365-2377.

Brutin, D., Topin, F., Tadrist, L. (2003). Experimental study of unsteady convective boiling in heated minichannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 46, p. 2957-2965.

Bucci, A., Celata, G.P., Cumo, M., Serra, E., Zummo, G. (2003). Water single-phase fluid flow and heat transfer in capillary tubes. In *International Conference on Microchannels and Minichannels*.

Bullock, C.E. (1997). Theoretical Performance of Carbon Dioxide in Subcritical and Transcritical Cycles. In *ASHRAE/NIST Refrigerants Conference, Refrigerants for 21st Century*.

Carey, V.P. (1992). *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena.* Hemisphere Publishing Company.

Celata, G.P., Mishima, K., Zummo, G. (2001). Critical heat flux prediction for saturated flow boiling of water in vertical tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol. 44, p. 4323–4331.

Chang, Y.J., Chang, W.J., Wang, C.C. (2006). An amendment of the generalized friction correlation for louver fin geometry. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 49, n°21-22, p. 4250-4253.

Chang, Y.J., Hsu, K.C., Lin, Y.T., Wang, C.C. (2000). A generalized friction correlation for louver fin geometry. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 43, n°12, p. 2237-2243.

Chang, Y.J., Wang, C. (1997). A generalized heat transfer correlation for louvered fin geometry. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 40, n°3, p. 533-544.

Chen, J.C. (1966). A correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow. *Industrial Engineering Chemical, Process Design and Development*. vol. 5, n°3, p. 322-329.

Chen, J.C., Costigan, G. (1992). Review of Post-Dryout Heat Transfer in Dispersed Two Phase Flow. In *Post-Dryout Heat Transfer*. Boca Raton, Florida: Hewitt, G. F., Delhaye, J.M., Zuber, N.

Chen, K.S., Yang, Y.S., Chang, Y.J., Wang, C.C. (2001). Two-phase pressure drop pf air-water and R-410A in small horizontal tubes. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 27, p. 1293-1299.

Cheng, L., Ribatski, G., Wojtan, L., Thome, J.R. (2006). New flow boiling heat transfer model and flow pattern map for carbon dioxide evaporating inside horizontal tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 49, n°21-22, p. 4082-4094.

Chilton, T.H., Colburn, A.P. (1934). Mass Transfer (Absorption) Coefficients. *Industrial and Engineering Chemistry*. vol. 26, n°11, p. 1183-1187.

Chisholm, D. (1983). *Two-phase flow in pipelines and heat exchangers*. Longman.

Chisholm, D. (1973). Pressure gradients due to friction during the flow of evaporation two-phase mixtures in smooth tubes and channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 16, p. 347-348.

Cho, E. S., Yoon, S. H., and Kim, M. S. (2000). A Study on the Characteristics of Evaporative Heat Transfer for Carbon Dioxide in a Horizontal Tube. In *KSME 2000 Spring Annual Meeting B.* Ulsan, Corée.

Choi, J.B., Yoon, S.H., Kim, Y.J., Kim, M.S. (2002). Investigation of the characteristics of evaporation heat transfer for carbon dioxide in a vertical tube. In *5th IIR-Gustav Lorentzen Conference on Natural Working Fluids*. Guangzhou, Chine.

Cichelli, M.T., Bonilla, C.F (1945). Heat Transfer to Liquids Boiling Under Pressure. *Trans AIChE*. vol. 45, p. 755-787.

Cicchitti, A., Lombardi, M., Silvestri, M. (1960). Two-phase cooling experiments-pressure drop, heat transfer and burnout measurments. *Energia Nucleare*. vol. 7, p. 407-425.

Colasson, S. (2002). Thermohydraulique des fluides supercritiques : éléments théoriques et expérimentaux, cas du CO_2. Note technique du GRETh n° 02/842.

Coleman, J.W., Garimella, S. (1999). Characterisation of two phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 42, p. 2869-2881.

Colinet, A. (1993). *La climatisation*. Paris : Éditions E.T.A.I.

Collier, J.G., Thome, J.R. (1994). *Convective Boiling and Condensation.* 3ème éd. Oxford University Press.

Colonna, P., Van der Stelt, T.P. (2004). FluidProp: a program for the estimation of thermo physical properties of fluids. *Energy Technology Section, Delft University of Technology, The Netherlands. (http://www.FluidProp.com)*.

Cooper, M.G. (1984). Heat flow rates in saturated nucleate pool boiling-a wide-ranging examination using reduced properties *Advances in Heat Transfer*. vol. 16, p. 157-239.

Cowell, T.A., Heikal, M.R., Achaichia, N. (1995). Flow and heat transfer in compact louvered fins surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 10, n°2, p. 192-199.

Damianides, C.A., Westwater, J.W. (1998). Two-phase flow patterns in a compact heat exchanger and in small tubes. In *2nd UK National Conference on Heat Transfer* Glasgow, Écosse.

Darabi, J., Salehi, M., Saeedi, M.H., Ohadi, M.M. (1995). Review of Available Correlations for Prediction of Flow Boiling Heat Transfer in Smooth and Augmented Tubes. *ASHRAE Transactions*. vol. 101, n°1, p. 965-75.

Davenport, C.J. (1983). Heat Transfer and Flow Friction Characteristics of Louvered Heat Exchanger Surfaces. Taborek, J. *Heat Exchangers*: McGraw-Hill. 397-412.

Davis, E.J., Anderson, G.H. (1966). The incipience of nucleate boiling in forced convection flow. *AIChE Journal* vol. 12, p. 774-780.

Dejong, N.C., Jacobi, A.M. (1995). An experimental study of flow and heat transfer on offset-strip and louvered-fin heat exchangers. Rapport. TR-91. Air-Conditioning and Refrigeration Center (ACRC). Urbana, USA.

Dejong, N.C., Jacobi, A.M. (2003). Localized Flow and Heat Transfer Interactions in Louvered-Fin Arrays. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 46, n°3, p. 443-445.

Dittus, F.W., Boelter, M.L.K. (1930). Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. University of California Publication on Engineering, Berkley, CA. vol. 2, n°13, p. 443.

Domanski, P.A. (1991). Simulation of an Evaporator With Nonuniform One-Dimensional Air Distribution. *ASHRAE Trans.* vol. 97, p. 793-802.

Domanski, P.A., Didion, D.A., Doyle, J.P. (1994). Evaluation of suction-line/liquid-line heat exchange in refrigeration cycle. *Int. J. of Refrigeration*. vol. 17, n°7, p. 487-493.

Dougall, R.S., Rohsenow; W.M (1963). Film Boiling on the Inside of Vertical Tubes with Upward Flow of the Fluid at Low qualities. MIT-TR-9079-26.

Dukler, A.E., Wicks III, M., Cleveland, R.G. (1964). Frictional pressure drop in two-phase flow: (a) a comparison of existing correlations for pressure loss and holdup, (b) an approach through similarity analysis,. *AIChE Journal*. vol. 10, p. 38-51.

Dukler, A.E., Taitel, Y. (1991). Flow Pattern Transitions in Gas-Liquid Systems (Chap. 3), Modelling Two-phase Annular Flow (Chap.5), et Modelling Upward Gas-Liquid Flow (Chap 7). Two-Phase Gas-Liquid Flow : A short Course on Principles of Modelling Gas-Liquid Flow and Modern Measuring Methods. University of Houston, TX.

Dupont, V., Thome, J.R., Jacobi, A.M. (2004). Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part II: Comparison with database. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 47, n°14-16, p. 3387-3401.

Ewing, M.E., Weinady, J.J., Christensen, R.N. (1999). Observations of Two-Phase Flow Patterns in a Horizontal Circular Channel. *Heat Transfer Engineering*. vol. 20, n°1, p. 9-14.

Forster, H.K, Zuber, N. (1955). Dynamics of Vapor Bubbles and Boiling Heat Transfer. *AICHE Journal* vol. 1, p. 531-35.

Friedel, L. (1979). Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow. In *European Two-phase Flow Group Meeting*. Ispra, Italy.

Fritz, W. (1935). Berechnung des maximal Volume von Dampfblasen. *Phys. Z.* vol. 36, p. 379-388.

Gao, L., Honda, T. (2005). Effects of lubricant oil on boiling heat transfer of CO_2 inside a horizontal smooth tube. In: *42nd National Heat Transfer Symposium of Japan*, 2005, p. 269-270.

Garimella, S., Dowling, W.J., Van Der Veen, M., Killion, J.D. (2001). The effect of simultaneously developing flow on heat transfer in rectangular tubes *Heat Transfer Engineering*. vol. 22, n°6, p. 12-25.

Giannavola, M.S., Hrnjak, P. (2002). Experimental study of system performance improvements in transcritical R744 systems for mobile air-conditioning and heat pumping. ACRC, Université Urbana Champaign (USA), rapport n°46.

Gnielinski, V. (1976). New Equation for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow. *International Journal of Chemical Engineering*. vol. 16, p. 359-368.

Gorenflo (1993). Pool Boiling. *VDI Heat Atlas*.

Govan, A.H., Hewitt, G.F., Owen, D.G., Bott, T.R. (1988). An Improved CHF modelling code. In *Second UK National Conference on Heat Transfer*.

Groeneveld, D. C. (1973). Post dry-out heat transfer at reactor operating conditions. In *ANS Topical Meeting on Water Reactor Safety*. Salt Lake City.

Groeneveld, D. C., Delorme, G. G. J. (1976). Prediction of Thermal Non-Equilibrium in the Post-Dryout Regime. *Nuclear Engineering and Design*. vol. 36, p. 17-26.

Groeneveld, D. C., Leung, L.K.H., Kirillov, P.L., Bobkov, V.P., Smogalev, I.P., Vinogradov, V.N., Huang, X.C., Royer, E. (1996). The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes. *Nuclear Engineering and Design*. vol. 163, p. 1–23.

Grohmann, S. (2005). Measurement and Modeling of single-phase and flow-boiling heat transfer in microtubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 48, n°19-20, p. 4073-4089.

Grönnerud, R. (1979). Investigation of liquid hold-up, flow-resistance and heat transfer in circulation type evaporators. vol. p.

Gungor, K.E, Winterton, R.H.S (1987). General Correlation for Saturated Flow Boiling and Comparisons of Correlations with Data. *Chem Eng Res Des* vol. 65, p. 148-156.

Gungor, K.E., Winterton, R.H.S. (1986). A General Correlation for Flow Boiling in Tubes and Annuli. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 29, n°3, p. 351-58.

Hadaller, G., Banerjee, S. (1969). Heat Transfer to Superheated Steam in Round Tubes. *AECL, WDI-147*.

Hauptmann, E.G., Lee, V., McAdam, D.W. (1973). Two-Phase Fluid Modeling of the Critical Heat Flux. In *Reactor Heat Transfer*. Karlsruhe: Donne, M. D.

Hewitt, G.F. (1982). Pressure drop. In: Hetsroni G. (Ed.), Handbook of Multiphase System. Hemisphere Publishing Corporation, Washington DC, 2-44–2-75.

Hewitt, G.F., Goven, A.H. (1963). Phenomenological modeling of non-equilibrium flows with phase change. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 33, n°2, p. 229–242.

Hewitt, G.F., Roberts, D.N. (1969). Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography. Rapport. AERE-M2159, T. UKAEA, Harell, G-B.

Hewitt, G.F., Hall-Taylor, N.S. (1970). Annular Two-phase Flow. Pergamon Press, Oxford.

Hibiki, T., Mishima, K. (2001). Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical narrow rectangular channels. *Nuclear Engineering and Design*. vol. 203, p. 117-131.

Hihara, E., Tanaka S. (2000). Boiling heat transfer of carbon dioxide in horizontal tube. In *4th IIR-Gustav Lorentzen Conference on Natural Working Fluids*. University of Purdue, USA: IIR.

Hong, K., Webb, R.L. (1996). Calculation of fin efficiency for wet and dry fins. *HVAC and R Research*. vol. 2, n°1, p. 27-40.

Hong, K., Webb, R.L. (1999). Performance of dehumidifying heat exchangers with and without wetting coatings. *Journal of Heat Transfer*. vol. 121, n°4, p. 1018-1026.

Hoyer, N. (1998). Calculation of Dryout and Post-Dryout Heat Transfer for Tube Geometry. *International Journal of Multiphase Flow* vol. 24, n°2, p. 319-34.

Hrnjak (2005). Mini-channels heat exchangers. Rapport interne.

Hrnjak, P., Tu, X. (2007). Single phase pressure drop in microchannels. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 28, p. 2-14.

Huai, X., Shigeru, K., Zhao, T.S., Shinmura, E., Hidehiko, K. (2004). An experimental of flow boiling characteristics of carbon dioxide in mutliport mini channels. *Applied Thermal Engineering*. vol. 24, n°10, p. 1443-1463.

Huo, X., Chen, L., Tian, Y.S., Karayiannis, T.G. (2004). Flow boiling and flow regimes in small diameter tubes. *Applied Thermal Engineering*. vol. 24, n°8-9, p. 1225-1239.

Hwang, Y., Kim, B.H., Radermacher, R. (1997). Boiling heat transfer correlation for carbon dioxide. In *IIR Conference : Heat Transfer Issues in Natural Refrigerants*. University of Maryland, USA.

Inoue, A., Lee, S. (1996). Influence of two-phase flow characteristic on critical heat flux in low pressure. In *International Conference on Nuclear Engineering*: ASME.

Inouye, M., Parikh, P.O. (1985), Section 8 of Handbook of Heat Transfer, second ed., WM Rohsenow, JP Hartnett and EN Ganic, eds., 84 16, McGraw-Hill, NY.

Ishii, M., Grolmes, M.A. (1975). Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow. *AIChE Journal*. vol. 21, n°2, p. 308–326.

Ishii, M., Mishima, K. (1989). Droplet entrainment correlation in annular two-phase flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 32, n°10, p. 1835–1846.

Jacobi, A.M., Thome, J.R. (2002). Heat transfer model for evaporation of elongated bubble flows in microchannels. *Journal of Heat Transfer*. vol. 124, n°6, p. 1131-1136.

Jeong, S., Cho, E., Kim, H.K. (2005). Evaporative heat transfer and pressure drop of CO_2 in a microchannel tube. In *3rd International Conference on Microchannels and Minichannels*

Jung, D.S., Radermacher, R. (1989). Prediction of pressure drop during horizontal annular flow boiling of pure and mixed refrigerants. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 32, n°12, p. 2435–2448.

Kaiser, J.M., Jacobi, A.M. (2000). Condensate Retention Effects on the Air-Side Heat Transfer Performance of Automotive Evaporator Coil. Rapport. CR-32. Air-Conditioning and Refrigeration Center (ACRC), Urbana.

Kandlikar, S.G (1990). A General Correlation for Saturated Two-Phase Flow Heat Transfer inside Horizontal and Vertical Tubes. *Journal of Heat Transfer* vol. 112, p. 219-28.

Kandlikar, S.G. (2004). Heat transfer mechanisms during flow boiling in microchannels. *Journal of Heat Transfer*. vol. 126, n°1, p. 8-16.

Kandlikar, S.G., Alves, L. (1999). Effects of Surface Tension and Binary Diffusion on Pool Boiling of Dilute Solutions: An Experimental Assesment. *Journal of Heat Transfer*. vol. 121, p. 488-493.

Kandlikar, S.G., Balasubramanian (2004). An extension of the flow boiling correlation to transition, laminar, and deep laminar flows in minichannels and microchannels. *Heat Transfer Engineering*. vol. 25, p. 86-93.

Kandlikar, S.G., Grande, W.J. (2003). Evolution of microchannel flow passages-thermohydraulic performance and fabrication technology *Heat Transfer Engineering*. vol. 24, n°1, p. 3-17.

Kandlikar, S.G., Joshi, S., Tian, S. (2003). Effect of surface roughness on heat transfer and fluid flow characteristics at low Reynolds numbers in small diameter tubes. *Heat Transfer Engineering*. vol. 24, n°3, p. 4-16.

Kattan, N., Thome, J.R., Favrat, D. (1998a). Flow boiling in horizontal tubes : Part 1- Development of Diabatic Two-Phase Flow Pattern Map. *Journal of Heat Transfer*. vol. 120, p. 140-147.

Kattan, N., Thome, J.R., Favrat, D. (1998b). Flow boiling in horizontal tubes : Part 2- New heat transfer data for five refrigerants. *Journal of Heat Transfer*. vol. 120, n°1, p. 148-155.

Kattan, N., Thome, J.R., Favrat, D. (1998c). Flow boiling in horizontal tubes : Part 3- Development of a New Heat Transfer Model Based on Flow Pattern. *Journal of Heat Transfer*. vol. 120, p. 154-165.

Katto, Y., Ohno, H., (1984). An improved version of the generalized correlation for critical heat flux for the forced convection boiling in uniformly heat vertical tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 27, p. 1641-1648.

Kays, W.M., Crawford, M.E. (1980). Convective Heat and Mass Transfer (second ed.), McGraw-Hill, New York, NY.

Kays, W.M., London, A.L. (1984). *Compact Heat Exchangers*. 3ème éd. New York: McGraw-Hill.

Kefer, V., Koehler, W., Kastner, W. (1989). Critical heat flux (CHF) and post-CHF heat transfer in horizontal and inclined evaporator tubes. *International Journal of Multiphase Flow*. p. 385-92.

Kenning, D.B.R., Cooper, M.G. (1989). Saturated Flow Boiling of Water on Vertival Tubes *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 32, n°3, p. 445-458.

Kew, P.A., Cornwell, K. (1994). Confined Bubble Flow and Boiling in Narrow Spaces. In *10th International Heat Transfer Conference*. Brighton, UK.

Kew, P.A., Cornwell, K. (1997). Correlations for prediction of boiling heat transfer in small diameter channels. *Applied Thermal Engineering*. vol. 17, n°8-10, p. 705-715.

Khalfi, M.S. (1998). *Étude de l'influence de l'humidité de l'air sur le coefficient de transfert de chaleur d'une batterie froide en présence ou non de condensation*. Thèse Sciences. Université Henri Poincaré, Nancy 1.

Khartabil, H.F., Christensen, R.N. (1993). An Improved Scheme for determining Heat Transfer Correlation from Heat Exchanger Regression Models with Three Unknowns. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 5, p. 808-819.

Kim, M., Bullard, C.W. (2002a). Air-side thermal hydraulic performance of multi-louvered fin aluminum heat exchangers *International Journal of Refrigeration*. vol. 25, n°3, p. 390-400.

Kim, M., Bullard, C.W. (2002b). Air-side performance of brazed aluminum heat exchangers under dehumidifying conditions. *International Journal of Refrigeration*. vol. 25, n°7, p. 925-934.

Kim, M., Pettersen, J. Bullard, C.W. (2004a). Fundamental process and system design issues in CO_2 vapor compression systems. *Progress in Energy and Combustion Science*. vol. 30, p. 119-174.

Kim, N.H., Sim, Y.S., Min, C.K. (2004b). Convective boiling of R22 in a flat extruded aluminium multi-port tube. In *2nd International Conference on Microchannels and Minichannels*. Rochester, USA.

Klinkenberg, A., Mooy, H.H. (1948). Dimensionless groups in fluid friction, heat, and material transfer. *Chem. Eng. Progres.* vol. 44, n°1, p. 17–36.

Klimenko, V.V. (1990). A Generalized Correlation for Two-Phase Flow Heat Transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 31, p. 541-552.

Knudsen, H.J, Jensen, P.H. (1997). Heat transfer coefficient for boiling carbon dioxide. In *Workshop Proceedings—CO_2 Technology in Refrigeration, Heat Pump and Air Conditioning Systems*. Trondheim, Norvège: IIR.

Kon'Kov, A.S. (1965). Experimental study on the conditions under which heat exchange deteriorates when a steam-water mixture flows in heated tubes. *Teploenergetika*. vol. 13, n°12, p. 77.

Koyama, S., Kuwahara, K., Shinmura, E., Ikeda, S. (2001). Experimental Study on Flow Boiling of Carbon Dioxide in a Horizontal Small Diameter Tube. In *Conference on Thermophysical Properties and Transfer Process of New refrigerants*. Paderborn, Germany: IIR.

Koyama, S., Lee, S.M., Kuwahara, K., Ogawa, H. (2004). Experimental Study on Flow Boiling of Pure CO_2 and CO_2-oil Mixtures Inside Horizontal Smooth and Micro-fin Copper Tubes. In *6th Gustav-Lorentzen Conference on Natural Working Fluids* Glasgow, Ecosse.

Kureta, M., Kobayashi, T., Mishima, K., Nishihara, H. (1998). Pressure drop and heat transfer for flow-boiling of water in small-diameter tubes. *JSME Int. J.* vol. 41, p. 871–879.

Kusuda, T. (1965). Calculation of the temperature of a flat-plate wet surface under adiabatic conditions with respect to the Lewis relation. In: R.E. Ruskin, Editor, *Humidity and Moisture, Vol. I, Principles and Methods of Measuring Humidity in Gases*, Leinhold, NY (1965).

Kutateladze, S.S. (1948). On the transition to film boiling under natural convection. *Kotloturbostroenie*. vol. 10.

Lallemand, M. (2006). Transferts en changement de phase - Ebullition convective. *Techniques de l'ingénieur*. vol. BE8236.

Lazarek, G.M., Black, S.H. (1982). Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 25, n°7, p. 945-960.

Lee, H.J., Lee, S.Y. (2001). Heat transfer correlation for boiling flows in small rectangular horizontal channels with low aspect ratios. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 27, n°12, p. 2043-2062.

Lee, J., Mudawar, I. (2005a). Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part I-pressure drop characteristics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 48, p. 928-940.

Lee, J., Mudawar, I. (2005b). Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II-heat transfer characteristics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 48, n°5, p. 941-955.

Lewis, W.K. (1922). The evaporation of a liquid into a gas. *ASME Transactions*. vol. 44, p. 325-340.

Liao, S., Zhao, T. (2002). Measurements of heat transfer coefficients from supercritical carbon dioxide flowing in horizontal mini/meso channels. *Journal of heat transfer*. vol. 124, p. 413-420.

Lin, S., Kew, P.A., Cornwell, K. (1998). Two-phase flow regimes and heat transfer on small tubes and channels. In *11th IHTC*. Kyongju, Corée du sud.

Lin, S., Kew, P.A., Cornwell, K. (2001). Flow Boiling of Refrigerant R141B in Small Tubes. *Chemical Engineering Research and Design*. vol. 79, n°4, p. 417-424.

Liu, Z., Winterton, R.H.S. (1991). A General Correlation for Saturated and Subcooled Flow Boiling in Tubes and Annuli Based on a Nucleate Pool Boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* vol. 34, p. 2759-2765.

Lockhart, R.C., Martinelli, R.W. (1949). Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two component flow in pipes. *Chem. Eng. Progres.* vol. 45, p. 39-48.

Lombardi, C., and Carsana, C. G. (1992). A dimensionless pressure drop correlation for two-phase mixtures flowing upflow in vertical ducts covering wide parameter range. *International Journal Heat and Technology*. vol. 10, n°1-2, p. 125-141.

Lorentzen, G. (1990). Trans-critical vapour compression cycle device. International Patent Publication WO 90/07683.

Lorentzen, G., Pettersen, J. (1992). New possibilities for non-CFC refrigeration. In *IIR International Symposium on Refrigeration, Energy and Environment, Trondheim*. Norvège : Pettersen, J.

Lorentzen, G., Pettersen, J. (1993). A new, efficient and environmentally benign systems for car air-conditioning. *International Journal of Refrigeration*. vol. 16, n°1, p. 4-12.

McLaughlin, W.J., Webb, R.L. (2000). Wet air side performance of louver fin automotive evaporators. In *SAE World Congress*. Michigan.

McLinden, M., Klein, S.A., Lemmon, E.W., Peskin, A.P. (1998). NIST thermodynamic and transport properties of refrigerants and refrigerant mixtures-REFPROP Version 6.01, National Institute of Standards and Technology, USA.

McAdams, W.H., Woods, W.K., Heroman, L.C. (1942). Vaporization inside horizontal tubes-II-benzene-oil mixtures. *Trans ASME*. vol. 64, p. 193–200.

McQuiston, F.C. (1975). Fin Efficiency with Combined Heat and Mass Transfer. *ASHRAE Transactions*. vol. 81, n°1, p. 350-355.

Michna, G.J., Jacobi, A.M. (2003). Displacement Boundary-layer Effects on Flow Patterns in Louvered-Fin Heat Exchanger. In *International Congress of Refrigeration*. Washington, D.C.

Milaskenko, V.I., Nigmatulin, B.I., Petukhov, V.V., Trubkin, N.I. (1989). Burnout and Distribution of Liquid in Evaporative Channels of Various Lengths. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 15, n°3, p. 393-401.

Mirth, D. R., Ramadhyani S. (1993). Prediction of cooling-coil performance under condensing conditions. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 14, n°4, p. 391-400.

Mishima, K., Hibiki. T. (1996). Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 22, n°4, p. 703-712.

Moffat, R.J. (1988). Describing the uncertainties in experimental results. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 1, p. 3-17.

Mori, H. Yoshida, S., Ohishi, K., Kokimoto, Y. (2000). Dryout quality and post dryout heat transfer coefficient in horizontal evaporator tubes. In *3rd European Thermal Sciences Conference*. Heidelberg, Allemagne.

Müller-Steinhagen, K., Heck, A. (1986). A simple friction pressure drop correlation of two-phase flow pipes. *Cem. Eng. Process.* vol. 20, p. 297-308.

Neksa, P., Pettersen. J. (2001). Heat transfer and pressure drop of evaporating CO_2 in microchannels and system design implications of critical heat flux conditions. In *2001 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*. New York, USA.

Neksa, P., Rekstad, H., Zakeri, G.R., Schiefloe, P.A. (1998). CO_2-heat pump water heater: Characteristics, System design and experimental results. *Int. J. of Refrigeration*. vol. 21, n°3, p. 172-179.

Nishikawa, K., Yoshida, S., Mori, H., Takamatsu, H. (1986). Post-dryout Heat Transfer to Freon in a Vertical Tube at High Subcritical Pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 29 n°8, p. 1245-1251.

Osada, H., Aoki, H., Ohara, T., Kuroyanagi, I. (2001). Research on Corrugated Multi-Louvered Fins under Dehumidification. *Heat Transfer—Asian Research*. vol. 30, p. 383-393.

Ould Didi, M.B., Kattan, N., Thome, J.R. (2002). Prediction of two-phase pressure gradients of refrigerant in horizontal tubes. *Int. J. of Refrigeration*. vol. 25, n°7, p. 935-947.

Owhaib, W. (2007). *Heat Transfer in Micro Channels*. Thèse Sciences. Université KTH.

Owhaib, W., Palm, B. (2004). Experimental investigation of single-phase convective heat transfer in circular microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 28, n°2-3, p. 105-110.

Pamitran, A.S., Choi, K.I. (2003). Effect on boiling heat transfer of horizontal smooth microchannel for R410A and R407C. In *Proceedings of 21st IIR International Congress of Refrigeration* Washington DC, USA.

Perrotin, T. (2004). *Airside investigation of high efficiency heat exchangers used in room air-conditioners*. Thèse Sciences. École des mines.

Perrotin, T., Clodic, D. (2004). Thermal-hydraulic CFD study in louvered fin-and-flat-tube heat exchangers. *International Journal of Refrigeration*. vol. 27, n°4, p. 422-432.

Pettersen, J. (2002). *Flow Vaporization of CO_2 in Microchannels Tubes*. Thèse Sciences. Université de NTNU

Pettersen, J. (2004). Flow vaporization of CO_2 in microchannel tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 28, n°2-3, p. 111-121.

Pettersen, J. (2002a). Flow vaporization of CO_2 in microchannel tubes : part 1-Experimental Method and Two-Phase Flow Pattern. In *5th IIR-Gustav Lorentzen Conference on Natural Working Fluids*. Guangzhou, China.

Pettersen, J. (2002b). Flow vaporization of CO2 in microchannel tubes : part 2-Heat Transfer, Pressure drop, and Correlation. In *5th IIR-Gustav Lorentzen Conference on Natural Working Fluids*. Guangzhou, China.

Pettersen, J., Hafner, A., Skaugen, G., Rekstad, H. (1998). Development of compact heat exchangers for CO_2 air-conditioning systems. *International Journal of Refrigeration*. vol. 21, n°3, p. 180-193.

Pettersen, J., Rieberer, R., Munkejord, S.T. (2000). Heat transfer and pressure drop characteristics of evaporating carbon dioxide in microchannel tubes. In *Proc. of 4th IIR-Gustav Lorenzen Conference on Natural Working Fluids,*. Purdue University, p. 107-14.

Philips, R.J. (1987). *Forced convection, liquid cooled, microchannel heat sinks*. Rapport de Master. Massachussetts Institute Technology.

Qu, W., Mudawar, I. (2003). Flow boiling heat transfer in two-phase microchannel heat sinks-I. Experimental investigation and assessment of correlation methods. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 46, n°15, p. 2755-2771.

Revellin, R. (2005). *Experimental Two-Phase Fluid Flowq in Microchannels*. Thèse Sciences. École Polytechnique Fédéral de Lausanne.

Revellin, R., Dupont, V., Ursenbacher, T., Thome, J.R., Zun, I. (2006). Characterization of diabatic two-phase flows in microchannels: Flow parameter results for R-134a in a 0.5 mm channel. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 32, n°7, p. 755-774.

Ribatski, G., Wojtan, L., Thome, J.R. (2006). An analysis of experimental data and prediction methods for two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer in micro-scale channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 31, n°1, p. 1-19.

Rouhani, Z., Axelsson, E. (1970). Calculation of Volume Void Fraction in the Subcooled and Quality Region. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 13, p. 383-393.

Ruder, Z., Bar-Cohen, A., Griffith, P. (1987). Major Parametric Effects on Isothermality in Horizontal Steam-Generating Tubes at low- and Moderate-Steam Qualities. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 8, n°3, p. 218-227.

Sahnoun, A., Webb, R.L. (1992). Prediction of Heat Transfer and Friction for the Louver Fin Geometry. *Journal of heat transfer*. vol. 114, n°4, p. 893-900.

Sarkar, J., Bhattacharyya, S., Gopal, M.R. (2005). Transcritical CO_2 heat pump systems: exergy analysis including heat transfer and fluid flow effects. *Energy Conversion and Management.* vol. 46, p. 2053-2067.

Sawant, N.N., Kim, M.S., Payne, W.V., Domanski, P.A., Hwang, Y.W. (2003). A study of in-tube evaporation heat transfer of carbon dioxide. In *21st IIR International Congress of Refrigeration*. Washington DC, USA.

Schael, A.E., Kind, M. (2005). Flow pattern and heat transfer characteristics during flow boiling of CO_2 in a horizontal micro fin tube and comparison with smooth tube data. *International Journal of Refrigeration*. vol. 28, n°8, p. 1186-1195.

Schrock, V.E., Grossman, L.M. (1962). Forced convection boiling in tubes. *Nuclear Science Engineering*. vol. 12, p. 474-481.

Shah, M.M. (1982). Chart Correlation for Saturated Boiling Heat Transfer: Equations and Further Study. *ASHRAE Transactions* vol. 88, n°1, p. 185-96.

Shah, M.M., Siddiqui, M.A. (2000). A general correlation for heat transfer during dispersed-flow film boiling in tubes. *Heat Transfer Engineering*. vol. 21, n°4, p. 18-32.

Shah, R.K., Bhatti, M.S. (1987). Laminar Convective Heat Transfer in Ducts. Kakac, S., Shah, R.K., Aung, W. . *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*: John Wiley and Sons, Inc.

Shah, R.K., London, A.L. (1978). *Laminar Flow Forced Convection in Ducts*. New York: Academic Press.

Sheng, C.H., Palm, B. (2000). The visualization of boiling in small diameter tubes. In *International Conference on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale*. Banff, Canada, p. 204–208.

Shinmura, E., Take, K., Koyama, S. (2006). Development of high-performance CO_2 evaporator. In *JSAE Automotive Air-Conditioning Symposium*, p. 217–227.

Span, R., and W. Wagner (1996). A New Equation of State for Carbon Dioxide covering the Fluid Region from the Triple-point Temperature to 110K at Pressure up to 800MPa. *Journal of Physics and Chemical Reference Data*. vol. 25, p. 1509-1596.

Steiner, D., Taborek; J. (1992). Flow Boiling Heat Transfer in Vertical Tubes Correlated by an Asymptotic Model. *Heat Transfer Engineering*. vol. 13, n°2, p. 43-69.

Steiner, D. (1993). Heat Transfer to Boiling Saturated Liquids. In: VDI Atlas.

Steinke, M.E., Kandlikar, S.G. (2003). Flow boiling and pressure drop in parallel flow microchannels. In *1st International Conference on Microchannels and Minichannels.* New York : ASME, p. 567-579.

Steinke, M.E., Kandlikar, S.G. (2005). Single-phase liquid heat transfer in microchannels. In *3rd International Conference on Microchannels and Minichannels*. PART B, art. no. ICMM2005-75114, pp. 667-678

Steinke, M.E., Kandlikar, S.G. (2006). Single-phase liquid friction factors in microchannels. *International Journal of Thermal Sciences*. vol. 45, n°11, p. 1073-1083.

Stephan, K., Abdelsalam, M. (1980). Heat Transfer Correlations for Natural Convection Boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 23, n°1, p. 73-87.

Suga, K. and Aoki, H. (1991). Numerical Study on Heat Transfer and Pressure Drop in Multilouvered Fins. In *ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*.

Sumith, B., Kaminage, F., Matsumura, K. (2003). Saturated flow boiling of water in a vertical small diameter tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 27, p. 789-901.

Sun, Z., Groll, E.A. (2002). CO_2 flow boiling heat transfer in horizontal tubes, Partie 1, 2 et 3. In *5th IIR-Gustav Lorentzen Conference on Natural Working Fluids*. Guangzhou, Chine.

Sunden, B., Svantesson, J. (1992). Correlation of j- and f- factors for multilouvered heat transfer surface. In *3rd UK National Heat Transfer Conference*.

Sutharshan, A., Kawaji, M., Ousaka, A. (1995). Measurement of Circumferential and Axial Liquid Film Velocities in Horizontal Annular Flow. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 21, n°2, p. 193-206.

Tadrist, L. (2007). Review on two-phase flow instabilities in narrow spaces. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 28, p. 54-62.

Tafti, D.K., Wang, G., and Lin, W. (2000). Flow Transition in a Multilouvered Fin Array. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 43, n°6, p. 901-919.

Tafti, D.K., Zhang, X. (2001). Geometry Effects on Flow Transition in Multilouvered Fins - Onset, Propagation, and Characteristic Frequencies. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 44, n°22, p. 4195-4210.

Tafti, D.K., Zhang, X., Guo, D. (2004). Study of Multilouvered Heat Exchangers at Low Reynolds numbers. Rapport. TR-229. Air-Conditioning and Refrigeration Center (ACRC). Urbana, USA.

Taitel, Y., Dukler, A.E. (1976). A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas–liquid flow. *AIChE Journal*. vol. 22, n°1, p. 47–55.

Taitel, Y., Bornea, D., Dukler, A.E. (1980). Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AICHE. J.* vol. 26, p. 345-354.

Tang, A.D., Jacobi, A.M. (2001). Air-side heat transfer with highly interrupted surfaces: An experimental study on condensate retention effects. Rapport n° TR-185. Air-Conditioning and Refrigeration Center (ACRC), Urbana, USA.

Thévenot, R. (1979). A history of refrigeration throughout the world. In *IIR*. Paris.

Thome, J.R, El Hajal, J. (2003). Two-Phase Flow Pattern Map for Evaporation in Horizontal Tubes: Latest Version. *Heat Transfer Engineering*. vol. 24, n°6, p. 3-10.

Thome, J.R, El Hajal, J. (2004). Flow boiling heat transfer to carbon dioxide : general prediction method. *International Journal of Refrigeration*. vol. 27, n°3, p. 294-301.

Thome, J.R., Dupont, V., Jacobi, A.M. (2004). Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: Presentation of the model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 47, n°14-16, p. 3375-3385.

Thome, J.R., Ribatski, G. (2005). State-of-the-art of two-phase flow and flow boiling heat transfer and pressure drop of CO_2 in macro- and micro-channels. *International Journal of Refrigeration*. vol. 28, n°8, p. 1149-1168.

Threlkeld, J.L. (1970). *Thermal Environmental Engineering.* Prentice-Hall, Inc.

Tong, L.S., Tang, Y.S. (1997). *Boiling Heat Transfer and Two-phase Flow*. 3rd ed. Taylor & Francis.

Tran, T. N., Wambsganss, M. W., and France, D. M. (1996). Small circular and rectangular channels boiling with two refrigerants. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 22, p. 485-498.

Tran, T. N., Wambsganss, M. W., and France, D. M. (1999). Two-phase Pressure Drop of Refrigerants During Flow Boiling in Small Channels: An Experimental Investigation and Correlation Development. In *Int. Conference On Compact Heat Exchangers and Enhancement Technology for the Process Industry*. Banff, Canada.

Tran, T. N., Wambsganss, M. W., Chyu, M.-C. , France, D. M. (1997). A Correlation for Flow Boiling in Small Channels. In *International Conference on Compact Heat Exchangers for the Process Industries*. Snowbird, Utah, USA.

Tran, T.N., Wambsganss, M.W., France, D.M. (1995). Boiling heat transfer with three fluids in small circular and rectangular channels. ANL-95/9. Illinois, USA.

Tran, T. N., Chyu, M.-C., Wambsganss, M. W., and France, D. M. (2000). Two-phase pressure drop of refrigerants during flow boiling in small channels: an experimental investigation and correlation development *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 26, p. 1739-1754.

Trauger, P.E., Hughes, G.G. (1993). Construction and Performance Characteristics of the PFE Evaporator. In *SAE International Congress and Exposition*. paper n°930155.

Tribbe, C., Muller-Steinhagen, H.M. (2000). An evaluation of the performance of phenomenological models for predicting pressure gradient during gas-liquid flow in horizontal pipelines. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 26, n°6, p. 1019-1036.

Ueda, T., Inoue, M., Nagatome, S. (1981). Critical heat flux and droplet entrainment rate boiling of falling liquid films. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 24, n°7, p. 1257–1266.

Umekawa, H., Ozawa, M., Mitsunaga, T., Mishima, K., Hibiki, T., and Saito, Y., (1999). Scaling Parameter of CHF under Oscillatory Flow Conditions. *Heat Transfer – Asian Research*. vol. 28, n°6, p. 541-550.

Utsuno, H., Kaminaga, F. (1998). Prediction of Liquid Film Dryout in Two-Phase Annular-Mist Flow in a Uniformly Heated Narrow Tube - Development of Analytical Method under BWR Conditions. *J. Nuclear Science and Tech.* vol. 35, n°9, p. 643-653.

Varone, A.F., Rohsenow, M.W. (1986). Post Dryout Heat Transfer Prediction. *Nuclear Engineering and Design*. vol. 95, p. 315-327.

Voorhees, G. (1905). Improvements relating to systems of fluid compression and to compressors thereof. British Patent 4448.

Wadekar, V.V. (1990). Flow boiling-A simple correlation for Convective Heat Transfer Component. In *9th International Heat Transfer Conference*. Jérusalem, Israël.

Wartick, N.W., Jacobi, A.M. An ewperimental study of Low-Reynolds-numbers flow and heat transfer in an array of louvers at a non-zero angle of attack. ACRC, Université Urbana Champaign (USA), rapport CR-27.

Wallis, G.B. (1969). *One-dimensional Two-phase Flow*. McGraw-Hill. New York McGraw-Hill.

Wambsganss, M. W., France, D. M., Jendrzejczyk, J.A., Tran, T.N. (1993). Boiling heat transfer in a smlall diameter tube. *Journal of Heat Transfer*. vol. 115, p. 963-972.

Webb, R.L. (2003). Commentary on Correlations for Convective Vaporization in Tubes. *Journal of Heat Transfer*. vol. 125, n°1, p. 184-185.

Webb, R.L., Gupte, N.S. (1992). A Critical Review of Correlations for Convective Vaporization in Tubes and Tube Banks. *Heat Transfer Engineering*. vol. 13, n°3, p. 58-81.

Webb, R.L., Trauger, P. (1991). Flow Structure in the Louvered Fin Heat Exchanger Geometry. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 4, n°2, p. 205-217.

Weisman, J., Duncan, D., Gibson, J., Crawford, T. (1979). Effect of Fluid Properties and Pipe Diameter on Two-Phase Flow Pattern in Horizontal Lines. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 5, p. 437-462.

Wilson, E. E. (1915). A Basis for Rational Design of Heat Transfer Apparatus. *Trans ASME*. vol. 37, p. 47-70.

Wojtan, L., Ursenbacher, T., Thome, J.R. (2005a). Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part I-A new diabatic two-phase flow pattern *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 48, n°14, p. 2955-2969.

Wojtan, L., Ursenbacher, T., Thome, J.R. (2005b). Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part II-Development of a new heat transfer model for stratified-wavy, dryout and mist flow regimes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 48, n°14, p. 2970-2985.

Wong, Y.L., Groeneveld, D.C., Cheng, S.C. (1990). CHF prediction for horizontal tubes. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 16, n°1, p. 123–138.

Wu, G., Bong, T.W. (1994). Overall efficiency of a straight fin with combined heat and mass transfer. *ASHRAE Transactions*. vol. 100, p. 367-374.

Yadigaroglu, G., Pastor, E.J. (1974). An Investigation of the Accuracy of the Merkel Equations for Evaporative Cooling Tower Calculations. *ASME Paper*. n° 74-HT-59.

Yan, Y.Y., Lin, T.F. (1998). Evaporation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a small pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 41, p. 4183-4194.

Yang, J. (2003). *Évaluation analytique et numérique de la performance du transfert de chaleur et de masse lors du refroidissement de l'air avec ou sans déshumidification sur une surface augmentée*. Thèse Sciences. Université Henri Poincaré, Nancy 1.

Yang, C., Webb, R. (1996). Condensation of R12 in small hydraulic diameter extruded aluminium tubes with and without micro-fins. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 39, n°4, p. 791-800.

Yen, T.H., Kasagi, N., Suzuki, Y. (2003). Forced convection boiling heat transfer in microtubes at low mass and heat fluxes. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 29, p. 1771–1792.

Yoon, S.H., Cho, E.S., Hwang, Y.W., Kim, M.S., Min, K., Kim, Y. (2004). Characteristics of evaporative heat transfer and pressure drop of carbon dioxide and correlation development. *International Journal of Refrigeration*. vol. 27, n°2, p. 111-119.

Yu, W., France, D.M., Wambsganss, M.W., Hull, J.R. (2002). Two-phase pressure drop, boiling heat transfer, and critical heat flux to water in a small-diameter horizontal tube *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 28, n°6, p. 927-941.

Yun, R., Choi, Y., Kim, Y. (2002). Convective boiling heat transfer of carbon dioxide in horizontal small diameter tubes. In *5th IIR-Gustav Lorentzen Conference on Natural Working Fluids*. Guangzhou, Chine.

Yun, R., Heo, J., Kim, Y., Chung, J.T. (2004a). Convective boiling heat transfer characteristics of R410A in microchannels In *10th International Refrigeration and Air Conditioning Conference*. Purdue, West Lafayette, USA.

Yun, R., Kim, Y. (2004b). Two-phase pressure drop of CO2 in mini tubes and microchannels. *Microscale Thermophysical Engineering*. vol. 8, n°3, p. 555-562.

Yun, R., Kim, Y. (2004c). Flow regimes for horizontal two-phase flow of CO2 in a heated narrow rectangular channel. *International Journal of Multiphase Flow*. vol. 30, n°10, p. 1259-1270.

Yun, R., Kim, Y. (2003b). Critical quality prediction for saturated flow boiling of CO_2 in horizontal small diameter tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 46 p. 2527–2535.

Yun, R., Kim, Y., Kim, M.S. (2005a). Convective boiling heat transfer characteristics of CO_2 in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 48, p. 235-242.

Yun, R., Kim, Y., Kim, M.S. (2005b). Flow boiling heat transfer of carbon dioxide in horizontal mini tubes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. vol. 26, n°5, p. 801-809.

Yun, R., Kim, Y., Kim, M.S., Choi, Y. (2003a). Boiling heat transfer and dryout phenomenon of CO2 in horizontal smooth tube. vol. 46, n°13, p. 2353-2361.

Zhang, M., and Webb, R. L. (2001). Correlation of two-phase friction for refrigerants in small-diameter tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*. vol. 25, p. 131-139.

Zhang, M., Tafti, D.K. (2001). Classification and Effects of Thermal Wakes on Heat Transfer in Multilouvered Fins. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 44, n°13, p. 2461-2473.

Zhang, M., Tafti, D.K. (2003). Flow efficiency in multi-louvered fins. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 46, n°10, p. 1737-1750.

Zhang, W., Hibiki, T., Mishimia, K. (2004). Correlation for flow boiling heat transfer in mini-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. vol. 47, p. 5749-5763.

Zhao, Y., Molki, M., Ohadi, M.M. (2000). Heat transfer and pressure drop of CO_2 flow boiling in microchannels. *American Society of Mechanical Engineers, Heat Transfer Division (Publication) HTD 366*. vol. p. 243-249.

Zhao, Y., Molki, M., Ohadi, M. (2002). Flow boiling of CO_2 in microchannels. *ASHRAE Transactions*. vol. 106, n°1, p. 437- 445.

Zuber, N. (1959). *Hydrodynamic aspects of nucleate boiling.* Thèse Sciences. Université de Californie.

Annexes

Annexe A
Modèles de transfert de chaleur de l'ébullition en macro-canaux

A.1 Modèles de superposition

A.1.1 Modèle de Chen

Chen (1966) a repris l'idée originale de Rohsenow (1952) selon laquelle durant l'ébullition en convection forcée deux phénomènes se superposent : l'ébullition nucléée représentée par le coefficient d'échange de chaleur h_{nb} et l'évaporation convective par h_{cv}. Chen propose alors d'utiliser un facteur de suppression de l'ébullition nucléée S et un facteur d'accroissement de l'évaporation convective, noté F. Ainsi, au fur et à mesure de l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, le mécanisme d'évaporation convective l'emporte sur celui de l'ébullition nucléée. Le facteur S, tient compte le fait qu'en ébullition forcée, en raison de l'épaisseur de la couche limite, la surchauffe effective est plus faible qu'en ébullition en vase. Le facteur S croît avec le titre de vapeur.

Afin d'appuyer son étude, l'auteur a analysé près de 400 points expérimentaux en provenance de différentes sources. Les conditions expérimentales sont résumées dans le tableau A.1.

Tableau A.1 *Conditions expérimentales des études réalisées par Chen*

fluide	géomètrie	direction	p [bar]	u_l entrée [m/s]	x	$\dot{q}$ [kW/m²]
eau	tube	ascendant	0,55-2,76	0,06-1,45	0,15-0,71	88-630
eau	tube	ascendant	2,9-34,8	0,24-4.5	0,03-0,5	235-2400
eau	tube	descendant	1,1-2,1	0,24-0,82	0,02-0,14	44-158
eau	anneau	ascendant	1-2,4	0,06-0,27	0,01-0,59	100-500
methanol	tube	ascendant	1	0,3-0,76	0,01-0,04	22-54
cyclohexane	tube	ascendant	1	0,4-0,85	0,02-0,1	9,5-41
pentane	tube	ascendant	1	0,27-0,67	0,02-0,12	9,5-38
heptane	tube	ascendant	1	0,3-0,73	0,02-0,1	6,2-28
benzène	tube	ascendant	1	0,3-0,73	0,02-0,09	12,5-41

Chen écrit alors le coefficient d'échange de chaleur diphasique de la manière suivante

$$h = h_{nb} + h_{cv} = S\, h_{npb} + F\, h_l \tag{A.1}$$

Le coefficiernt d'échange convectif en phase liquide h_l est calculé par la relation de Dittus et Boelter (1930) :

$$h_l = 0,023\, Re_l^{0,8}\, Pr^{0,4}\, \frac{\lambda_l}{D_h} \tag{A.2}$$

Le coefficient de transfert de l'ébullition nucléée en vase h_{npb}, est exprimé par la relation de Forster-Zuber (1955)

$$h_{npb} = 0,00122\left(\frac{\lambda_l^{0,79} c_{p,l}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} Lv^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) \left(T_p - T_{sat}\right)^{0,24} \Delta p_{sat}{}^{0,75} \tag{A.3}$$

L'écart de pression Δp_{sat} est déterminé à partir de l'équation de la relation de Clausius-Clapeyron :

$$\Delta p_{sat} = \frac{Lv \cdot \Delta T_{sat}}{T_{sat} \cdot \left(\upsilon_v - \upsilon_l\right)} \tag{A.4}$$

Les facteurs S et F, déterminés à partir de données expérimentales, peuvent être calculés par les expressions suivantes :

- pour $\chi_{tt}^{-1} \le 0,1$:

$$F = 1 \tag{A.5}$$

- pour $\chi_{tt}^{-1} > 0,1$:

$$F = 2,35\left(0,213 + 1/\chi_{tt}\right)^{0,736} \tag{A.6}$$

$$S = \left(1 + 2,53 \cdot 10^{-6}\, Re_{tp}^{1,17}\right)^{-1} \tag{A.7}$$

avec χ_{tt} le paramètre de Martinelli donné par :

$$\chi_{tt} = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,1} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \tag{A.8}$$

et Re_{tp} le nombre de Reynolds associé au fluide diphasique, exprimé par :

$$Re_{tp} = Re_l F^{1,25} = \frac{G\left(1-x\right)D}{\mu_l} F^{1,25} \tag{A.9}$$

Par ailleurs, Webb et Gupte (1992) proposent l'expression suivante, déduite des données de Chen, pour F

$$F = 1 + 1,8 \cdot \chi_{tt}^{-0,79} \tag{A.10}$$

La corrélation de Chen a été développée à partir de données expérimentales d'écoulements diphasique verticaux de divers fluides : eau, méthanol, cyclohexane, pentane, heptane et benzène.

Les modèles de superposition sont quelquefois appelés *modèles additifs* (Steiner et Taborek, 1992). Ce type de modèle peut être aussi confondu avec le *modèle asymptotique* (voir plus loin) d'ordre $n = 1$.

Par ailleurs, la corrélation de Chen gagnerait en précision si l'on remplaçait l'expression de h_{nb} par la relation de Cooper (1984) ou celle de Gorenflo (1988).

A.1.2 Corrélation de Bennet-Chen (1980)

Bennet et Chen (1980) ont modifié la corrélation de Chen (1966) par l'introduction d'un facteur du nombre de Prandtl, afin de tenir compte des effets de nombres de Prandtl supérieurs à 1 sur la convection. Le coefficient de transfert convectif h_{cv} de la corrélation de Chen (1966) a été donc modifié comme suit :

$$h_{cv} = h_l \, F \, Pr_l^{0,296} \tag{A.11}$$

et le facteur de suppression S a été aussi modifié comme suit,

$$S = \frac{1 - \exp\left[-F \cdot h_l \cdot X_0 / \lambda_l\right]}{F \cdot h_l \cdot X_0 / \lambda_l} \tag{A.12}$$

avec

$$X_0 = 0,041 \left[\frac{\sigma}{g\left(\rho_l - \rho_v\right)} \right]^{0,5} \tag{A.13}$$

Comme le montre l'expression du coefficient X_0, Bennet et Chen (1980) ont tenu compte de la tension superficielle et de la différence des masse volumique des phases liquide et vapeur dans le facteur de suppression S. Le facteur d'accroissement F tient compte des propriétés thermiques du fluide.

A.1.3 Corrélation de Gungor et Winterton (1986)

Gungor et Winterton (1986) ont développé une corrélation, établie sur la base du modèle de Chen (1966) (§ A.1.1), pour des écoulements diphasiques verticaux, majoritairement ascendants. Le coefficient d'échange diphasique est alors exprimé par :

$$h_{tp} = S \, h_{nb} + F \, h_{cv} \tag{A.14}$$

Ils ont remplacé les expressions initiales des facteurs F et S de la corrélation de Chen par celles-ci :

$$F = 1 + 24000 Bo^{1,16} + 1,37 X_{tt}^{-0,86} \tag{A.15}$$

$$S = (1 + 1,15 \cdot 10^{-6} F^2 \, \mathrm{Re}_l^{1,17})^{-1} \tag{A.16}$$

En outre, ils recommandent de calculer le coefficient de transfert de l'ébullition nucléée en vase h_{npb}, par la relation de Cooper (1984) :

$$h_{nb} = 55\, p_r^{0,12-0,434\ln(Ra_p)} \left(-\log_{10}\left(p_r\right)\right)^{-0,55} \tilde{M}^{-0,5}\, \dot{q}^{0,67} \tag{A.17}$$

la rugosité de paroi Ra_p est exprimée en (μm). La considérer nulle si elle n'est pas connue.

Dans cette corrélation, les facteurs de correction F et S ont été obtenus itérativement à partir de 4300 points de mesure issus de l'ébullition de l'eau, de différent réfrigérants (R-11, R-12, R-22, R-113 et R-114) et de l'éthylène glycol, couvrant au total sept fluides.

Comparé à leur base de données expérimentale, cette corrélation donne une déviation moyenne de ±21,4%, alors que la corrélation de Chen donne 57,7 % et celle de Shah donne 21,9 %.

Une année plus tard, Gungor et Winterton (1987) ont proposé une nouvelle version simplifiée de leur corrélation, basée uniquement sur le coefficient d'échange de l'évaporation convective, tel que :

$$h_{tp} = F_{new}\, h_{cv} \tag{A.18}$$

Le nouveau facteur d'amélioration de l'évaporation convective a pour expression,

$$F_{new} = 1 + 3000 Bo^{0,86} + 1,12\left(\frac{x}{1-x}\right)^{0,75}\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,41} \tag{A.19}$$

La précision de la nouvelle corrélation est la même que l'ancienne. Cependant, Thome (1997) recommande la nouvelle corrélation, *Eq.*(A.18), pour la prédiction des données du R-134a.

Comme démontré expérimentalement par Chen (1966), Kenning et Cooper (1989), Wadekar (1990) et défendu avec insistance par Webb et Gupte (1992), le facteur d'intensification F dépend uniquement de paramètres hydrodynamiques (G, Re_l, …etc.) et totalement indépendant du flux thermique. Or, comme le montre les *Eq.* (A.15) et (A.19), le facteur F est fortement dépendant du nombre d'ébullition, qui est fonction de la densité de flux.

Il est à noter que d'autres auteurs tels que Yoshida et al. (1990), Jung et Radermacher (1991), Takamatsu et al. (1993) ont proposé différentes expressions pour calculer les facteurs de suppression de l'ébullition et d'intensification des échanges convectifs.

A.2 Modèles d'intensification

A.2.1 Modèle de Shah (1982)

Le modèle d'intensification des échanges thermiques a été introduit par Shah (1976) pour la prédiction des coefficients de transfert de chaleur, basée sur l'utilisation d'un abaque construit à partir de l'analyse d'environ 800 données expérimentales provenant de 18 sources indépendantes. Les conditions expérimentales des données analysées figurent dans le Tableau A.2.

Tableau A.2 *Conditions expérimentales des données sur les réfrigérants analysées par Shah*

D_h [mm]	fluide	x	G [kg.m^{-2} s^{-1}]	$\dot{q}$ [kW. m^{-2}]	$Re_l \times 10^{-3}$	Pr
6-25	R11	0 – 1	12,2–529	0,117–6,44	9–11	0,011–0,055
11,7 - 17,9	R12	0,02 – 1	13,6–583	0,15–3,2	2–17	0,0015–0,15
10 -1 8	R22	0,04 – 1	13,6–868	0,15–8,2	24–38	0,012–0,12
11	R113	0,02 – 0,37	515–692	1,2–2,05	6–15	0,026–0,04

Shah a classifié le régime d'ébullition en trois régions en utilisant trois nombres adimensionnels, *Bo*, Fr_l et *Cv*, qui correspondent respectivement au nombre d'ébullition, au nombre de Froude et au nombre de convection. Ces trois régions sont, l'ébullition nucléée pure, le régime de suppression de bulles et le régime de l'ébullition convective. Ce modèle est basé sur un accroissement du coefficient de transfert de la simple phase liquide par l'introduction d'un facteur ψ , appelé facteur d'accroissement,

$$h_{tp} = \psi h_l \tag{A.20}$$

$$\psi = \frac{h}{h_l} = f\left(Co, Bo, Fr_l\right) \tag{A.21}$$

$$Bo = \frac{\dot{q}}{GLv} \tag{A.22}$$

$$Fr_l = \frac{G^2}{\rho_l^2 g D_h} \tag{A.23}$$

$$Cv = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \tag{A.24}$$

Initialement Shah avait proposé une méthode graphique pour le calcul de *Bo* et de *Cv*. Par la suite, Shah (1982) a proposé une solution numérique. Comme dans la méthode de Chen (1966), deux types de contribution sont considérés : l'ébullition nucléée et l'évaporation convective, caractérisée respectivement par les coefficients d'échange de chaleur h_{nb} et h_{cv}. Au lieu d'ajouter les deux contributions, c'est le plus grand des deux termes qui est considéré.

Sa démarche est la suivante :

- Calculer le paramètre adimensionnel *N* :
  - pour les tubes verticaux quel que soit Fr_l et pour les tubes horizontaux tels que $Fr_l > 0,04$:

$$N = Cv \tag{A.25}$$

  - pour les tubes horizontaux tels que $Fr_l < 0,04$:

$$N = 0,38\, Fr_l^{-0,3}\, Cv \tag{A.26}$$

- pour N > 1,0, calculer h_{nb} et h_{cv} d'après les expressions suivantes et choisir la plus grande valeur pour h_{tp} :

$$\begin{aligned} &\text{pour } Bo \geq 0,3\times10^{-3} \ : \quad h_{nb}/h_l = 230\, Bo^{0,5} \\ &\text{pour } Bo > 0,3\times10^{-3} \ : \quad h_{nb}/h_l = 1 + 46\, Bo^{0,5} \end{aligned} \tag{A.27}$$

$$h_{cv}/h_l = 1,8/N^{0,8} \tag{A.28}$$

- pour 0,1 < N ≤ 1,0, h_{cv} est calculé par l'*Eq*. (A.28) et h_{nb} par :

$$h_{nb}/h_l = F\, Bo^{0,5} \exp\left(2,74\, N^{-0,1}\right) \tag{A.29}$$

  la valeur la plus grande étant choisie pour h_{tp}
- enfin, si N ≤ 0,1, h_{cv} est toujours calculé à l'aide de l' *Eq*. (A.28) et h_{nb} par :

$$h_{nb}/h_l = F\, Bo^{0,5} \exp\left(2,47\, N^{-0,15}\right) \tag{A.30}$$

  La valeur la plus grande étant choisie pour h_{tp}.

La constante F est déterminée ainsi :

$$\begin{aligned} &\text{pour } Bo \geq 11\times10^{-4} \ : \quad F = 14,7 \\ &\text{pour } Bo > 11\times10^{-4} \ : \quad F = 15,43 \end{aligned} \tag{A.31}$$

La valeur de h_l est calculée par la corrélation de Dittus-Boelter en considérant l'éc oulement de la fraction liquide seule :

$$h_l = 0,023\left[\frac{GD_h\left(1-x\right)}{\mu_l}\right]^{0,8} \mathrm{Pr}_l^{0,4}\, \frac{\lambda_l}{D_h} \tag{A.32}$$

Il est à souligner que, contrairement aux autres corrélations, celle de Shah ne fait pas intervenir de corrélation pour la détermination du coefficient d'échange en ébullition nucléée h_{nb}. Pour ce faire, elle utilise le nombre d'ébullition *Bo*. Ce nombre adimensionnel comprend une seule propriété physique pour caractériser l'ébullition nucléée, la chaleur latente. Or celle-ci diminue, à mesure que la pression de saturation augmente, alors que réellement h_{nb} augmente.

A.2.2 Étude de Kandlikar (1990)

Kandlikar (1990) a proposé une corrélation prédisant les coefficients d'échange de chaleur en ébullition forcée. Cette étude repose sur l'analyse rigoureuse de 5246 points de mesure provenant de 24 études différentes comprenant 10 fluides (eau, R11, R12, R13, R22, R113, R114, R152a, diazote, néon). Le tableau A.3 rassemble les valeurs extrêmes des conditions

expérimentales de ces différentes sources de données. Kandlikar a également procédé à une analyse des sources d'erreurs les plus fréquemment rencontrées dans ces études :

- erreurs sur le titre calculé avec un bilan d'énergie en présence de longues sections préchauffées avec des pertes de chaleur ;
- absence de mesures simultanées de pression et de température de paroi le long de la section d'essai avec pour résultat des erreurs sur la température locale de saturation ;
- de faibles écarts de température entre la paroi et le fluide;
- erreur des équations utilisées pour évaluer les propriétés physiques du fluide ;
- présence d'huile dans le réfrigérant ;
- erreurs dues à des perturbations de l'écoulement lors de rétrécissements ou d'obstacles.

Tableau A.3 *Conditions expérimentales de études menées par Kandlikar (1990)*

D_h	p_{sat}	G	x	$\dot{q}$	Bo x 10^{-4}
[mm]	[bar]	[kg/m² s]	-	[kW/m²]	
4,6 – 32	0,6 – 64,2	13 – 8179	0,001 – 0,987	0,3 – 2280	0,03 – 46,5

Pour utiliser la corrélation de Kandlikar, il convient tout d'abord de déterminer le régime d'ébullition. L'auteur propose de procéder comme suit :

- $Cv < 0.65$: évaporation convective ;
- $Cv > 0.65$: ébullition nucléée.

La corrélation s'écrit alors de manière générale :

$$\frac{h}{h_l} = C_1 Cv^{C_2} \left(25 Fr_{lo}\right)^{C_5} + C_3 Bo^{C_4} F_{fl} \tag{A.33}$$

$$h_l = 0,023 \left[\frac{G D_h (1-x)}{\mu_l}\right]^{0,8} \mathrm{Pr}_l^{0,4} \frac{\lambda_l}{D_h} \tag{A.34}$$

Le tableau A.4 rassemble les valeurs numériques des constantes C_1, C_2, C_3, C_4 et C_5 en fonction du régime d'ébullition.

Tableau A.4 *Valeurs numériques des constantes de la corrélation de Kandlikar (1990)*

constantes	région d'évaporation convective	région d'ébullition nucléée
C1	1,1360	0,6683
C2	-0,9	-0,2
C3	667,2	1058,0
C4	0,7	0,7
C5 (nulle pour les tubes verticaux ou pour les tubes horizontaux pour lesquels $Fr_{lo} > 0,4$)	0,3	0,3

Le terme F_{fl} dépend du fluide utilisé, ses valeurs sont données par le tableau A.5. Malheureusement, aucune valeur n'est proposée pour le CO_2. Il est à souligner que F_{fl} vaut 1 pour les tubes en acier inoxydable. Dans le terme d'ébullition nucléée Bo^{C_4}, proportionnel à q^{C_4}, l'exposant *C4* est égal à 0,7 dans les deux régimes. Cette valeur est très proche de

l'exposant 0,67 présent dans la corrélation de Cooper (1984) pour l'ébullition en vase. Cela suggère que les conditions de l'écoulement n'influent pas sur les mécanismes physiques de l'ébullition nucléée. En revanche l'exposant de *Cv* passe de -0.9 à -0.2 d'un régime à l'autre, ce qui peut induire un comportement du coefficient de chaleur très variable avec le titre selon la valeur des autres paramètres. Finalement 86% des points analysés par Kandlikar sont prédits à ±30% par cette corrélation.

Tableau A.5 *Valeurs de F_{fl} recommandées par Kandlikar (1990)*

Fluide	F_{fl}
Eau	1
R-11	1,3
R-12	1,5
R-13B1	1,31
R-22	2,20
R-113	1,30
R-114	1,24
R-134a	1,63
R-152a	1,10
R-32/R-132	3,30
R-141b	1,80
R-124	1,00
Kérosène	0,488

F_{fl} = 1 pour les tubes en acier inoxydable pour tous les fluides.

A.3 Modèles asymptotiques

Ce modèle a été proposé par Kutateladze (1961), en posant d'abord n=2, puis sous la forme générale :

$$h_{tp} = \left(h_{nb}^{n} + h_{cv}^{n} \right)^{1/n} \tag{A.35}$$

De cette façon, le coefficient de transfert de chaleur est inférieur à la somme arithmétique des coefficients de transfert en ébullition nucléée et convective. Sa valeur reste néanmoins très proche de la plus grande des deux contributions. Ce modèle assure une transition moins marquée entre les deux régimes d'ébullition lorsque la densité de flux augmente. La figure A.1 montre l'influence de n.

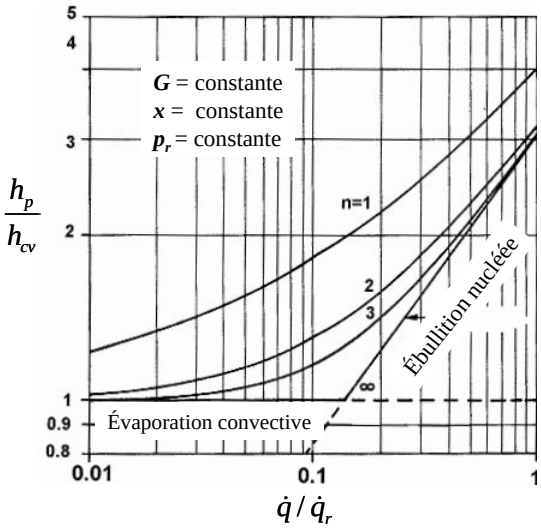


Figure A.1 *Représentation du modèle asymptotique, d'après Steiner et Taborek (1992)*

Lorsque n=1, on retombe sur le modèle de superposition, et quand n→ ∞, c'est la valeur du coefficient de transfert la plus grande de l'un ou l'autre des deux mécanismes qui est choisie. En effet, ce modèle a la particularité d'effacer très rapidement une contribution faible.

A.3.1 Modèle asymptotique d'ordre 2 : Modèle de Liu et Winterton (1991)

Liu et Winterton (1991), ont repris le modèle de Chen (voir § A.1.1) qui leur semble davantage tenir compte des mécanismes physiques que les autres corrélations. Cependant, l'additivité des termes d'ébullition nucléée et d'évaporation convective est remise en cause. Ils ont constaté que la corrélation de Chen surestime le coefficient d'échange de chaleur dans la zone de fort titre et le sous-estime dans la région de faible titre. Par conséquent, les auteurs ont proposé l'emploi d'un modèle asymptotique d'ordre 2, équation (A.36)

Le modèle asymptotique de Liu et Winterton (1991) s'écrit :

$$h_{tp} = \left[\left(F h_{lo} \right)^2 + \left(S h_{npb} \right)^2 \right]^{1/2} \tag{A.36}$$

où h_{npb} coefficient de transfert de l'ébullition en vase défini par la corrélation de Cooper (1984), *Eq*. (A.17). h_{lo} est le coefficient d'échange convectif en considérant l'écoulement entièrement liquide, il est calculé par la corrélation de Dittus-Boelter :

$$h_{lo} = 0,023\, Re_{lo}^{0,8}\, Pr^{0,4}\, \frac{\lambda_l}{D_h} \tag{A.37}$$

Les deux facteurs de correction F et S sont calculés empiriquement à partir de 5193 points de mesures obtenues pour des écoulements diphasique horizontaux et verticaux, comprenant de l'eau, de plusieurs fluides frigorigènes (R12, R22, R11, R113 et R114) et de l'éthylène glycol. Leur base de données expérimentale regroupe la totalité des données de Gungor et Winterton (1986) plus 893 nouvelles données. Les conditions expérimentales des études analysées par Liu et Winterton sont résumées dans le tableau A.6.

Tableau A.6 *Conditions expérimentales de études analysées par Liu et Winterton (1990)*

D_h	p_r	G	x	$\dot{q}$	Re_{lo}	Pr_l
[mm]	[bar]	[kg/m² s]	-	[kW/m²]		
2,9–32	0,1–215	3,9–4580	0–1	0,017–4600	569–87500	0,83–9,1

Les expressions de F et S obtenues sont :

$$F = \left\{1 + x\,\mathrm{Pr}_l\left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1\right)\right\}^{0,35} \tag{A.38}$$

$$S = \left(1 + 0,055F^{0,1}\,\mathrm{Re}_l^{0,16}\right)^{-1} \tag{A.39}$$

A.3.2 Modèle asymptotique d'ordre 3 : Modèle de Steiner et Taborek (1992)

Steiner et Taborek (1992) ont développé une corrélation basée sur l'analyse d'une très large banque de données comprenant plus de 13000 points de mesures, concernant l'ébullition dans les tubes verticaux en provenance de 42 sources différentes. Prés de 85% de ces points (10262 points de mesures) concernent l'eau, le reste se rapportant à des fluides frigorifiques (R-11, R-12, R-22 et R-113), quatre hydrocarbures (benzène, n-pentane, n-pentane cyclohexane), trois alcools (méthanol, éthanol et n-butanol), trois fluides cryogéniques (azote, hydrogène et hélium) et de l'ammoniac. Les conditions de test utilisées pour obtenir ces points expérimentaux sont résumées dans le tableau A.7.

Tableau A.7 *Conditions expérimentales des études menées par Steiner et Taborek (1992)*

D_h	p_{sat}	G	x	$\dot{q}$
[mm]	[bar]	[kg/m² s]	-	[kW/m²]
2,9 – 32	0,1 – 215	3,9 – 4580	0 – 1	0,017 – 4600

La démarche des auteurs s'appuie sur une analyse des phénomènes physiques et des paramètres pouvant influer sur le transfert de chaleur. Ainsi les termes d'ébullition nucléée et convective doivent être basés sur des méthodes qui rendent compte des effets de pression, de flux de chaleur, de vitesse massique et du titre de vapeur et qui se comportent correctement pour les valeurs extrêmes de tous les paramètres pris en compte. Ainsi :

- pour les flux de chaleur inférieurs au flux d'apparition de l'ébullition nucléée ($\dot{q} < \dot{q}_{ONB}$), seule l'évaporation convective se manifeste et le coefficient d'échange de chaleur est indépendant du flux de chaleur sur une large gamme de vitesses massiques et de titres de vapeur;
- Pour des niveaux élevés de flux de chaleur, l'ébullition nucléée devrait prédominer.
- dans le régime d'ébullition nucléée pleinement développé, le coefficient d'échange est indépendant de la vitesse massique et du titre;
- la transition entre les deux régimes peut être abrupte ou plus graduelle : la vitesse massique, les gaz dissous et particulièrement la distribution en taille des sites de nucléation jouent un rôle significatif.

Les auteurs préconisent donc l'emploi d'un modèle asymptotique d'ordre trois qui leur paraît le plus adapté et proposent l'expression suivante

$$h_{tp} = \left[\left(h_{nb} \right)^n + \left(h_{cv} \right)^n \right]^{1/n} = \left[\left(h_{npb,o}\, F_{nb} \right)^3 + \left(h_{lo}\, F_{cv} \right)^3 \right]^{1/3} \tag{A.40}$$

Les différents termes utilisés sont définis de la manière suivante :

- $h_{npb,o}$ est le coefficient d'échange local pour l'ébullition en vase correspondant à un flux de référence noté $\dot{q}_o$ et à une pression réduite égale à 0,1. Les auteurs recommandent l'utilisation de la méthode développée par Gorenflo (1988) et proposent pour le R134a avec $\dot{q}_o = 20\,kW/m^2$, $h_{npb,o} = 3500\,W/m^2K$ .Pour le CO_2 , et pour le même $\dot{q}_o$, l'auteur propose $h_{npb,o} = 4170\,W/m^2K$.
- F_{nb} est un facteur de correction de $h_{npb,o}$ qui compense les différences entre l'ébullition en vase et ébullition forcée.
- h_{lo} est le coefficient de transfert de chaleur convectif local, basé sur le nombre de Reynolds de l'écoulement considéré comme entièrement liquide, Re_{lo}.(contrairement aux autres méthodes qui considèrent la fraction liquide de l'écoulement diphasique). Il est obtenu avec la corrélation de Gnielinski (1976).

$$F_{nb} = f\left(G,x\right)\cdot F_p \cdot \left(\frac{q}{q_o}\right)^{n_f(p_r)} F(D)\cdot F(Ra)\cdot F(\tilde{M}) \tag{A.41}$$

- F_{cv} est le multiplicateur diphasique du coefficient convectif h_{lo}, tenant compte de l'amélioration du coefficient d'échange dans le mélange liquide/vapeur due à l'accroissement de la vitesse de la phase gazeuse.

La corrélation de Gnielinski (1976).donnant h_{lo} est :

$$\frac{h_{lo}\, D_h}{\lambda_l} = \frac{\left(f/2\right)\left(\mathrm{Re}_{lo}-1000\right)\mathrm{Pr}_l}{1+12,7\sqrt{f/2}\left(\mathrm{Pr}_l^{2/3}-1\right)} \tag{A.42}$$

$$4f = \left(0,790\ln\left(\mathrm{Re}_{lo}\right)-1,64\right)^{-2} \tag{A.43}$$

$$\text{pour } 2300 < \mathrm{Re}_{lo} < 5\times10^6$$
$$0,5 < \mathrm{Pr}_l < 2000$$

Le multiplicateur F_{cv} est une fonction du titre massique de vapeur et du rapport des densités liquide/vapeur. Pour les titres de vapeur inférieurs à 0.6 les auteurs proposent l'expression suivante

$$F_{cv} = \left[\left(1-x\right)^{1,5} + 1,9\, x^{0,6} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,35} \right]^{1,1} \tag{A.44}$$

Cependant, dans les cas des très faibles flux de chaleur, lorsque seul le phénomène d'évaporation convective est présent et permet d'atteindre des titres allant jusqu'à un, les auteurs préconisent

$$F_{cv} = \left\{ \left[(1-x)^{1,5} + 1,9 x^{0,6} (1-x)^{0,01} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,35} \right]^{-2,2} + \left[\left(\frac{h_{vo}}{h_{lo}} \right) x^{0,01} \left(1 + 8(1-x)^{0,7} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,67} \right) \right]^{-2} \right\}^{-0,5} \quad \text{(A.45)}$$

Cette expression couvre les fluides pour lesquels le rapport de densité $3,75 < (\rho_l / \rho_v) < 1017$. Aussi, il apparaît immédiatement que F_{cv} tend vers un lorsque que le titre tend vers zéro, ce qui indique que les transferts thermiques se font alors par convection forcée en phase liquide.

Le facteur d'ébullition nucléée F_{nb} inclue l'influence de la pression, du flux de chaleur, du diamètre du tube, de la rugosité et de la masse molaire. La forme proposée est

$$F_{nb} = F_p \cdot \left(\frac{q}{q_o} \right)^{n_f(p_r)} F(D) \cdot F(Ra) \cdot F(\tilde{M}) \quad \text{(A.46)}$$

Les différents termes de l'équation (A.46) sont ainsi évalués :

- Le facteur de correction de la pression F_p, valable pour des pressions réduites inférieures à 0,95, prend en compte l'augmentation du coefficient de l'ébullition nucléée avec l'élévation de la pression :

$$F_p = 2,816\, p_r^{0,45} + \left[3,4 + \frac{1,7}{1 - p_r^7} \right] p_r^{3,7} \quad \text{(A.47)}$$

- Pour les fluides non cryogéniques l'exposant n_f est évalué par :

$$n_f(p_r) = 0,8 - 0,1 \exp(1,75\, p_r) \quad \text{(A.48)}$$

- $F(D_h)$ est un facteur de correction du diamètre. Les auteurs proposent

$$F(D_h) = \left(\frac{D_h}{D_{h,o}} \right)^{-0,4} \quad \text{(A.49)}$$

  avec D_o = 0,01 m ;
- $F(R_a)$ est un facteur de correction de la rugosité. En raison du peu de données disponibles à ce sujet les auteurs recommandent de prendre $F(R_a)$ = 1*;*
- $F(\tilde{M})$ représente l'influence de la masse molaire pour des valeurs comprises entre 10 et *187 g/mol*

$$F(\tilde{M}) = 0,377 + 0,199 \ln(\tilde{M}) + 2,8427 \cdot 10^{-5} \tilde{M}^2 \quad \text{(A.50)}$$

La méthode développée par Steiner et Taborek semble la plus performante que les autres approches, sans doute parce qu'elle s'appuie sur l'observation des différents phénomènes physiques impliqués. La corrélation proposée par les auteurs tente de les intégrer tous de manière cohérente. En particulier les auteurs s'inscrivent en faux contre l'utilisation du

facteur de suppression de l'ébullition nucléée proposée par Chen. Aucune de leur donnée expérimentale ne met en évidence la suppression du régime d'ébullition nucléée. Néanmoins, le modèle de Steiner et Taborek ne peut être utilisé que pour les écoulements de fluides purs verticaux.

Annexe B

Modèles de perte de pression diphasique en macro-canaux

B.1 Modèle de Friedel (1979)

La corrélation de Friedel (1979) a été développée sur la base d'une analyse de 25000 données expérimentales. Friedel calcule le gradient de pression par frottement comme suit :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} \Phi_{lo} \tag{B.1}$$

Le gradient de pression par frottement de l'écoulement considéré totalement liquide est exprimé par :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} = f_{lo} \frac{2\,G^2}{D\,\rho_l} \tag{B.2}$$

Le multiplicateur diphasique est corrélé par cette relation :

$$\Phi_{lo}^2 = A + \frac{3,24\,B_1}{Fr_{TP}^{0,0454} We_{TP}^{0,035}} \tag{B.3}$$

où

$$A = (1-x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)\left(\frac{f_{vo}}{f_{lo}}\right) \tag{B.4}$$

$$B_1 = x^{0,78}(1-x)^{0,224}\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,91}\left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,19}\left(1-\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,7} \tag{B.5}$$

Les nombres de Froude et de Weber de l'écoulement diphasique considéré homogène ont respectivement pour expressions :

$$Fr_{TP} = \frac{G^2}{g\,D\,\rho_{TP}^2} \tag{B.6}$$

$$We_{TP} = \frac{G^2\, D}{\rho_{TP}\, \sigma} \tag{B.7}$$

ρ_{TP} est la masse volumique de l'écoulement homogène, elle s'exprime par :

$$\rho_{TP} = \rho_h = \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1} \tag{B.8}$$

Les facteurs de frottement f_{lo} et f_{vo} correspondent à l'écoulement considéré respectivement entièrement liquide et entièrement vapeur. Ils sont calculés comme suit :

$$f_k = \frac{16}{\mathrm{Re}_k} \qquad \text{pour} \quad \mathrm{Re}_k < 2000 \tag{B.9}$$

$$f_k = 0,079\, \mathrm{Re}_k^{-0,25} \qquad \text{pour} \quad \mathrm{Re}_k < 2000 \tag{B.10}$$

$$\mathrm{Re}_k = \frac{G\, D}{\mu_k} \tag{B.11}$$

k désigne la nature de l'écoulement considéré, entièrement liquide ou entièrement vapeur.

Pour une conduite circulaire, Friedel (1979) recommande les expressions suivantes du facteur de frottement pour un écoulement monophasique.

$$f_k = \frac{16}{\mathrm{Re}_k} \qquad \text{pour} \quad \mathrm{Re}_k < 1055 \tag{B.12}$$

$$f_k = \left[0,86859 \ln \left(\frac{\mathrm{Re}_k}{1,964 \ln\left(\mathrm{Re}_k\right) - 3,8215} \right) \right]^{-2} \quad \textit{pour} \quad \mathrm{Re}_k \geq 1055 \tag{B.13}$$

Friedel a proposé une autre version des corrélations précédentes, en utilisant les nombres de Froude et de Weber calculés pour un écoulement entièrement liquide, donc il s'agit de remplacer les indices « *TP* » par « *l* » dans les *Eq*. (B.6) et (B.7). Les *Eq*. (B.3) et (B.5) sont remplacées par :

$$\Phi_{lo}^2 = A + \frac{3,43 B_2}{Fr_l^{0,047} We_l^{0,0334}} \tag{B.14}$$

$$B_2 = x^{0,685} \left(1-x\right)^{0,24} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,8} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,22} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,89} \tag{B.15}$$

Whalley (1980), cité par Collier et Thome (1994), recommande la corrélation de Friedel si le rapport des viscosités dynamiques liquide et vapeur est inférieur à 1000. Pour le CO_2, ce

rapport est très inférieur à 1000, avec une valeur de 7,2 à 0°C. Les recommandations de Whalley (1980) sont résumées ainsi :

- Pour $\mu_l/\mu_v < 1000$, la corrélation de Friedel est préconisée.
- Pour $\mu_l/\mu_v > 1000$, et $G > 100$ kg/m²s, la corrélation de Chisholm (1973) est recommandée.
- Pour $\mu_l/\mu_v > 1000$, et $G < 100$ kg/m²s, la corrélation de Lockhart-Martinelli (1949) doit être utilisée.

B.2 Corrélation de Grönnerud (1979)

Cette méthode a été spécialement établie pour les réfrigérants, la perte de pression par frottement s'exprime par :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fr} = \Phi_{gd}\left(\frac{dp}{dz}\right)_{l} \tag{B.16}$$

où

$$\Phi_{gd} = 1 + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{Fr}\left[\frac{\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)}{\left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,25}} - 1\right] \tag{B.17}$$

avec

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{Fr} = f_{Fr}\left[x + 4\left(x^{1,8} - x^{10} f_{Fr}^{0,5}\right)\right] \tag{B.18}$$

Si le nombre de Froude Fr_l est supérieur ou égal à 1, alors le facteur de frottement f_{Fr} vaut 1 ; si Fr_l est inférieur à 1, alors :

$$f_{Fr} = Fr_l^{0,3} + 0,0055\left(\ln\left(\frac{1}{Fr_l}\right)\right)^2 \tag{B.19}$$

B.3 Corrélation de Chisholm (1973)

Chisholm (1973) a proposé une méthode empirique obtenue pour un large éventail de conditions opératoires. La perte de pression diphasique est exprimée par :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{f} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo}\Phi_{lo}^2 \tag{B.20}$$

Le multiplicateur diphasique a été corrélé comme suit :

$$\Phi_{lo}^2 = 1 + \left(Y^2 - 1\right)\left[B\, x^{(2-n)/2} \left(1-x\right)^{(2-n)/2} + x^{2-n} \right] \tag{B.21}$$

où n est l'exposant de l'expression du facteur de frottement de Blasius (n=0,25).

Le paramètre Y est obtenu à partir du rapport des gradients de pression monophasiques :

$$Y^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo}} \tag{B.22}$$

$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo}$ est défini par l'*Eq*. (B.2). $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo}$ est calculé comme suit :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo} = f_{vo} \frac{2\,G^2}{D\,\rho_v} \tag{B.23}$$

Si 0 < Y < 9,5, le paramètre B est calculé suivant le flux massique :

$$\begin{aligned} B &= \frac{55}{G^{0,5}} \qquad pour \quad G \geq 1900\, kg/m^2s \\ B &= \frac{2400}{G} \qquad pour \quad 500 \leq G < 1900\, kg/m^2s \\ B &= 4,8 \qquad pour \quad G < 500\, kg/m^2s \end{aligned} \tag{B.24}$$

Si 9,5 < Y < 28, alors :

$$\begin{aligned} B &= \frac{520}{Y\,G^{0,5}} \qquad pour \quad G \leq 600\, kg/m^2s \\ B &= \frac{21}{Y} \qquad pour \quad G > 600\, kg/m^2s \end{aligned} \tag{B.25}$$

Si Y >28, alors

$$B = \frac{15000}{Y^2\,G^{0,5}} \tag{B.26}$$

La corrélation de Chisholm est applicable pour des titres de vapeur 0 ≤ x ≤ 1.

B.4 Corrélation de Müller-Steinhagen et Heck (1986)

Le gradient de pression par frottement diphasique est exprimé par :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = W\left(1-x\right)^{1/3} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo} x^3 \tag{B.27}$$

Où le facteur *W* est donné par :

$$W = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} + 2\left[\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo} - \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo}\right] x \tag{B.28}$$

Les gradients de pression de l'écoulement monophasique sont donnés par les relations (B.2) et (B.23).

B.5 Corrélation de Lombardi et Carsana (1992)

Ils ont développé la corrélation suivante pour la prédiction de la perte de pression diphasique par frottement pour un tube vertical et incliné :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right) = \frac{2G^2}{\rho_{TP}\, D}\left[f_v\, b_v + f_l\, b_l + f_h\, b_h\right] \tag{B.29}$$

où *f* est le facteur de frottement de Fanning et *b* un nombre adimensionnel

Les facteurs de Fanning pour un écoulement entièrement liquide ou vapeur est calculé, pour un régime turbulent avec une rugosité *r*, par l'expression de Colebrook-White modifiée par Selander (1978) :

$$f = \frac{0,25}{\left[1 - 9\log_{10}\left(\frac{10}{\mathrm{Re}} + 0,2\frac{r}{D}\right)\right]^2} \tag{B.30}$$

Pour un écoulement laminaire (Re < 2400) : $f = 16/\mathrm{Re}$.

Le coefficient de frottement diphasique est corrélé en utilisant un groupe adimensionnel *Lo :*

$$Lo = \frac{G^2 D}{\rho_h\, \sigma}\left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,5} \tag{B.31}$$

Un autre groupe adimensionnel, le nombre de *Ce*, représente la hauteur du liquide dans le canal rapportée à la tension superficielle, corrigé par le rapport de viscosité, pour un tube de diamètre > 1 mm :

$$Ce = \rho_l\, g\, \frac{\left(D - 0,001\right)^2}{\sigma}\left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right) \tag{B.32}$$

Pour D ≤ 0,001 m, Ce est égal à zéro. Le facteur de frottement diphasique peut être calculé comme suit

$$f_h = 0,046\, Lo^{-0,25} \quad pour\ Lo \geq 30\, Ce \tag{B.33}$$

$$f_h = 1,38\, Ce\, Lo^{-1,25} \quad pour\ Lo < 30\, Ce \tag{B.34}$$

Finalement, les paramètres adimensionnels *b* sont définis :

$$b_v = x^{600\frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad , \quad b_l = (1-x)^{2\frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad , \quad b_h = 1 - b_v - b_l \tag{B.35}$$

Le domaine de validité de cette fonction est $20 < G < 4000$ kg/m²s; $0{,}0005 < D < 0{,}446$ m
$1 < p < 97$ bar

Annexe C

Calcul des pertes de pression et du transfert thermique en simple phase en mini-canaux

C.1 Pertes de pression en régime laminaire

La perte de pression par frottement, notée Δp_f, pour un fluide newtonien et incompressible s'écoulant dans une conduite de longueur L est donnée par :

$$\Delta p_f = \frac{\dot{m}^2}{2\rho_l} f \frac{L}{D_h} \tag{C.1}$$

En régime laminaire complètement établi, le facteur de Fanning est donné par les corrélations suivantes :

- Pour un tube de section circulaire

$$f = 16/\mathrm{Re} \tag{C.2}$$

- Pour un canal rectangulaire de rapport d'aspect γ (Shah et London, 1978) :

$$f\,\mathrm{Re} = 24\left(1 - 1{,}3553\gamma + 1{,}9467\gamma^2 - 1{,}7012\gamma^3 + 0{,}9564\gamma^4 - 0{,}2537\gamma^5\right) \tag{C.3}$$

En régime laminaire en cours de d'établissement, la perte de pression s'exprime comme suit :

$$\Delta p_f = \frac{\dot{m}^2}{2\rho_l} f_{app} \frac{x}{D_h} \tag{C.4}$$

où f_{app} est le facteur de frottement apparent, il prend en compte la perte de pression par frottement et les effets de l'écoulement en cours de d'établissement. x représente la longueur de l'écoulement à partir de l'entrée du canal. Il existe des tables donnant le produit (f_{app}·Re) en fonction de la longueur adimensionnelle x^+, définie selon l'*Eq.*(C.6), pour un canal circulaire et en fonction à la fois de x^+ et de γ pour un canal rectangulaire. Toutefois, Shah et London (1978) ont proposé une corrélation donnant directement Δp_f pour un canal circulaire :

$$\frac{\Delta p_f}{0,5\,\rho_l\,u_m^2} = 13,74\left(x^+\right)^{0,5} + \frac{1,25 + 64x^+ - 13,74\left(x^+\right)^{0,5}}{1 + 0,00021\left(x^+\right)^{-2}} \tag{C.5}$$

Avec x^+ exprimé par :

$$x^+ = \frac{x / D_h}{\mathrm{Re}} \tag{C.6}$$

C.2 Pertes de pression en régime turbulent

En régime turbulent complètement établi, la corrélation du facteur de frottement de Fanning la plus largement utilisée est celle de Blasius :

$$f = 0,0791\mathrm{Re}^{-0,25} \tag{C.7}$$

Cependant, Phillips (1987), cités par Kandlikar et al. (2004), a proposé une corrélation plus précise qui couvre à la fois la région où l'écoulement turbulent est en cours de détablissement et la région où l'écoulement est complètement établi. Cette corrélation donne le facteur de frottement apparent valable pour un canal circulaire s'exprime comme suit :

$$f_{app} = A\mathrm{Re}^B \tag{C.8}$$

où

$$A = 0,09290 + \frac{1,01612}{x / D_h} \tag{C.9}$$

$$B = -0,2680 - \frac{0,32930}{x / D_h} \tag{C.10}$$

Pour les canaux rectangulaire, *Re* est remplacé par le nombre de Reynolds laminaire-équivalent (Jones, 1976) donné par :

$$\mathrm{Re}^* = \frac{\rho_l\,u_m D_{le}}{\mu} = \frac{\rho_l\,u_m\left[\left(2/3\right) + \left(11/24\right)\left(1/\gamma\right)\left(2 - 1/\gamma\right)\right]D_h}{\mu} \tag{C.11}$$

Où D_{le} est le diamètre laminaire-équivalent dont l'expression est donnée par le terme entre crochets de l'*Eq*. (C.11).

C.3 Transfert de chaleur en régime laminaire

En écoulement laminaire complètement établi, le nombre de Nusselt est fonction seulement du rapport d'aspect (pour les canaux non circulaires) alors qu'en écoulement en cours de d'établissement, il dépend en plus de la longueur thermique adimensionnelle. Le nombre de Nusselt pour un canal circulaire avec une température de paroi imposée vaut 3,656. Pour tenir compte de l'influence de la conduction axiale, Michelsen et Villadsen (1974) ont proposé une expression asymptotique de *Nu* en fonction du nombre de Péclet :

$$Nu_{T_p} = 3,6568\left(1+\frac{1,227}{Pe^2}+\cdots\right) \quad pour\ Pe > 5 \tag{C.12}$$

$$Nu_{T_p} = 4,1807\left(1-0,0439Pe+\cdots\right) \quad pour\ Pe < 5 \tag{C.13}$$

Pour le cas où la densité de flux est imposée, *Nu* = 4,363 pour un canal circulaire.

Pour les écoulements laminaires en cours de d'établissement thermique, Shah et London (1978) ont proposé pour un canal circulaire, la corrélation de *Nu* suivante :

$$Nu_x = 4,363+8,68\left(10^3\, x^*\right)^{-0,506} e^{-41x^*} \tag{C.14}$$

avec x^* la longueur thermique adimensionnelle de la conduite, défini par :

$$x^* = \frac{x/D_h}{\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}} \tag{C.15}$$

Par ailleurs, les effets de rugosité sur le transfert de chaleur en écoulement laminaire ont été étudiés par Kandlikar et al. (2003). Ces derniers ont constaté que le transfert de chaleur au niveau de la région d'entrée était influencé par les effets de rugosité. La figure C.1 montre le nombre de Nusselt local à 52 mm de l'entrée de la longueur de chauffage. L'écoulement était hydrodynamiquement établi avant son entrée dans la section de test. La figure C.1 montre clairement que le nombre de Nusselt local augmente et ce même pour une élévation modérée de la rugosité relative de 0,161 % à 0,355 %.

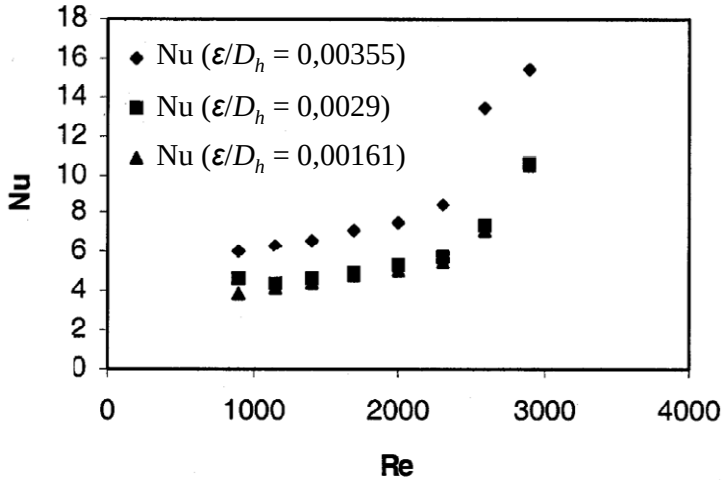


Figure C.1 *Les effets de rugosité sur le nombre de Nusselt local au niveau de la région d'entrée d'un tube de D_h = 0,62 mm, Kandlikar et al. (2003)*

C.4 Transfert de chaleur en régime turbulent

Par ailleurs, les coefficients d'échange de chaleur expérimentaux en régime turbulent sont conformes aux résultats usuels dans les tubes macro-canaux, en particulier la corrélation de Gnielinski :

$$\frac{h D_h}{\lambda} = \frac{(f/2)(\mathrm{Re}-1000)\mathrm{Pr}}{1+12,7\sqrt{f/2}\left(\mathrm{Pr}_l^{2/3}-1\right)} \tag{C.16}$$

$$4f = \left(0,790\ln(\mathrm{Re})-1,64\right)^{-2} \tag{C.17}$$

pour $2300 < \mathrm{Re} < 5\times10^6$

$0,5 < \mathrm{Pr} < 2000$

Annexe D

Modèle de Thome-Dupont-Jacobi

Thome et al. (2004) ont proposé un modèle à micro-échelle comprenant trois zones de transfert thermique et décrit particulièrement l'évaporation des bulles confinées, la configuration d'écoulement dominante aux faibles et moyens titres de vapeur. Ce modèle prédit la variation transitoire du coefficient de transfert thermique local, durant le passage cyclique des configurations d'écoulement (i) à bouchons de liquide, (ii) à évaporation de bulles allongées, et (iii) à poche de vapeur. Un coefficient de transfert local moyenné en fonction du temps durant la période d'un cycle est ainsi obtenu.

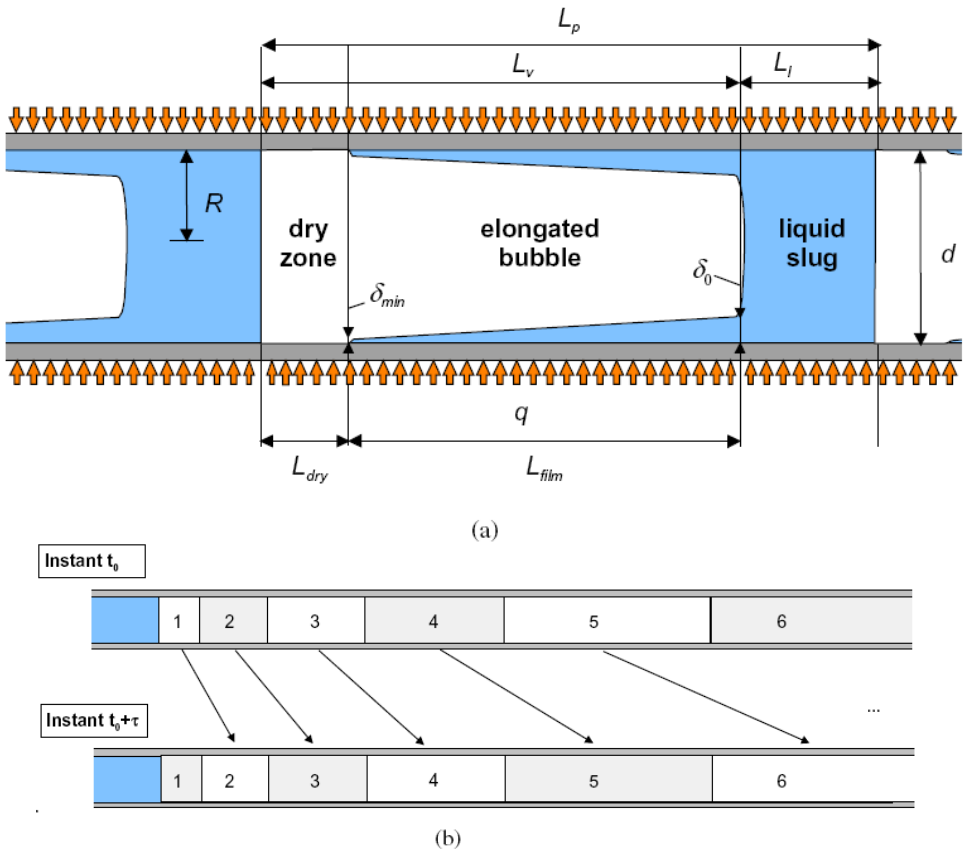


Figure D.1 *Modèle du transfert thermique à trois zones pour l'écoulement à bulles confinées : (a) schéma représentant le trois configurations d'écoulement, à bouchon de liquide, à bulles allongées et à poche de vapeur ; (b) représentation du cycle du passage de ces configurations d'écoulement*

Les hypothèses retenues pour le développement de ce modèle sont les suivantes :

1. La vapeur et le liquide s'écoulent à la même vitesse (écoulement homogène) ;
2. La densité de flux thermique et uniforme et constante dans le temps le long de la paroi interne du tube ;
3. Toute la chaleur apportée au fluide est utilisée pour le vaporiser. Ainsi, la température du liquide et celle de la vapeur sont confondues et égales à la température de saturation ;
4. la pression locale de saturation est utilisée pour déterminer la température de saturation locale ;
5. Le film liquide reste au contact de la paroi de tube. L'influence des forces de cisaillement induites pat la vapeur sur le film liquide est négligée, considérant ainsi que la surface du film liquide n'est pas ondulée ;
6. L'épaisseur du film est très faible devant le rayon du tube : $\delta_0 \leq R$;
7. l'inertie thermique de la paroi est négligée.

D.1 Fréquence de formation des bulles de vapeur

Ce modèle est basé est sur le fait que la nucléation de bulle a lieu à l'endroit où le fluide atteint la température de saturation, c-a-d à $x = 0$. Chaque bulle peut être envisagée comme un « séparateur » qui divise l'écoulement de liquide en plusieurs bouchons de liquide. Le taux de croissance de bulle de vapeur est donné par :

$$r(t) = Ja\sqrt{\frac{12\,a_l\,t}{\pi}} \tag{D.1}$$

avec *Ja* le nombre de Jacobsen (nombre adimensionnel), il est donné par

$$Ja = \frac{\rho_l\, c_{pl}}{\rho_l\, Lv}\Delta T_{sat} \tag{D.2}$$

D'après l'hypothèse 5, la bulle se détache quand son rayon r = d/2 et la période de pair τ est donné par

$$f = 1/\tau = \left[\frac{\rho_l\, c_{pl}\,\Delta T_{sat}}{\rho_v\, Lv\, R}\right]^2 \frac{12\,a_l}{\pi} \tag{D.3}$$

R étant le rayon interne du tube.

La fréquence de pair pour le R-134a utilisant les équations (D.2) et (D.3) à deux niveaux de surchauffe (ΔT_{sat} = 1 et 20 K), pour un diamètre de canal compris entre 0,5 et 2 mm, est comprise entre 20 et 0,05 Hz, selon le diamètre du canal. Thome-Dupont-Jacobi (2004) reconnaissent que dans la réalité, les forces de cisaillement détachent la bulle avant que celle-ci n'atteigne le diamètre du canal et ainsi l'hypothèse 5 réduit la valeur réelle de la paire de fréquence comparé au détachement réel. Ainsi, à cet instant de la description du modèle, *f* est considéré comme un paramètre à identifier, par comparaison des valeurs calculées par le modèle avec les données expérimentales.

D.2 Conditions initiales et équations de base

Puisque la vitesse massique du liquide est constante durant la croissance de la bulle, la longueur initiale de la poche de liquide L_l est déterminée la fréquence de bulle au détachement :

$$L_{l0} = \frac{G}{\rho_l}\tau \tag{D.4}$$

La longueur initiale de la vapeur L_v est donnée la conservation du volume de vapeur, où la bulle varie d'une forme sphérique à une forme cylindrique, ainsi :

$$L_{v0} = \frac{4}{3}R \tag{D.5}$$

La longueur initiale de la paire L_{p0} est la somme de ces deux longueurs.

À l'entrée, le titre de vapeur initial moyen x_0 est calculé à partir du débit massique du liquide et de la vapeur durant une période de temps de τ :

$$x_0 = \frac{m_{v0}}{m_{l0} + m_{v0}} = \frac{1}{1 + \dfrac{3G\tau}{4\rho_v R}} \tag{D.6}$$

Par bilan thermique, la longueur du tube nécessaire à la vaporisation totale du liquide est donnée par :

$$\dot{m}_{total}\left[1 - x_0\right]Lv = \pi R^2 G_{total}\left[1 - x_0\right]Lv = 2\pi \dot{q} R L_{x=1} \tag{D.7}$$

En utilisant l'Eq. (D.6), il vient :

$$L_{x=1} = \frac{R\,Lv}{2\dot{q}}G \tag{D.8}$$

La condition de densité de flux thermique constante donne un profil linéaire du titre de vapeur le long du tube :

$$x(z) = \left(\frac{1 - x_0}{L_{x=1}}\right)z + x_0 \tag{D.9}$$

où z est la distance axiale à partir du point de la nucléation de la bulle à x_0.

Le liquide et la vapeur sont supposés s'écouler à une même vitesse, telle que $U_l = U_v$, où :

$$U_v = \frac{G_{total}}{\rho_v}\left(\frac{x}{\varepsilon}\right) \tag{D.10}$$

$$U_l = \frac{G_{total}}{\rho_l}\left(\frac{1 - x}{1 - \varepsilon}\right) \tag{D.11}$$

où ε est le taux de vide à la section droite.

De l'égalité de ces deux vitesses, l'expression de ε est donnée comme une fonction du titre de vapeur :

$$\varepsilon = \frac{1}{1+\left(\frac{1-x}{x}\right)\frac{\rho_v}{\rho_l}} \tag{D.12}$$

À partir de l'expression de U_v, la vitesse de la paire U_p est déduite :

$$U_p = G_{total}\left[\frac{x}{\rho_v}+\frac{1-x}{\rho_l}\right] \tag{D.13}$$

La distribution des phases en paire ou en triplet est représentée sur la figure D.1a. À chaque endroit, un observateur fixe voit le passage de deux ou trois zones durant la période de temps τ. L'évolution du coefficient de transfert thermique à une position *z* donnée est illustrée sur la figure D.2.

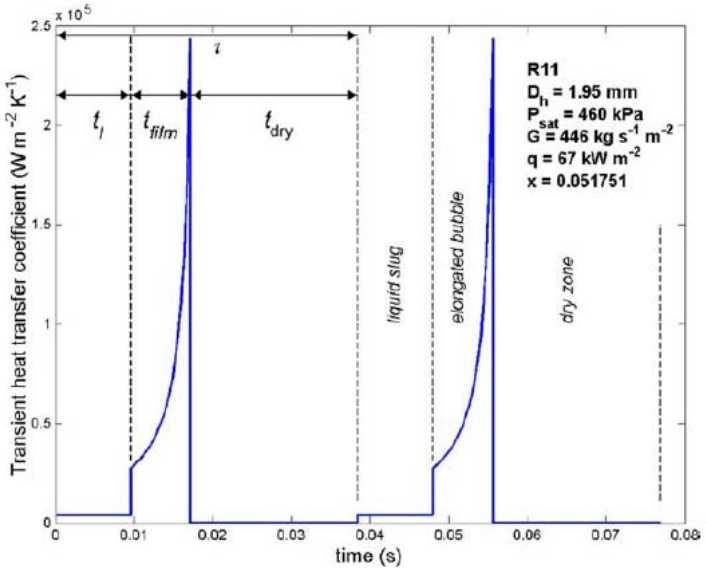


Figure D.2 *Variation cyclique du coefficient de transfert thermique en fonction du temps*

À chaque position et durant une période τ, une paire passe. Il est possible de déduire la longueur équivalente moyenne de la paire à ce point :

$$L_p = U_p\,\tau = \tau\, G_{total}\left[\frac{x}{\rho_v}+\frac{1-x}{\rho_l}\right] \tag{D.14}$$

Cette longueur est la longueur apparente de la paire mesurée par un observateur positionné au point *z*. Afin d'évaluer le temps de séjour de la bulle, noté t_v, à la position *z*, la longueur équivalente de la vapeur est d'abord calculée :

$$L_v = \varepsilon\, L_p = \frac{\tau\, G_{total}}{\rho_v}\, x \tag{D.15}$$

il vient,

$$t_v = \frac{L_v}{U_p} = \frac{\tau}{1+\frac{\rho_v}{\rho_l}\frac{1-x}{x}} \tag{D.16}$$

Ce temps t_v correspond à la présence de la vapeur (assèchement et zones de film) traversant la section de droite à la position *z*. Similairement, pour évaluer le temps de séjour du bouchon de liquide t_l, à la position *z*, la longueur équivalente du bouchon de liquide est d'abord calculée :

$$L_v = (1-\varepsilon) L_p = \frac{\tau G_{total}}{\rho_l}(1-x) \tag{D.17}$$

ainsi,

$$t_l = \frac{L_l}{U_p} = \frac{\tau}{1+\frac{\rho_l}{\rho_v}\frac{x}{1-x}} \tag{D.18}$$

D.3 L'épaisseur du film liquide

L'épaisseur initiale du film liquide, notée δ_0, illustrée sur la figure D.1a, est calculée par :

$$\frac{\delta_0}{D} = C_{\delta_0}\left(3\sqrt{\frac{\nu_l}{U_p D}}\right)^{0,84}\left[\left(0,07\,Bo^{0,41}\right)^{-8}+0,1^{-8}\right]^{-1/8} \tag{D.19}$$

où *Bo* est le nombre d'ébullition modifié par les auteurs, il a pour expression :

$$Bo = \frac{\rho_l d}{\sigma}U_p^2 \tag{D.20}$$

La variation de l'épaisseur du film liquide de sa valeur initiale δ_0 est seulement due à la vaporisation du liquide sur l'effet de la densité de flux. Pour une variation de longueur Δz, toute la chaleur transférée par conduction à travers la paroi du tube sert à vaporiser le liquide, il vient ainsi

$$\dot{Q} = -\frac{dm_l}{dt}\Delta Lv = -\rho_l\, 2\pi\,(R-\delta)\frac{d\delta}{dt}\Delta z\, Lv \tag{D.21}$$

$$\dot{Q} = \dot{q}\,(2\pi\, R\,\Delta z) \tag{D.22}$$

ces deux expressions aboutissent à

$$d\delta = -\frac{\dot{q}}{\rho_l\,\Delta Lv}\frac{R}{(R-\delta)}dt \tag{D.23}$$

Avec l'hypothèse 7, $R - \delta \approx R$. le temps de référence est défini tel que $t = 0$ corresponde à l'instant où le film est créée à la position z. L'évolution de l'épaisseur du film est trouvé par l'intégration de l'Eq. (D.23) avec la condition initiale $\delta(z,0) = \delta_0(z)$, ainsi :

$$\delta(z,t) = \delta_0(z) - \frac{\dot{q}}{\rho_l \, \Delta L v} t \tag{D.24}$$

À partir de cette corrélation, la durée maximale de l'existence du film $t_{dry,film}$ à la position z est exprimée par :

$$t_{dry,\,film}(z) = \frac{\rho_l \, \Delta L v}{\dot{q}} \left[\delta_0(z) - \delta_{\min} \right] \tag{D.25}$$

L'épaisseur finale δ_{end} et le temps de séjour du film t_{film} dépend de l'apparition ou non de l'assèchement locale du film. Si $t_{dry,film} > t_v$, alors le prochain bouchon de liquide arrive avant l'apparition de l'assèchement locale, il vient :

$$\delta_{end}(z) = \delta(z, t_v) \tag{D.26}$$

$$t_{film} = t_v \tag{D.27}$$

Si $t_{dry,film} < t_v$, alors l'assèchement locale a lieu, c'est-à-dire que l'épaisseur du film liquide atteint le minimum possible d'épaisseur :

$$\delta_{end}(z) = \delta_{\min} \tag{D.28}$$

$$t_{film} = t_{dry,\,film} \tag{D.29}$$

Ainsi, la durée de l'assèchement locale est

$$t_{dry} = t_v - t_{film} \tag{D.30}$$

La longueur équivalente de la zone asséchée à la position z est

$$L_{dry} = U_p \, t_{dry} \tag{D.31}$$

D.4 Expression du coefficient de transfert de chaleur

Le coefficient de transfert thermique locale lié à l'évaporation du film liquide h_{film} est donné par

$$h_{film}(z,t) = \frac{\dot{q}}{T_p - T_{sat}} \tag{D.32}$$

Considérant que le film liquide est stable, le coefficient de transfert thermique local est contrôlé par une conduction monodimensionnelle à travers le film, ainsi

$$h_{film}(z) = \frac{1}{t_{film}} \int_0^{t_{film}} \frac{\lambda_l}{\delta(z,t)} dt = \frac{\lambda_l}{\delta_0 - \delta_{end}} \ln\left(\frac{\delta_0}{\delta_{end}}\right) \tag{D.33}$$

Pour un écoulement laminaire en développement, pour lequel Re ≤ 2300, la corrélation de Shah et London (1978) est utilisée par les auteurs pour l'obtention du nombre de Nusselt local :

$$Nu_{lam}(z) = 0,455 \sqrt[3]{\mathrm{Pr}} \sqrt{\frac{d\,\mathrm{Re}}{L(z)}} \tag{D.34}$$

La valeur moyenne à *z* donne

$$Nu_{lam,z} = 2\,Nu_{lam}(z) \tag{D.35}$$

Pour les régimes de transition et turbulent, la corrélation de Gnielinski (1976) est utilisée :

$$Nu_{trans}(z) = \frac{(f/8)[\mathrm{Re}-1000]\mathrm{Pr}}{1+12,7\sqrt{f/8}\left(\mathrm{Pr}^{2/3}-1\right)}\left[1+\frac{1}{3}\left(\frac{d}{L(z)}\right)^{2/3}\right] \tag{D.36}$$

Où le coefficient de frottement f est donné par

$$f = \left(1,82\log_{10}(\mathrm{Re}) - 1,64\right)^{-2} \tag{D.37}$$

La valeur moyenne à z donne

$$Nu_{trans,z} = \frac{(f/8)[\mathrm{Re}-1000]\mathrm{Pr}}{1+12,7\sqrt{f/8}\left(\mathrm{Pr}^{2/3}-1\right)}\left[1+\left(\frac{d}{L(z)}\right)^{2/3}\right] \tag{D.38}$$

Afin d'assurer une expression continue du coefficient de transfert de chaleur moyen en fonction du nombre de Reynolds, les auteurs ont utilisé la méthode asymptotique de Churchill et Usagi (1972) :

$$h = \left[h_{lam}^4 + h_{trans}^4\right]^{1/4} = \frac{\lambda}{d}\left[Nu_{lam}^4 + Nu_{trans}^4\right]^{1/4} \tag{D.39}$$

Ces expressions sont applicables aussi bien pour le liquide dans le bouchon que pour la vapeur dans la zone asséchée pour leurs longueurs équivalentes respectives, L_l et L_{dry}.

Finalement, le coefficient de transfert thermique local et moyenné dans le temps d'une paire (ou triplet) traversant la position z est :

$$h(z) = \frac{t_l}{\tau} h_l(z) + \frac{t_{film}}{\tau} h_{film}(z) + \frac{t_{dry}}{\tau} h_v(z) \tag{D.40}$$

Le modèle à trois zones de Thome et al. (2004), a trois paramètres ajustables, qui sont difficiles à déterminer théoriquement.

- δ_{min} : l'épaisseur minimale du film liquide au niveau de l'assèchement, laquelle est liée la rugosité de paroi qui est inconnue et des propriétés thermophysiques du liquide ;

- C_{δ_0} : le facteur correctif de δ_0, l'épaisseur initiale du liquide donnée par l'Eq. (D.19) ;
- f : la fréquence de paire est une fonction complexe du processus de formation de bulles, qui implique le diamètre du canal, rugosité de surface, processus de nucléation, la dynamique de détachement de bulle, le sous-refroidissement,…etc.

D.5 Identification des paramètres par comparaison avec les données expérimentales

Dupont-thome-Jacobi (2004) ont ajusté les paramètres δ_{min}, C_{δ_0} et f par confrontation des coefficients de transfert de chaleur calculés par le modèle de Thome-Dupont-Jacobi (2004) avec des données expérimentales. Celles-ci proviennent de sept études expérimentales, issues de littérature, couvrant les fluides suivants : R-11, R-12, R-113, R-123, R-134a, R-141b et CO_2.

Dupont et al. (2004) ont remarqué que la fréquence f dépend principalement de la densité de flux thermique. La fréquence f croît avec la densité de flux et est bien corrélée par la forme suivante :

$$f = \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{ref}} \right)^{n_f} \tag{D.41}$$

avec $\dot{q}_{ref}$ une densité de flux de référence, exprimée comme suit :

$$\dot{q}_{ref} = \alpha_q \left(\frac{p_{sat}}{p_{cr}} \right)^{n_q} \tag{D.42}$$

Les valeurs optimales des différents paramètres : α_q, n_q, n_f, C_{δ_0} et δ_{min} correspondant aux différentes études expérimentales ainsi que les valeurs retenues pour le modèle sont données dans le tableau d.1.

Tableau D.1 *identification des paramètres α_q, n_q, n_f, C_{δ_0} et δ_{min} par comparaison entre les valeurs calculées et expérimentales, réalisée par Dupont et al. (2004)*

études	Fluide	D_h	Paramètres spécifiques à chaque étude				
			α_q [kW/m²]	n_q	n_f	C_{δ_0}	δ_{min} [microns]
Lazarek et Black (1982)	R113	3,1	3319	-0,54	1,8	1,176	0,01
Wambsganss et al. (1993)	R113	2,92	3298	-0,47	1,72	0,77	0,47
Tran et al. (1996)	R12	2,46	3321	-0,57	1,71	0,87	0,36
Yan et Lin (1998)	R-134a	2	3551	-0,44	1,27	1,2	1,92
Bao et al. (2000)	R11	1,95	3334	-0,59	1,72	0,59	0,02
Bao et al. (2000)	R123	1,95	3334	-0,55	1,73	0,44	0,08
Baird et al. (2000)	CO_2	1,95	3323	-0,55	1,70	0,34	0,15
Lin et al. (2001)	R141b	1,1	3324	-0,60	1,79	0,86	0,58
Agostini (2002)	R-134a	0,77	3272	-0,05	1,18	1,23	1,82
Agostini (2002)	R-134a	2,01	3452	-0,24	1,70	0,8	3,00
Valeurs moyennes retenues pour le modèle			3328	-0,5	1,74	0,29	0,3

Ce modèle inclut cinq paramètres expérimentaux obtenus par Dupont et al. (2004) en fonction d'une large base de données comprenant plus de 1591 données de test. Ce modèle prédit 70 % des données avec ± 30 %.

Annexe E

Modèles prédictifs de la chute de pression de l'ébullition en mini-canaux

E.1 Modèle de Mishima et Hibiki (1996)

Les auteurs ont modifié le modèle de Lockhart et Martinelli (1949), présenté au § 3.7.3.2. Ils proposent d'utiliser un facteur C unique, exprimé comme suit :

$$C = 21\left(1 - e^{-319D}\right) \tag{E.1}$$

E.2 Modèle de Lee et Mudawar (2005a)

Lee et Mudawar (2005) ont repris également le modèle de Lockhart et Martinelli ; ils proposent de remplacer les facteurs C_{vv} et C_{vt} par ceux-ci :

- pour une phase liquide et vapeur laminaire :

$$C_{vv} = 2{,}16\,\mathrm{Re}_{lo}^{0{,}047}\,We_{lo}^{0{,}6} \tag{E.2}$$

- pour une phase liquide laminaire et une phase vapeur turbulente :

$$C_{vt} = 1{,}45\,\mathrm{Re}_{lo}^{0{,}25}\,We_{lo}^{0{,}23} \tag{E.3}$$

avec We_{lo} le nombre de Weber pour l'écoulement entièrement liquide :

$$We_{lo} = \frac{G^2 D}{\rho_l \sigma} \tag{E.4}$$

E.3 Modèle de Zhang et Webb (2001)

Le gradient de pression par frottement de l'écoulement diphasique est exprimé par :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} \Phi_{lo}^2 \tag{E.5}$$

L'expression du gradient de pression par frottement de l'écoulement considéré entièrement liquide est par l'*Eq*. (B.2). Le multiplicateur diphasique a été corrélé par Zhang et Webb (2001) par la relation suivante :

$$\Phi_{lo}^2 = (1-x)^2 + 2{,}87x^2\left(\frac{p}{p_{cr}}\right)^{-1} + 1{,}68x^{0{,}8}(1-x)^{0{,}25}\left(\frac{p}{p_{cr}}\right)^{-1{,}64} \tag{E.6}$$

E.4 Modèle de Tran *et al*. (2000)

Le gradient de pression par frottement de l'écoulement diphasique est exprimé par :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo}\Phi_{lo}^2 \tag{E.7}$$

L'expression du gradient de pression par frottement de l'écoulement considéré entièrement liquide est par l'*Eq*. (B.2). Le multiplicateur diphasique a été corrélé par Tran *et al.* (2001) par la relation suivante :

$$\Phi_{lo}^2 = 1 + \left(4{,}3Y^2 - 1\right)\left[Co\,x^{0{,}875}(1-x)^{0{,}875} + x^{1{,}75}\right] \tag{E.8}$$

où *Co* est le nombre de confinement, exprimé par :

$$Co = \left(\frac{\sigma}{D^2 g(\rho_l - \rho_l)}\right) \tag{E.9}$$

et le facteur *Y* est exprimé par l'*Eq*. (B.22).

Annexe F

Propriétés thermophysiques de l'air humide

F.1 Propriétés thermophysiques de l'air humide

F.1.1 Pression partielle de vapeur

La pression partielle de la vapeur d'eau en fonction de la température de rosée de l'air T_d comprise entre 0 et 70°C est donnée par (Ashrae, 1981) :

$$p_v = \exp\left[\frac{1{,}8726 + \sqrt{(-1{,}8726)^2 + 4 \times 1{,}1689 \times (-35{,}957 - T_d)}}{2 \times (1{,}1689)}\right] \qquad \text{(F.1)}$$

où T_d en °C
p_v en Pa.

F.1.2 Pression à saturation de la vapeur

La pression à saturation de la vapeur d'eau en fonction de la température de l'air T_{air} est donnée par (Ashrae, 1997) :

- Pour $-100 \leq T_{air} < 0$°C :

$$p_{v,sat} = \exp\left[C_1 / T_{air} + C_2 + C_3\, T_{air} + C_4\, T_{air}^2 + C_5\, T_{air}^3 + C_6\, T_{air}^4 + C_7 \ln\left(T_{air}\right)\right] \qquad \text{(F.2)}$$

Les coefficients de cette corrélation sont donnés dans le Tableau F.1.

Tableau F.1 *Coefficients de l'Eq. (F.2)*

C_1	$-5{,}674\,535\,9 \times 10^{3}$	C_5	$2{,}074\,782\,5 \times 10^{-9}$
C_2	$6{,}392\,524\,7 \times 10^{0}$	C_6	$-9{,}484\,024\,0 \times 10^{-13}$
C_3	$-9{,}677\,843\,0 \times 10^{-3}$	C_7	$4{,}163\,501\,9 \times 10^{0}$
C_4	$6{,}221\,570\,1 \times 10^{-7}$		

- Pour $0 \leq T_{air} \leq 200$°C :

$$p_{v,sat} = \exp\left[C8/T_{air} + C9 + C10\,T_{air} + C11\,T_{air}^2 + C12\,T_{air}^3 + C13\ln(T_{air})\right] \quad \text{(F.3)}$$

Les coefficients de cette corrélation sont donnés dans le Tableau F.2.

Tableau F.2 *Coefficients de l'Eq. (F.2)*

C_8	$-5{,}800\,220\,6 \times 10^{3}$	C_{11}	$-4{,}176\,476\,8 \times 10^{-5}$
C_9	$1{,}391\,499\,3 \times 10^{0}$	C_{12}	$-1{,}445\,209\,3 \times 10^{-8}$
C_{10}	$-4{,}864\,023\,9 \times 10^{-2}$	C_{13}	$6{,}545\,967\,3 \times 10^{0}$

La température T_{air} est donnée en Kelvin et la pression $p_{v,sat}$ en Pascal.

F.1.3 Humidité absolue de l'air

L'humidité absolue, d'une masse donnée d'air humide, représente le rapport de la masse de vapeur d'eau, m_v, sur la masse d'air sec, $m_{air,sec}$:

$$\omega = \frac{m_{eau}}{m_{air,sec}} \quad \text{(F.4)}$$

En remplaçant les masses précédentes par leur produit « fraction molaire (x) et masse molaire (M) » respectifs, nous aboutissons à :

$$\omega = \frac{M_v}{M_{air,\mathrm{sec}}}\frac{x_v}{x_{air,\mathrm{sec}}} = 0{,}62198\frac{x_v}{x_{air,\mathrm{sec}}} \quad \text{(F.5)}$$

La fraction molaire de la vapeur d'eau ou de l'air sec est le rapport de la pression partielle du gaz considéré sur la pression totale :

$$\omega = 0{,}62198\frac{p_v}{p_{air,\mathrm{sec}}} = 0{,}62198\frac{p_v}{p - p_v} \quad \text{(F.6)}$$

ω en $kg_{eau}/kg_{air,sec}$

F.1.4 Humidité absolue à saturation

L'humidité absolue à saturation est donnée par :

$$\omega_{sat} = 0{,}62198\frac{p_{v,sat}}{p - p_{v,sat}} \quad \text{(F.7)}$$

ω_{sat} en $kg_{eau}/kg_{air,sec}$

F.1.5 Degré de saturation

Le degré de saturation de l'air humide est le rapport de son humidité absolue sur son humidité absolue à saturation :

$$d_s = \frac{\omega}{\omega_{sat}} = \frac{p_v}{p_{sat}} \quad \text{(F.8)}$$

F.1.6 Humidité relative de l'air

L'humidité relative de l'air humide, *HR*, est le rapport de la fraction molaire de la vapeur d'eau, x_v, sur la fraction molaire de la vapeur d'eau à saturation, x_{vs} :

$$HR = \frac{x_v}{x_{v,s}} = \frac{0,62198 + \omega}{0,62198 + \omega_{sat}} \tag{F.9}$$

F.1.7 Masse volumique de l'air humide

La masse volumique de l'air humide est le rapport de sa masse totale sur son volume total. De cette définition, nous aboutissons à :

$$\rho_{air,hum} = \frac{(1+\omega)\, p}{461,5(\omega + 0,622) T_{air}} \tag{F.10}$$

où p la pression totale de l'air humide
T_{air} en Kelvin

F.1.8 Chaleur spécifique de l'air humide

La chaleur massique de l'air est donnée, pour une température comprise e180 à 450 K et pour une pression de 1 bar, par le CETIAT (1982) :

$$Cp_{air,sec} = 1,1688 - 1,456\,10^{-3} T_{air} + 4,178\,10^{-6} T_{air}^2 - 3,798\,10^{-9} T_{air}^3 \tag{F.11}$$

$Cp_{air,sec}$ en kJ/kgK
T_{air} en Kelvin

La chaleur massique de la vapeur d'eau est donnée pour une température comprise entre 0 à 40°C par le CETIAT (1982) :

Enfin, la chaleur spécifique de l'air humide est donnée par :

$$Cp_{air,hum} = Cp_{air,sec} + \omega\, Cp_v \tag{F.12}$$

$Cp_{air,humc}$ en kJ/kgK

F.1.9 Viscosité dynamique de l'air humide

Elle est donnée pour une température comprise entre 180 à 600 K par le CETIAT (1982) :

$$\mu = 1,2006\,10^{-6} + 6,6048\,10^{-8}\, T - 2,857\,10^{-11} T^2 \tag{F.13}$$

T en Kelvin

F.1.10 Conductivité thermique de l'air

Elle est donnée pour une température comprise entre 180 à 600 K par le CETIAT (1982) :

$$\lambda = 1,308\,10^{-4} + 9,814\,10^{-5} T - 3,381\,10^{-8} T^2 \tag{F.14}$$

λ en W/mK

F.1.11 Enthalpie spécifique de l'air humide

$$i_{air,hum} = Cp_{air,hum}T + \omega\left(2501 + Cp_v T\right) \quad \text{(F.15)}$$

$i_{air,hum}$ en kJ/kg$_{air,sec}$

F.1.12 Débit massique de l'air sec

$$\dot{m}_{air,sec} = \frac{\dot{m}_{air,hum}}{\left(1+\omega\right)} \quad \text{(F.16)}$$

$\dot{m}_{air,sec}$ et $\dot{m}_{air,hum}$ en kg/s