

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Mohamed BOUDIAF d'Oran
Faculté de Génie Mécanique
Département de Génie Maritime

Mémoire en vue de l'obtention
du Diplôme de Magister en Génie Maritime
Option : **Thermodynamique des Fluides Appliqués et Propulsion**
Présenté par : **M^{elle} MECIEB Fatima-Zohra**

Thème

**Simulation Numérique de l'Ecoulement
Diphasique des Réfrigérants Naturels
dans les Conduites**

Soutenu le,

Devant le Jury :

AZZI Abbès	Président	Professeur	USTO-MB
OUADHA Ahmed	Encadreur	Maître de Conférences	USTO-MB
BELKADI Mustapha	Examineur	Maître de Conférences	USTO-MB
SABEUR Amina	Examineur	Maître de Conférences	USTO-MB

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Mohamed BOUDIAF d'Oran
Faculté de Génie Mécanique
Département de Génie Maritime

Mémoire en vue de l'obtention
du Diplôme de Magister en Génie Maritime
Option : **Thermodynamique des Fluides Appliqués et Propulsion**
Présenté par : **M^{elle} MECIEB Fatima-Zohra**

Thème

**Simulation Numérique de l'Ecoulement
Diphasique des Réfrigérants Naturels
dans les Conduites**

Soutenu le,

Devant le Jury :

AZZI Abbès	Président	Professeur	USTO-MB
OUADHA Ahmed	Encadreur	Maître de Conférences	USTO-MB
BELKADI Mustapha	Examineur	Maître de Conférences	USTO-MB
SABEUR Amina	Examineur	Maître de Conférences	USTO-MB

Dédicaces

*À mon père et ma mère,
À mon frère et mes sœurs,
À toute ma famille,
À tous mes amis.*

Remerciements

J'exprime mes sincères remerciements à mon respectueux encadreur Monsieur A. Ouadha, merci à vous, pour votre présence continuelle durant toute la période du travail, pour la confiance que vous m'avez accordée, pour vos conseils judicieux, votre patience et vos encouragements.

J'adresse mes remerciements, également, à tous les membres du jury, Prof. Azzi A., Dr. Belkadi M. et Dr. Sabeur A. de m'avoir fait l'honneur de passer mon travail en revue et d'avoir pris le temps de lire ce mémoire, ainsi qu'à tous les enseignants du département de Génie Maritime.

Tous mes remerciements à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire.

Résumé

Des configurations d'écoulement de l'ébullition dans un tube circulaire avec un diamètre intérieur de 1.1 mm ont été examinées dans cette étude. La simulation a été menée en écoulement ascendant vertical en utilisant le R134a, l'isobutane et le propane à l'aide du code CFD *Fluent*.

Avant de présenter les résultats de l'écoulement diphasique, il a été jugé utile de s'attarder sur une analyse de l'écoulement monophasique des réfrigérants considérés en associant la notion de la génération de l'entropie à l'analyse classique de l'écoulement à travers le calcul du taux de génération de l'entropie et le nombre de Bejan.

Le calcul diphasique a été réalisé pour une pression égale à 8 bars, un flux de chaleur variant de 16 à 75 kW/m² et une vitesse massique allant de 200 à 400 kg/m²s. Les configurations d'écoulement observées comprennent : l'écoulement à bulles dispersé, à bulles, à bulles confinées, à bouchons, à forte coalescence, et annulaire. Il a été constaté que l'ébullition nucléée est dominante lorsque la fraction volumique de vapeur est inférieure à environ 0.03. Au delà de cette valeur, le coefficient de transfert de chaleur est indépendant du flux de chaleur et il diminue avec le titre en vapeur montrant une domination de l'ébullition par convection. De plus le coefficient du transfert de chaleur pour le propane est meilleur que celui pour le R134a et l'isobutane.

Sommaire

Nomenclature	iv
Liste des Figures	vii
Liste des Tableaux	ix

Chapitre 1 Introduction

1.1 Revue Bibliographique	03
1.2 Objectifs du Mémoire	10

Chapitre 2 Les Ecoulements Diphasiques

2.1 Configurations d'Ecoulement	13
2.1.1 Configurations d'écoulement horizontal	13
2.1.2 Configuration d'écoulement vertical	16
2.2 Ébullition à l'Intérieur d'un Tube Chauffant	18
2.2.1 Convection naturelle monophasique	19
2.2.2 Apparition de l'ébullition nucléée	19
2.2.3 Ébullition nucléée entièrement développée	19
2.2.4 Crise d'ébullition	20
2.3 Cartes d'Ecoulements Diphasiques	20
2.4 Principaux Paramètres d'un Ecoulement Diphasique	28
2.4.1 Titre en vapeur	28
2.4.2 Taux de vide (Fraction de vide)	28
2.4.3 Vitesses	29
2.4.3.1 Vitesse massique	29
2.4.3.2 Vitesse moyenne	29

2.4.3.3 Glissement	30
2.4.3.4 Vitesse apparente	30

Chapitre 3 Formulations Mathématiques

3.1 Description du Problème	32
3.2 Equations de Base	32
3.2.1 Equations de conservation moyennées	33
3.2.2 Modélisation de la turbulence	35
3.2.3 Approches de calcul numérique des écoulements multiphasiques	38
3.2.3.1 Approche Euler-Lagrange	38
3.2.3.2 Approche Euler-Euler	39
3.2.3.2.1 Le modèle de mélange	39
3.2.3.2.2 Le modèle Eulérien	39
3.2.3.2.3 Le modèle VOF	40
3.3 Résolution Numérique	41

Chapitre 4 Simulation Numérique de l'Ecoulement

Monophasique des Réfrigérants Naturels

4.1 Profils des Vitesses	45
4.2 Profils de la Température	45
4.3 Génération de l'Entropie	48

Chapitre 5 Simulation Numérique de l'Ecoulement

Diphasique des Réfrigérants Naturels

5.1 Configuration de l'Ecoulement	58
5.2 Évolution de l'ébullition	61
5.3 Effet du flux de chaleur.....	61
5.3.1 Structure de l'écoulement.....	61
5.3.2 Fraction volumique.....	64
5.3.3 Coefficient d'échange de chaleur.....	65

5.3.4 Taux de génération d'entropie.....	68
5.4 Effet du flux massique.....	69
5.4.1 Structure de l'écoulement.....	69
5.4.2 Coefficient d'échange de chaleur.....	71
Conclusions et Perspectives	74
Références Bibliographiques	76

Nomenclature

x, y, z	Système de coordonnées
A	Surface, m^2
Be	Nombre de Bejan
D	Diamètre, mm
E	Energie, J
E_ε, S_h	Termes de sources
h	Enthalpie, J/kg
g	Accélération de la pesanteur, m/s^2
G	Flux massique, $kg/m^2.s$
k	Energie cinétique turbulente, m^2/s^2
L	Longueur du tube, m
L_v	Chaleur latente, J/kg
Fr	Nombre de Froude
$\dot{M}$	Débit massique, kg/s
$\dot{m}_{pq}$	Masse échangée entre les phases p et q
P	Pression, Pa
Pr	Nombre de Prandtl
Q	Flux de chaleur, W/m^2
$\dot{Q}$	Débit volumique, m^3/s
r	Rayon, m
s	Entropie, J/kg.K
$\dot{S}_{gen}$	Taux de génération d'entropie
T	Température, K
v	Composantes de vitesse, m/s
X	Paramètre de Martineli
x	Titre en vapeur

Symboles Grecs

τ_{ij}	Tensions de Reynolds
λ	Conductivité thermique, W/m.K
$\bar{\bar{\tau}}$	Tenseur de Reynolds
γ	Glissement
$\bar{R}$	la force de glissement interfacial
μ	Viscosité dynamique, kg/m.s
ε	Dissipation, m ² /s ²
σ	Tension superficielle, N/m
α	fraction volumétrique
ρ	Densité, kg/m ³

Indices

<i>sat</i>	Saturation
<i>p</i>	Paroi
<i>L</i>	Liquide
<i>G</i>	Gaz
<i>t</i>	Turbulente
<i>q</i>	phase <i>q</i>
<i>gén</i>	Génération
<i>e</i>	sortie
<i>f</i>	Friction
<i>r</i>	Composante radiale
<i>therm</i>	thermique
<i>visq</i>	visqueux

Abréviations

<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamic
<i>HFC</i>	Fluides Hydrofluorocarbures
<i>VOF</i>	Volum Of Fluid

Liste des Figures

Figure 1.1	Composants d'un système de réfrigération de base	01
Figure 2.1	Configurations d'écoulement horizontal.	14
Figure 2.2	Evolution de l'écoulement le long d'un évaporateur horizontal.	15
Figure 2.3	Configurations d'écoulement vertical.	16
Figure 2.4	Evolution de l'écoulement le long d'un évaporateur vertical.	17
Figure 2.5	Evolution de l'écoulement dans un évaporateur vertical.	17
Figure 2.6	Carte d'écoulement de Baker pour écoulement horizontal avec $\rho_{\text{eau}}=1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_{\text{air}}=1.23 \text{ kg/m}^3$, $\mu_{\text{eau}}=10\text{e}^{-3} \text{ Ns/m}^2$ et $\sigma_{\text{eau}}=0.072 \text{ N/m}$.	20
Figure 2.7	Carte d'écoulement de Suo et Griffith.	21
Figure 2.8	Carte d'écoulement de Taited et Dukler pour écoulement horizontal.	22
Figure 2.9	Carte d'écoulement de Steiner (1993).	23
Figure 2.10	Carte d'écoulement de Hewitt et Roberts (1969)	24
Figure 2.11	Carte d'écoulement de MacQuillan et Whalley (1985).	24
Figure 2.12	Carte d'écoulement de Kattan et al.pour le R134a, D=10mm, $T_{\text{sat}}=30^\circ\text{C}$, $q=10\text{kW/m}^2$.(S=stratified flow, SW=stratified wavy flow, I=intermittent flow, A=annular flow, M=mist flow).	25
Figure 2.13	Carte d'écoulement de Hajal et al. (2002).	26
Figure 2.14	Carte d'écoulement de Wojtan (2004).	27
Figure 2.15	Section du taux de vide.	28
Figure 3.1	Géométrie du tube étudié.	32
Figure 3.2	Maillage de la géométrie du tube	40
Figure 4.1	Profils radiaux de vitesse : a. R134a, b. R600a, c. R290.	46

Figure 4.2	Profils radiaux de température : a. R134a, b. R600a, c. R290.	47
Figure 4.3	Profils radiaux de taux de génération d'entropie: a. R134a, b. R600a, c. R290.	49
Figure 4.4	Profils radiaux du nombre de Bejan: a. R134a, b. R600a, c. R290.	51
Figure 4.5	Profils axiaux de température: a. R134a, b. R600a, c. R290.	52
Figure 4.6	Profils axiaux du taux de génération d'entropie: a. R134a, b. R600a, c. R290.	53
Figure 4.7	Contours du nombre de Bejan : a. R134a, b. R600a, c. R290.	55
Figure 5.1	Configurations d'écoulement pour le R134a obtenus à l'aide du code Fluent.	59
Figure 5.2	Configurations d'écoulement pour le R134a obtenus expérimentalement par Shiferaw <i>et al.</i> (2009).	59
Figure 5.3	Evolution de la fraction de vide durant le processus de l'ébullition du R134a pour $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ et $Q=71 \text{ kW/m}^2$	61
Figure 5.4.a	Configuration de l'écoulement du R134a à $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$	62
Figure 5.4.b	Configuration de l'écoulement de l'isobutane à $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$	62
Figure 5.4.c	Configuration de l'écoulement du propane à $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$	63
Figure 5.5	Evolution de la fraction volumique de vapeur en fonction du temps : a. R134a ; b. Isobutane ; c. Propane	65
Figure 5.6	Coefficient d'échange de chaleur en fonction de la fraction volumique pour différents flux de chaleur à $G = 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$: a. R134a, b. Isobutane, c. Propane	66
Figure 5.7.	Comparaison entre les coefficients d'échange de chaleur du R134a, de l'isobutane et du propane	67
Figure 5.8.	Evolution du taux de génération d'entropie en fonction du temps : a. R134a ; b. Isobutane ; c. Propane	69
Figure 5.9. a	Configuration de l'écoulement du R134a à $Q=16 \text{ kW/m}^2$	70
Figure 5.9. b	Configuration de l'écoulement de l'isobutane à $Q=16 \text{ kW/m}^2$	70

Figure 5.9. c	Configuration de l'écoulement du propane à $Q=16 \text{ kW/m}^2$	71
Figure 5.10.	Coefficient d'échange de chaleur en fonction de la fraction volumique pour différents flux massique : a. R134a ; b. Isobutane ; c. Propane	73

Liste des Tableaux

Tableau 4.1	Propriétés thermo physiques des fluides à la température de saturation.	45
Tableau 4.2	Taux de génération d'entropie intégré sur la section transversale du tube pour différentes positions axiales.	54

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Revue Bibliographique	02
1.2 Objectifs du Mémoire	10

Le transfert de chaleur d'un milieu froid vers un milieu chaud, sens antinaturel, ne peut être exécuté sans l'apport d'énergie à travers des machines spéciales appelées machines frigorifiques. Ces machines sont des dispositifs cycliques. Le cycle de réfrigération le plus fréquemment utilisé est le cycle de réfrigération à compression de vapeur. Un système de réfrigération à compression de vapeur de base se compose d'un condenseur, un évaporateur, un compresseur, et un dispositif de détente, en plus des auxiliaires et des composants de raccordement (Figure 1.1). Ces technologies font intervenir un fluide frigorigène dont la vaporisation cause la production de froid.

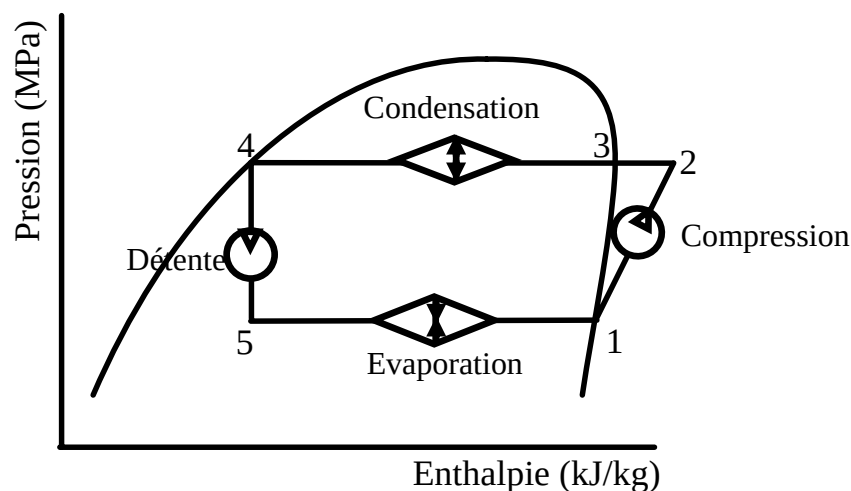


Figure 1.1. Composants d'un système de réfrigération de base

Les échangeurs de chaleur en général, les condenseurs et les évaporateurs en particulier sont des équipements essentiels voire mêmes indispensables dans toute installation frigorifique. Dans de telles installations, le fluide caloporteur subit des changements de phases pratiquement sans cesse entre évaporation et condensation.

La particularité de ces équipements c'est qu'ils sont le point tournant du fluide caloporteur. Ce dernier change d'état à l'intérieur de ces équipements, de la phase gazeuse à l'état liquide en passant par un état diphasique et vis-vers-ça. Les paramètres physiques et thermodynamiques des fluides caloporteurs dans les états liquides et gazeux sont connus par contre à l'état diphasique beaucoup d'informations restent à déterminer. Cette région est caractérisée par le non-équilibre thermodynamique entre les phases liquide et vapeur, ce qui augmente la complexité du processus et rend l'analyse du processus plus attrayante.

Depuis longtemps, la prédiction du transfert de chaleur des écoulements diphasiques est obtenue par des méthodes empiriques dont le développement exige une bonne connaissance des mécanismes de transfert de chaleur et une base de données expérimentale large et précise. Mais avec le développement rapide de l'informatique et de la dynamique des fluides numérique (CFD, pour *Computational Fluid Dynamics*), la description et l'analyse théoriques multidimensionnelles de l'écoulement diphasique a été largement améliorée.

Les soucis environnementaux récents ont favorisé l'utilisation des réfrigérants naturels, à savoir, les hydrocarbures, l'ammoniac, le dioxyde de carbone, l'air et la vapeur d'eau, dans des systèmes de différentes capacités. Un nombre croissant de chercheurs ont plaidé en faveur de l'utilisation de ces réfrigérants dans les systèmes de réfrigération et de climatisation (Stera, 1994 ; Domanski, 1998 ; Purkayastha et Bansal, 1998 ; Devotta *et al.*, 2001 ; Granryd, 2001 ; Lee et Su, 2002 ; Fernando *et al.*, 2004 ; Ouadha *et al.*, 2005 ; Palm, 2008 ; Ouadha *et al.*, 2008).

1.1 Revue Bibliographique

Lors de son passage dans un évaporateur, le réfrigérant reçoit de la chaleur du milieu à refroidir. Cette chaleur provoque un changement de phase liquide-vapeur du

réfrigérant. La littérature englobe de nombreux travaux théoriques, numériques ou expérimentaux réalisé dans le but de caractériser cet écoulement diphasique des réfrigérants. La section suivante est dédiée à étaler les récents travaux réalisés dans ce domaine.

Des mesures expérimentales de la perte de pression pendant le changement de phase de trois réfrigérants, R134a, R12, et R113, dans de mini-canaux ont été réalisées par Tran *et al.* (2000). Les mesures ont été effectuées pour des pressions allant de 138 à 856 kPa pour deux tubes de section circulaire de diamètres intérieurs de 2.46 et 2.92 mm et un tube de section rectangulaire de dimensions 4.06x1.7 mm. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux des tubes classiques dans des conditions semblables. De plus, la perte de pression pour le R134a a été comparée à celle du R12 dans des conditions de vitesse massique et de flux de chaleur semblables. Ils ont conclu que dans les deux cas, les tendances étaient en accord raisonnable avec celles observées dans les comparaisons avec les données de tubes de diamètres supérieurs. Les données ont été employées pour développer une nouvelle corrélation de la perte de pression de l'écoulement diphasique dans des min-canaux. La corrélation a été confrontée aux données expérimentales pour les trois réfrigérants. L'erreur n'excédait pas $\pm 20\%$. Une étude des caractéristiques de transfert de chaleur de l'ébullition du R141b dans un tube de 1 mm de diamètre interne a été conduite expérimentalement par Lin *et al.* (2001). Le coefficient de transfert de chaleur en ébullition dans le tube a été mesurée sur une gamme de vitesses massiques de 300 à 2000 kg/m²s et une gamme de flux de chaleur de 10 à 1150 kW/m². La carte d'écoulement en ébullition pour une vitesse massique de 510 kg/m²s et un flux de chaleur de 18 à 72 kW/m² a été discutée et les problèmes de détermination des coefficients de transfert de chaleur dans min-canaux ont été mis en évidence. Passos *et al.* (2003) ont présenté des résultats expérimentaux sur l'ébullition nucléée et convective du R-407c, s'écoulant avec une vitesse massique de 200 à 300 kg/m²s à une pression de 770 kPa, à l'intérieur de tubes horizontaux lisses et munis d'ailettes avec des diamètres de 7.0 et 12.7 mm. Les données expérimentales ont été discutées en termes de coefficient de transfert thermique et perte de pression en fonction du titre en vapeur. Pour un flux de chaleur de 10 kW/m² et une vitesse

massique de $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Les mécanismes de transfert de chaleur dominants sont l'ébullition nucléée pour le tube de 7 mm de diamètre et l'ébullition convective pour le tube de 12.7 mm de diamètre. De plus, le coefficient de transfert de chaleur pour un tube de 7 mm de diamètre muni de micro-ailettes est 100% plus élevé que celui d'un tube plat de même diamètre. Pour le tube muni de micro-ailettes, le phénomène d'assèchement se produit pour un titre en vapeur entre 63 et 78 % et qui augmente avec la vitesse massique. Owhaib *et al.* (2004) ont présenté des résultats expérimentaux sur l'ébullition de l'écoulement saturé dans des micro-canaux. Les coefficients de transfert de chaleur de l'ébullition saturée du R134a ont été mesurés dans des tubes verticaux de section circulaire de diamètres internes de 1.7, 1.224 et 0.826 mm pour une longueur uniformément chauffée de 220 mm. Les auteurs ont constaté que le coefficient de transfert de chaleur de l'écoulement en régime d'ébullition saturée s'est avéré plus ou moins indépendant du titre en vapeur et de la vitesse massique, mais il dépend fortement du flux de chaleur pour des titres inférieurs à 0.6. Ceci suggère que le transfert de chaleur par un mécanisme semblable à celui de l'ébullition nucléée est dominant. Ils ont ainsi constaté que les coefficients de transfert de chaleur en régime d'ébullition sont plus élevés pour des tubes de diamètres plus petits. En outre, une augmentation de la pression améliore le transfert de chaleur. Le transfert de chaleur lors de l'ébullition dans des tubes de petit diamètre a été étudié expérimentalement par Huo *et al.* (2004) en utilisant le R134a comme fluide moteur. Les expériences de transfert de chaleur ont été menées avec deux tubes en acier inoxydable de diamètres internes de 4.26 et 2.01 mm. D'autres paramètres ont été variés: flux massique $100 - 500 \text{ kg/m}^2\text{s}$; pression 8 - 12 bars, flux de chaleur $13 - 150 \text{ kW/m}^2$. Il a été constaté que l'ébullition nucléée est dominante lorsque le titre en vapeur est inférieur à environ 40 – 50 % pour le tube de 4.26 mm de diamètre et 20 - 30% pour le tube de 2.01 mm de diamètre. Au-delà de ces valeurs, les coefficients de transfert de chaleur diminuent avec le titre en vapeur. En outre, cette diminution se produit pour toute valeur de titre à des valeurs élevées de flux de chaleur. Six configurations d'écoulement typiques ont été observées, à savoir, à bulles dispersées, à bulles, à bouchons, à forte coalescence, annulaires et à brouillard. Une carte de

régime d'écoulement a été obtenue à une pression de 10 bars du tube de 4.26 mm de diamètre. Des configurations d'écoulement en ébullition dans quatre tubes circulaires avec des diamètres intérieurs de 1.10, 2.01, 2.88 et 4.26 mm ont été examinées par Chen *et al.* (2006). Les expériences ont été menées pour un écoulement ascendant vertical en utilisant le R134a. Les configurations d'écoulement observées comprennent : à bulles dispersées, à bulles, à bulles confinées, à bouchons, à forte coalescence, annulaires et à brouillard. Les caractéristiques de l'écoulement dans des tubes de 2.88 et 4.26 mm de diamètres sont similaires à celles décrites habituellement dans des tubes de taille normale. Lorsque le diamètre du tube a été réduit à 2.01 mm, la structure de l'écoulement présente certaines caractéristiques des "petits tubes". Les bulles confinées apparaissent dans le tube de 1.10 mm de diamètre pour toutes les valeurs de la pression indiquant ainsi que la tension de surface est devenue la force dominante. Les cartes d'écoulement montrent que les limites de transition de l'écoulement à bouchons à l'écoulement à forte coalescence et de l'écoulement à forte coalescence à l'écoulement annulaire dépendent fortement du diamètre. Au contraire, les limites de transition de l'écoulement à bulles dispersées à l'écoulement à forte coalescence et de l'écoulement à bulles à l'écoulement à bouchons sont moins affectées. Les limites de transition sont comparées avec les modèles existant pour des tubes de taille normale montrant une mauvaise concordance. Owhaib *et al.* (2006) ont réalisé des expériences pour étudier l'effet de la vitesse massique et de la pression sur un écoulement annulaire ascendant dans la région d'assèchement dans un tube en quartz de section circulaire d'un diamètre de 1.33 mm. La visualisation à grande vitesse a été utilisée pour étudier le comportement de l'écoulement diphasique, l'assèchement du film liquide et la transition résultante à l'écoulement par brouillard. Le flux de chaleur de l'assèchement a tendance à augmenter avec l'augmentation de la vitesse massique et la diminution de la pression. Les résultats montrent la difficulté de l'utilisation des échangeurs de chaleur à mini-canaux comme évaporateurs car le transfert de chaleur à des titres en vapeur inférieurs à 0.6 est assez bas. Une simulation numérique et une étude expérimentale ont été conduites par Wu *et al.* (2007) pour étudier l'écoulement de l'ébullition d'un réfrigérant dans un tube horizontal en

serpentin de section circulaire. La simulation numérique a été réalisée à l'aide du modèle d'Euler d'écoulement multiphasique et un modèle à changement de phase pour le transfert de masse. Les distributions des phases liquide/vapeur montrent une stratification dans des tubes horizontaux, indiquant que la force de flottabilité provoquée par la gravité est dominante, particulièrement quand la fraction de vapeur est suffisamment élevée. Les résultats numériques ont été confrontés aux mesures expérimentales. Barbosa *et al.* (2007) ont décrit les principaux résultats expérimentaux obtenus à partir d'une étude sur l'écoulement de l'ébullition de l'eau dans un tube vertical à des pressions sous-atmosphériques 250, 500 and 1000 mbar. Ces expériences ont montré que l'ébullition nucléée est dominante pour des titres en vapeur inférieurs à 0.05. Les maximums du coefficient de transfert de chaleur ont été observés à un titre en vapeur nul pour des sous-refroidissements élevés du liquide à l'entrée aux pressions considérées. Il est montré que les crêtes de transfert de chaleur sont conformes aux crêtes de refroidissement du liquide à bouchons et des coefficients de transfert de chaleur plus élevés sont prédits par l'approche proposée dans la région d'équilibre pour un titre proche de zéro. Une comparaison globale des corrélations existant et une analyse détaillée du modèle d'évaporation à trois zones ont été présentées par Shiferaw *et al.* (2007) en se basant sur des expériences de l'ébullition du R134a dans deux tubes de diamètres de 4.26 et 2.01 mm, pour différents débits massiques à différentes pressions. Ils ont constaté que le coefficient de transfert de chaleur local était indépendant du titre en vapeur quand ce dernier est inférieur à 40-50% environ dans le tube de diamètre 4.26 mm et 20-30% dans le tube de diamètre 2.01 mm. Un assèchement transitoire local a été déduit pour des titres supérieurs à ces valeurs. En outre, pour des valeurs élevées du flux de chaleur, le coefficient de transfert de chaleur diminue sur la gamme entière du titre en vapeur indiquant ainsi la survenue précoce d'assèchement. Les corrélations existantes, qui sont fondées sur le processus d'ébullition dans des tubes de grands diamètres, ne prédisent pas les données des petits diamètres à un degré satisfaisant. Un meilleur accord est observé avec les résultats récents du modèle d'évaporation à trois zones. Toutefois, le modèle ne permet pas de prédire l'effet du diamètre et de l'assèchement partiel. Les mêmes auteurs reviennent

en 2008 pour présenter des résultats expérimentaux de l'ébullition du R134a dans un tube vertical en acier inoxydable de diamètre intérieur égal à 0.52 mm. D'autres paramètres ont été variés dans une gamme de: flux massique 300 - 700 kg/m².s; flux de chaleur 1.6 - 75 kW/m² et une pression de 6 à 10 bars. Les configurations d'écoulement visualisées à la sortie de la section d'essai chauffée ont été d'abord présentées. L'écoulement à bulles dispersées, observé dans les essais dans des conditions similaires dans des tubes plus larges de 1.1 mm à 4.26 mm de diamètre, n'a pas été observé, alors que l'écoulement annulaire a été constaté. Les résultats de transfert de chaleur montrent que le coefficient de transfert de chaleur dépend du titre en vapeur, du flux de chaleur et de la vitesse massique (Shiferaw *et al.*, 2008). Des expériences ont été réalisées par Fernando *et al.* (2008) pour un échangeur de chaleur à mini-canaux verticalement montés dans le but de déterminer le coefficient de transfert de chaleur du propane pendant son évaporation. L'échangeur de chaleur était conçu avec un tube de six canaux de 1.42 mm de diamètre hydraulique. Les coefficients de transfert de chaleur expérimentaux se sont avérés augmenter avec l'augmentation du flux de chaleur, qui a été accompagné d'une augmentation de la vitesse massique du réfrigérant et de la température d'évaporation. Pour une température d'évaporation fixe et un flux de chaleur élevé ($> 4500 \text{ W/m}^2$), les coefficients de transfert de chaleur expérimentaux moyens étaient presque indépendants du flux de chaleur. Les coefficients de transfert de chaleur mesurés ont été comparés à 14 corrélations trouvées dans la littérature. L'analyse indique que les corrélations soulignant l'ébullition nucléée sont dans un meilleur accord avec les données expérimentales que les corrélations soulignant l'évaporation convective. Dario *et al.* (2008) ont conduit une étude expérimentale sur le transfert de chaleur en ébullition convective du n-pentane, C₅H₁₂, dans un micro-canal annulaire. Les données expérimentales ont été comparées à cinq corrélations pour le coefficient de transfert de chaleur en régime d'ébullition convective. Ils ont conclu que le coefficient de transfert de chaleur dépend fortement du flux de chaleur et faiblement de la vitesse massique. De plus, les corrélations examinées ont eu une marge d'erreur absolue moyenne entre 14.1 et 54.9%. Bjork et Palm (2008) ont étudié le transfert de chaleur de l'écoulement en

ébullition dans un évaporateur domestique typique avec une courbure et une section transversale non-circulaire. Ils ont trouvé que les courbures ont aidé à mouiller le périmètre du tube. Le coefficient de transfert de chaleur diminue à des titres et des flux de chaleur élevés lorsque la vitesse massique est faible, alors qu'il augmente à des titres élevés lorsque la valeur de la vitesse massique est élevée (33 et 43 kg/m²s). D'autre part, les données expérimentales ont indiqué des coefficients de transfert de chaleur plus élevés que ceux prédits par les corrélations conventionnelles. Choi *et al.* (2009) ont étudié expérimentalement l'effet de la vitesse massique du flux de chaleur, du diamètre intérieur du tube et de la température de saturation sur la perte de pression et le coefficient de transfert de chaleur d'un écoulement diphasique lors de l'ébullition du propane dans des mini-canaux horizontaux. Les essais ont été effectués avec des tubes d'acier inoxydable de diamètres intérieurs de 1.5 et 3.0 mm correspondant, respectivement, à des longueurs de 1000 et 2000 mm. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux méthodes de prédiction existantes. Les auteurs ont constaté que la vitesse massique, le flux de chaleur, le diamètre intérieur du tube et la température de saturation influencent le coefficient de transfert de chaleur. Ainsi le coefficient de transfert de chaleur augmente avec la diminution du diamètre intérieur du tube à une haute température de saturation. Une nouvelle corrélation du coefficient de transfert de chaleur en régime d'ébullition basée sur un modèle de superposition pour les réfrigérants s'écoulant dans des mini-canaux a été développée. Une comparaison détaillée des résultats de transfert de chaleur d'un écoulement d'ébullition du R134a dans un tube d'acier inoxydable de 1.1 mm de diamètre interne avec des résultats d'un modèle d'écoulement à trois zones est présentée par Shiferaw *et al.* (2009). Les résultats expérimentaux ont montré que le coefficient de transfert de chaleur augmente avec le flux de chaleur et la pression du système, mais ne change pas avec le titre en vapeur pour des valeurs inférieures à 50%. Pour des titres en vapeur supérieures à 50% et des valeurs élevées de flux de chaleur, le coefficient de transfert de chaleur ne dépend pas du flux de chaleur et diminue avec le titre en vapeur. Les auteurs ont confirmé que le modèle d'évaporation de trois-zone prédit assez bien les résultats expérimentaux, particulièrement à des pressions relativement basses. Cependant, la

région d'assèchement observée à des titres élevés est fortement au-dessus de celle prédite par le modèle. Contrairement aux résultats expérimentaux, le modèle montre un effet léger de la vitesse massique sur le coefficient de transfert de chaleur. Da Silva Lima *et al.* (2009) ont rapporté 655 nouveaux points de repères expérimentaux de transfert de chaleur de l'écoulement en ébullition du R134a dans un tube lisse horizontal en cuivre de 13.84 mm de diamètre interne. Les auteurs ont observé l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur avec l'augmentation de la température de saturation à de faibles valeurs du titre. En outre, l'existence d'un coefficient minimum local de transfert de chaleur a été également vérifié dans le modèle d'écoulement à bouchons ou s'approchant du modèle d'écoulement de transition à bouchons intermittents. Le titre en vapeur minimum pour lequel le minimum local se produit semble être principalement sensible au flux de chaleur et à la vitesse massique. Ainsi, il est influencé par la concurrence entre les mécanismes d'ébullition nucléée et convective qui commandent l'écoulement d'ébullition à macro-échelle. Les résultats expérimentaux ont été comparés à quatre types de méthodes. Ces comparaisons ont prouvé que la tendance générale de toutes les méthodes sous-estime les valeurs expérimentales, et des erreurs plus élevées se produisent dans deux régions particulières : petites et grandes valeurs du titre en vapeur. Akhavan-Behabadi *et al.* (2009) ont effectué une étude expérimentale pour étudier l'effet des insertions des bandes tordues sur le transfert de chaleur et la perte de pression dans un tube horizontal en cuivre électriquement chauffé d'un écoulement tourbillonnaire en ébullition du R134a. Ils ont constaté que l'utilisation d'une bande tordue à l'intérieur des tubes horizontaux augmente le coefficient de transfert de chaleur en ébullition et la perte de pression dans l'évaporateur. L'insertion avec un rapport de torsion de 6 a produit l'augmentation la plus élevée du coefficient de transfert de chaleur dans une marge de 35 à 57 %. Une corrélation empirique a été également développée pour prédire la perte de pression de l'écoulement tourbillonnaire dans l'évaporateur. Cette corrélation prédit les données expérimentales dans une marge d'erreur de $\pm 15\%$.

1.2 Objectifs du Mémoire

De l'analyse bibliographique ressort l'importance de l'étude des écoulements diphasiques dans les tubes. Malgré le nombre important de travaux tant expérimentaux que numériques dédiés à l'étude de ce sujet, de nombreux aspects suscitent encore de l'intérêt.

Il est constaté ces dernières années un regain d'intérêt aux fluides naturels. Certains frigoristes activent pour voir ces réfrigérants comme seule alternative en raison de leurs performances thermodynamiques tout en respectant l'environnement.

L'objet de ce mémoire est de simuler numériquement l'écoulement diphasique des réfrigérants naturels, à savoir, le propane et l'isobutane qui se positionnent en tête des candidats destinés au remplacement du R134a.

Pour atteindre cet objectif, le mémoire est structuré en cinq chapitres. Dans le premier, qui représente une introduction, une revue bibliographique détaillée des travaux récents traitant des écoulements diphasiques des réfrigérants a été présentée. En plus les objectifs du mémoire ont été précisés. Le second chapitre a été réservé à la présentation des différentes configurations rencontrées dans un écoulement diphasique ainsi que les différents modèles utilisés. Les équations de base et les méthodes numériques de simulation font l'objet du troisième chapitre. Il a été jugé utile de présenter les résultats de l'écoulement monophasique des réfrigérants étudiés dans les tubes avant de voir leur comportement diphasique. A cet effet, le quatrième chapitre présente les résultats de simulation de l'écoulement monophasique. En plus des résultats classiques de distribution de vitesse et de température, la notion de génération de l'entropie a été introduite pour quantifier le taux de l'entropie générée et la comparer avec les formulations classiques. Le quatrième chapitre traite des résultats de l'écoulement diphasique des réfrigérants. Il s'agit de présenter les configurations de l'écoulement, le coefficient de transfert de chaleur, la fraction massique et le taux de génération de l'entropie en fonction des paramètres de fonctionnement. Le mémoire est terminé par des conclusions générales et des recommandations pour d'éventuels travaux.

Chapitre 2

Les Ecoulements Diphasiques

Sommaire

2.1 Configurations d'Ecoulement	12
2.1.1 Configurations de l'écoulement horizontal	12
2.1.2 Configurations de l'écoulement vertical	15
2.2 Ébullition à l'Intérieur d'un Tube Chauffé	16
2.2.1 Convection naturelle monophasique	18
2.2.2 Apparition de l'ébullition nucléée	18
2.2.3 Ébullition nucléée entièrement développée	18
2.2.4 Crise d'ébullition	19
2.3 Cartes d'Ecoulements Diphasiques	19
2.4 Principaux Paramètres d'un Ecoulement Diphasique	26
2.4.1 Titre en vapeur	26
2.4.2 Taux de vide (Fraction de vide)	27
2.4.3 Vitesses	28
2.4.3.1 Vitesse massique	28
2.4.3.2 Vitesse moyenne	29
2.4.3.3 Glissement	29
2.4.3.4 Vitesse apparente	29

La thermodynamique classique nous indique qu'une phase est un état macroscopique qui est homogène en composition chimique et en structure physique ; par exemple, un gaz, un liquide ou un solide d'un composant pur. L'écoulement diphasique est le cas le

plus simple de l'écoulement multiphasique dans lequel deux phases sont présentes pour un composant pur.

Les écoulements diphasiques en conduite recèlent de nombreux problèmes physiques encore mal résolus voire inexplorés. Parmi eux, ceux qui touchent à la structure de l'interface sont les plus attrayants, à cause de la diversité des topologies rencontrées et de la variété des phénomènes qu'elles sous-tendent. En plus de l'inertie, les forces visqueuses et les forces de pression présentes dans l'écoulement monophasique, les écoulements diphasiques sont également affectés par les forces de tension superficielle, les caractéristiques de mouillage du liquide sur la paroi de tube et l'échange de mouvement entre les phases liquide et vapeur dans l'écoulement.

2.1 Configurations d'Écoulement

L'interface entre différentes phases peut apparaître dans diverses configurations, connues sous le nom de régime d'écoulement. La connaissance du régime d'écoulement ou « configuration d'écoulement » constitue une assez bonne caractérisation. Il importe donc avant tout de définir ces configurations, du moins celles le plus souvent rencontrées ; pour cela les classifications dues à Alves (1954) et Smissaert (1963) ont été empruntées.

La configuration d'écoulement est l'ensemble des paramètres qui décrivent la forme (structure et dimensions) de chacune des phases dans l'écoulement. Sans savoir le régime d'écoulement, on ne peut pas calculer correctement les paramètres de conception pour des conditions d'écoulement définies telles que le transfert thermique et la chute de pression. Le régime d'écoulement dépend des propriétés du fluide et la géométrie du tube.

2.1.1 Configurations de l'écoulement horizontal

Les forces physiques principales commandant la distribution des phases dans les écoulements diphasiques horizontaux sont la tension superficielle, la pesanteur et le cisaillement interfacial. Les forces de tension superficielle agissent pour garder la paroi de tube mouillée et la force de pesanteur tire le liquide en bas et rend la vapeur

flottable. Le cisaillement interfacial résulte des différences entre les vitesses des phases, ce qu'on appelle le *glissement*.

Lorsqu'on augmente le débit du gaz dans un écoulement diphasique horizontal, on constate successivement les configurations suivantes Alves (1954) :

- ***Écoulement à bulles (Bubbly flow)***, la phase de vapeur est distribuée sous forme de bulles discrètes dans une phase continue de liquide. La taille des bulles n'approche pas le diamètre de tube. Les bulles se déplacent à la partie supérieure du tube à la même vitesse que le liquide.
- ***Écoulement à poches (plug flow)***, c'est un écoulement intermittent qui se produit à de bas débits de gaz et à un débit liquide modéré. Dans ce régime, des poches de liquide et de gaz se déplacent alternativement à la partie supérieure du tube. L'écoulement à poches se nomme également écoulement de bulles ovales.
- ***Écoulement stratifié (stratified flow)***, le liquide s'écoule à la partie inférieure du tube (dans des conditions normales de pesanteur) et le gaz au-dessus. L'interface est lisse. Ce régime d'écoulement se produit à de basses vitesses de liquide et de gaz.
- ***Écoulement à vagues (wavy flow)***, à mesure que la vitesse de gaz augmente, des ondulations se forment sur l'interface liquide-gaz et elles se déplacent dans la direction de l'écoulement. L'amplitude des ondulations dépend de la vitesse relative entre les phases et les propriétés du fluide, telles que sa densité et sa tension superficielle.
- ***Écoulement à bouchons (slug flow)***, quand la vitesse de gaz augmente dans un écoulement à poches, le liquide forme des bouchons. L'écoulement est plus désordonné comparé à l'écoulement à poches et l'interface entre le gaz et le liquide n'est pas nettement définie. L'écoulement à poches et l'écoulement à bouchons sont souvent considérés comme un seul régime d'écoulement appelé écoulement intermittent.
- ***Écoulement annulaires (annular flow)***, un film de liquide se forme sur la paroi du tube. Habituellement, le film liquide en bas du tube est beaucoup plus épais

que le film au dessus. La distribution de l'épaisseur de film dépend de la vitesse de gaz.

- **Écoulement dispersés (spray flow)**, ceci se produit quand tout le liquide est entraîné par la vitesse élevée du gaz dans un noyau de gaz. La phase de vapeur est la phase continue et le liquide forme un brouillard dans le gaz (des gouttelettes pulvérisées qui peuvent être trop petites pour être vues).

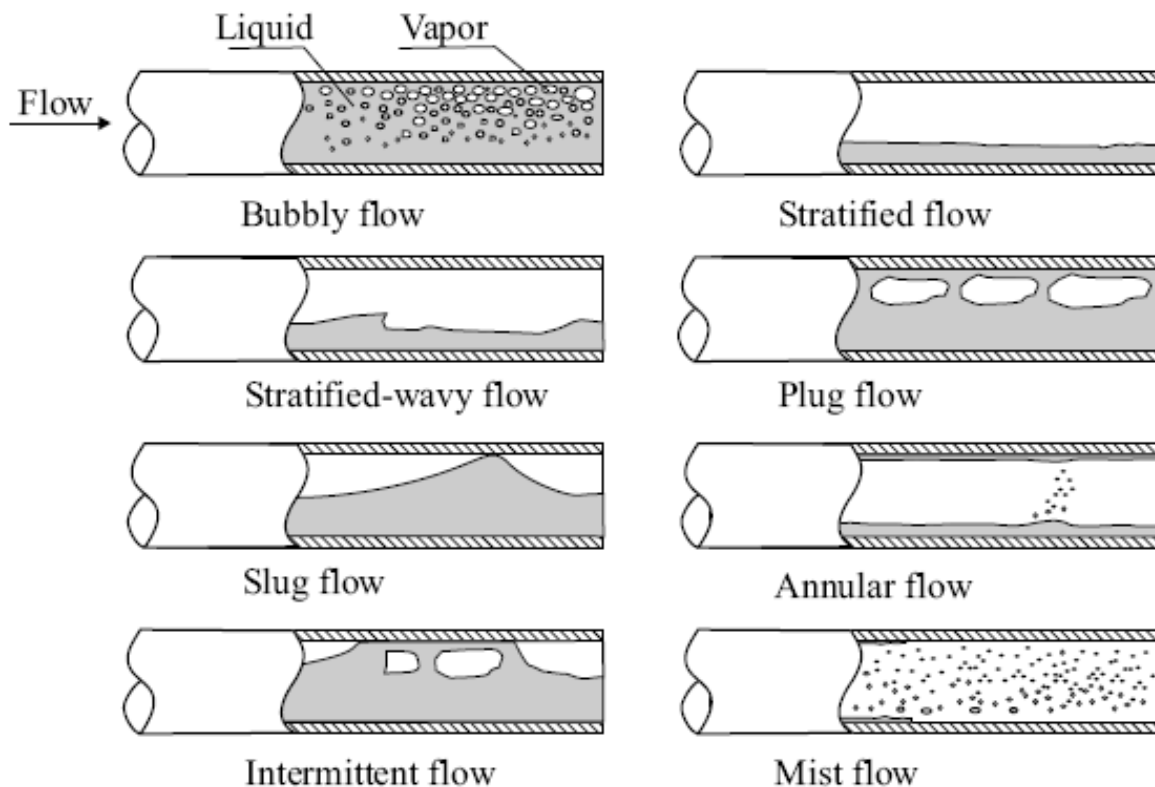


Figure 2.1. Configurations de l'écoulement horizontal.

Le schéma de la Figure 2.2 montre une représentation schématique des régimes d'écoulement formés pendant la génération de la vapeur dans un canal tubulaire horizontale chauffée par un flux de chaleur uniforme. L'ordre des régimes d'écoulement montrés correspond à une vitesse d'entrée relativement basse (< 1 m/s). Les distributions asymétriques des phases présentent une complication additionnelle (Wu *et al.* 2007).

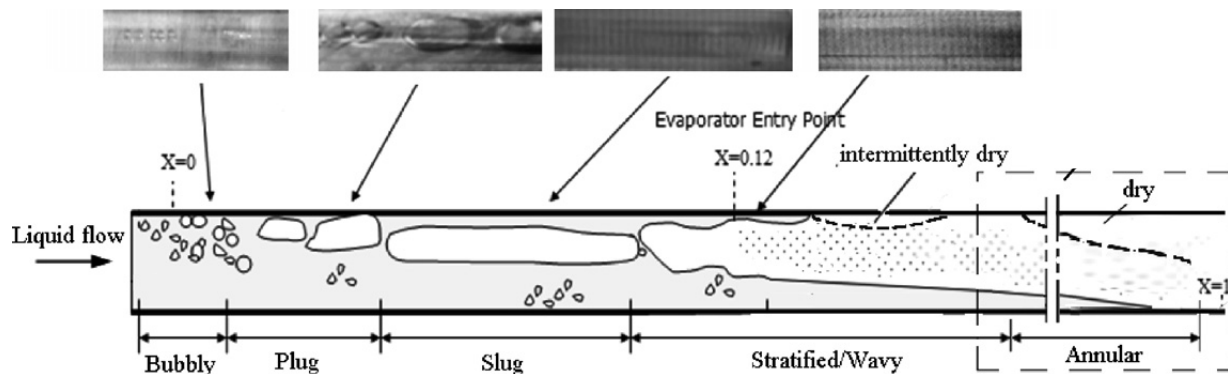


Figure 2.2. Evolution de l'écoulement le long d'un évaporateur horizontal.

2.1.2 Configurations de l'écoulement vertical

La distribution des phases dans l'écoulement diphasique verticale ascendant n'est plus influencée par la gravité. En augmentant la vitesse du gaz on constate (Smissaert, 1963) :

- **Écoulement à bulles (bubble flow)**, les bulles peuvent avoir différentes formes et dimensions, elles ont tendance à se rassembler au centre du canal.
- **Écoulement à bouchons (slug flow)**, quand le titre augmente, les bulles se fusionnent et forment de plus grandes bulles appelées *les bulles de Taylor*, d'une taille semblable au diamètre du canal. Les bulles de gaz ovales sont séparées par des bouchons de liquide.
- **Écoulement à forte coalescence (churn flow)**, lorsque la vitesse de l'écoulement est augmentée, les bouchons se décomposent en un régime instable. C'est un régime entre l'écoulement à bouchons et l'écoulement annulaire.
- **Écoulement semi-annulaire (semi-annular flow)**, c'est la transition entre l'écoulement à forte coalescence et l'écoulement annulaire où une quantité considérable de liquide peut être entraînée dans le noyau du gaz. Les gouttelettes liquides peuvent être alors fusionnées pour former de grands morceaux de liquide.

- **Écoulement annulaire (annular flow)**, la majeure partie du liquide s'écoule sous forme d'un film sur la paroi, et le gaz au centre du tube.
- **Écoulement dispersé (mist ou spray flow)**, sous forme de brouillard.

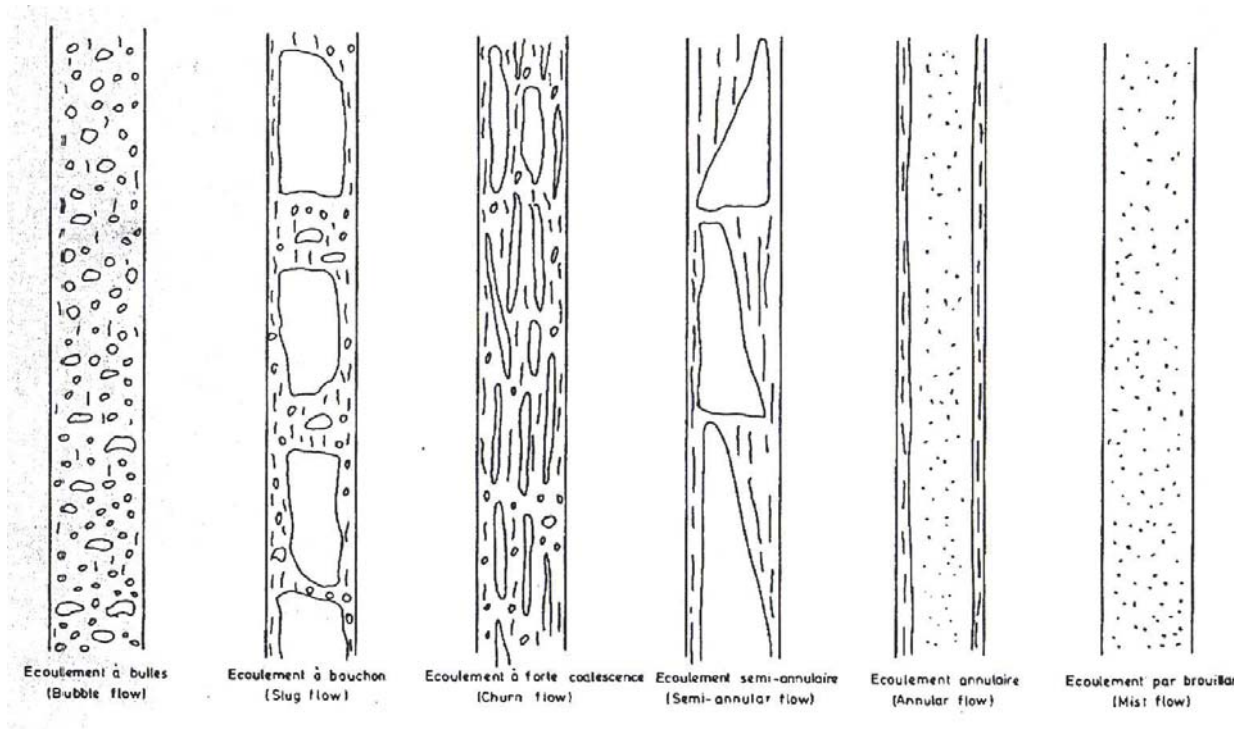


Figure 2.3. Configurations de l'écoulement vertical.

La Figure 2.4 montre l'évolution que l'on pourrait prévoir dans un tube vertical de chaudière où la fraction de volume augmente avec la position axiale (Delhaye, 1990).

2.2 Ébullition à l'Intérieur d'un Tube Chauffé

Dans un écoulement liquide-vapeur avec apport de chaleur à la paroi et lorsque la densité de flux de chaleur augmente, la vapeur apparaît de plus en plus près de l'entrée de la section chauffée (Figure 2.5). La vapeur est produite par deux mécanismes qui sont la nucléation à la paroi et la vaporisation directe sur les interfaces liquide-vapeur situées au sein de l'écoulement. Ce dernier mécanisme devient de plus en plus important lorsqu'on s'élève dans le canal: il y a de moins en moins de liquide entre la paroi et les interfaces, qui restent à la température de saturation (Delhaye, 1990).

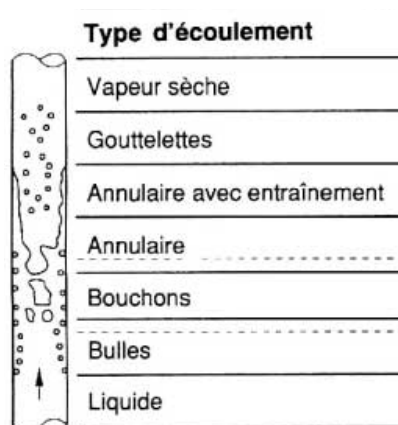


Figure 2.4. Evolution de l'écoulement le long d'un évaporateur vertical.

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

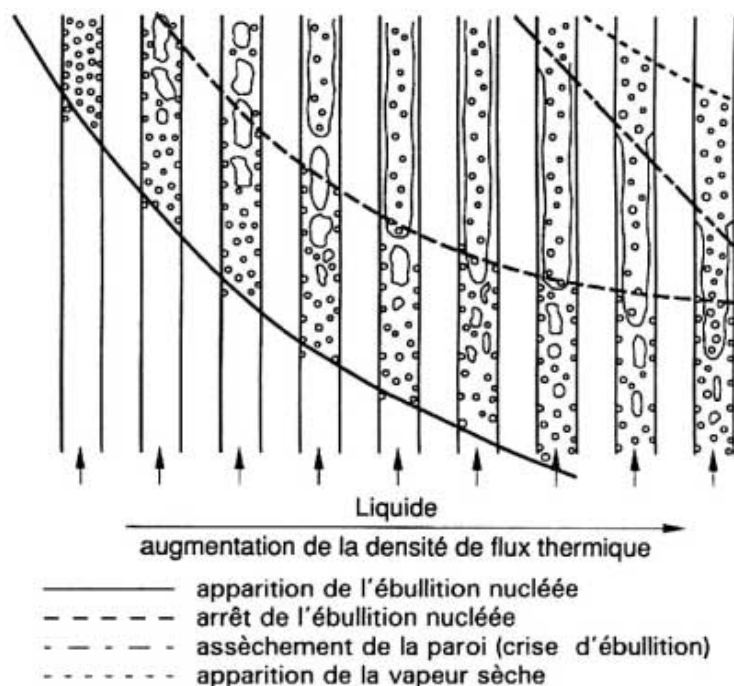


Figure 2.5. Evolution de l'écoulement dans un évaporateur vertical.

2.2.1 Convection naturelle monophasique

Dans la convection monophasique, il n'y a pas encore naissance de bulles bien que $T_p > T_{sat}$.

2.2.2 Apparition de l'ébullition nucléée

Le taux de présence de la vapeur α_G , reste très faible, cela correspond à l'apparition de l'ébullition nucléée sur la paroi.

Les bulles de vapeur n'apparaissent pas sur la paroi dès que sa température T_p atteint la température de saturation T_{sat} . Il faut, en effet, que la surchauffe $T_p - T_{sat}$ de la paroi atteigne une certaine valeur liée à la tension interfaciale σ entre le liquide et la vapeur. Cette valeur peut être calculée à l'aide de la corrélation de Frost et Dzakowic (1967):

$$T_p - T_{sat} = \left(\frac{(8\sigma Q T_{sat})}{(\lambda_L L_v \rho_G)} \right)^{0.5} Pr_L \quad (2.1)$$

2.2.3 Ébullition nucléée entièrement développée

- A de faibles vitesses massiques, l'apparition significative de la vapeur est contrôlée par les effets thermiques. Les bulles de vapeur se détachent de la paroi si la densité de flux thermique est suffisante pour contrarier la sous-saturation.
- A des vitesses massiques élevées, l'apparition significative de la vapeur est contrôlée par les effets hydrodynamiques. La couche de bulles en contact avec la paroi peut être assimilée à une rugosité. Quand les bulles ont une hauteur suffisante, elles se détachent de la paroi et le taux de présence de la vapeur augmente de façon appréciable.

Les corrélations d'échange de chaleur en ébullition nucléée ne sont pas très précises mais cela n'est pas très important. En revanche, la détermination de la densité de flux thermique maximal, pour les équipements fonctionnant à flux imposé, est d'un intérêt primordial pour éviter toute augmentation brutale et dangereuse de la température de l'élément chauffant.

2.2.4 Crise d'ébullition

Partant d'un point de fonctionnement en ébullition nucléée, lorsqu'on augmente progressivement la densité de flux thermique, de plus en plus de vapeur apparaît sur l'élément chauffant sous forme de colonnes de vapeur. Le refroidissement de l'élément chauffant est assuré par le liquide qui retombe, vers l'élément chauffant. Si la production de vapeur devient trop intense, la vitesse de la vapeur dans les colonnes atteint une valeur telle que le liquide est arrêté dans sa descente vers l'élément chauffant. La crise d'ébullition correspond à la disparition de tout contact entre le liquide et l'élément chauffant.

Dans l'écoulement horizontal, la partie supérieure du tube peut s'assécher périodiquement alors que la partie inférieure reste mouillée. Cela peut avoir des conséquences importantes quant aux transferts de chaleur. En effet, la température de la paroi asséchée peut dépasser la température de fusion du matériau. Si la paroi est suffisamment chaude, elle peut s'assécher complètement. On obtient alors un écoulement à brouillard (*spray*) dans lequel le liquide se trouve uniquement sous forme de gouttelettes.

La densité de flux de chaleur critique dépend du rayon r du cylindre et elle est donnée par la relation de Sun et Lienhard (1970) :

$$Q_c = \left[0.116 + 0.3 \exp \left(-3.44 r^{1/2} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{-1/4} \right) \right] L_v \rho_G^{1/2} [\sigma (\rho_L - \rho_G) g]^{1/4} \quad (2.2)$$

2.3 Cartes d'Écoulements Diphasiques

Une carte d'écoulement est une représentation graphique bidimensionnelle développée pour prévoir les régimes d'écoulement diphasique. Les systèmes de coordonnées qui la définissent sont choisis parmi les variables de l'écoulement diphasique. Ces derniers sont différents selon les auteurs. Les frontières entre les différents régimes n'ont jamais été bien définies et les zones de transition sont relativement étendues. La première carte fut celle de Baker (1954) proposée pour un écoulement horizontal (Figure 2.6). Les axes sont définis en termes de G_G / λ et G_L / Ψ , où

$$\lambda = \left(\frac{\rho_G \rho_L}{\rho_{\text{air}} \rho_{\text{eau}}} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

$$\Psi = \frac{\sigma_{\text{eau}}}{\sigma} \left(\frac{\mu_L}{\mu_{\text{eau}}} \left[\frac{\rho_{\text{eau}}}{\rho_L} \right]^2 \right)^{1/3} \quad (2.4)$$

La carte de Baker (1954) fonctionne bien pour les mélanges eau-air et huile-gaz dans les tubes de petits diamètres, $d \leq 50$ mm.

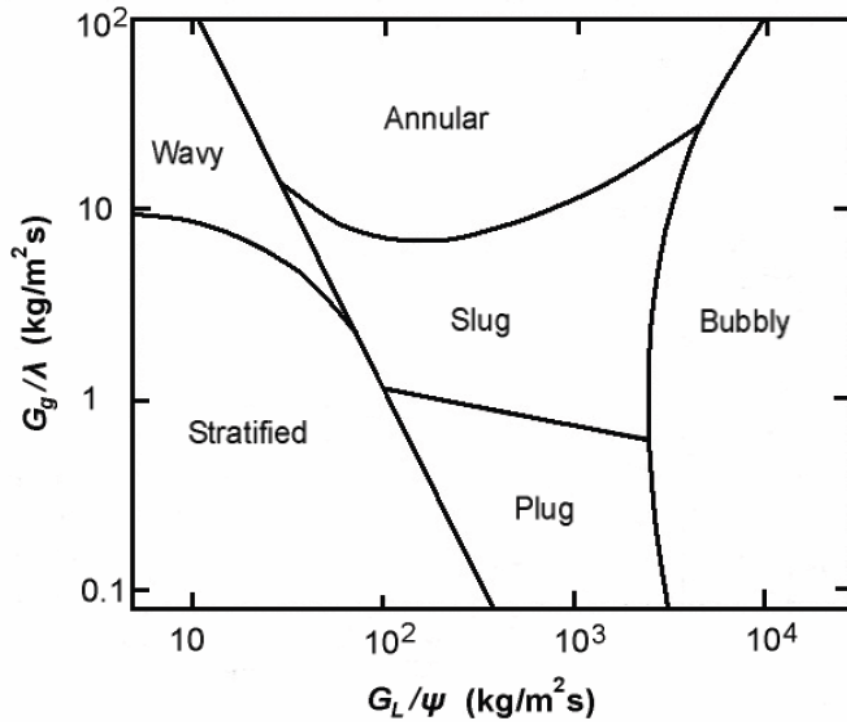


Figure 2.6. Carte d'écoulement de Baker (1954) pour écoulement horizontal avec $\rho_{\text{eau}}=1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_{\text{air}}=1.23 \text{ kg/m}^3$, $\mu_{\text{eau}}=10e^{-3} \text{ Ns/m}^2$ et $\sigma_{\text{eau}}=0.072 \text{ N/m}$.

Parmi les premières études qui ont décrit les régimes d'écoulement dans les micro-canaux, figure celle proposée par Suo et Griffith (1964). L'écoulement diphasique adiabatique a été étudié dans des tubes horizontaux dans différentes conditions. Les auteurs ont conclu que les caractéristiques du régime d'écoulement capillaire à bouchons indiquent que les forces de tension superficielle prédominent au-dessus des forces de pesanteur dans l'écoulement (Figure 2.7).

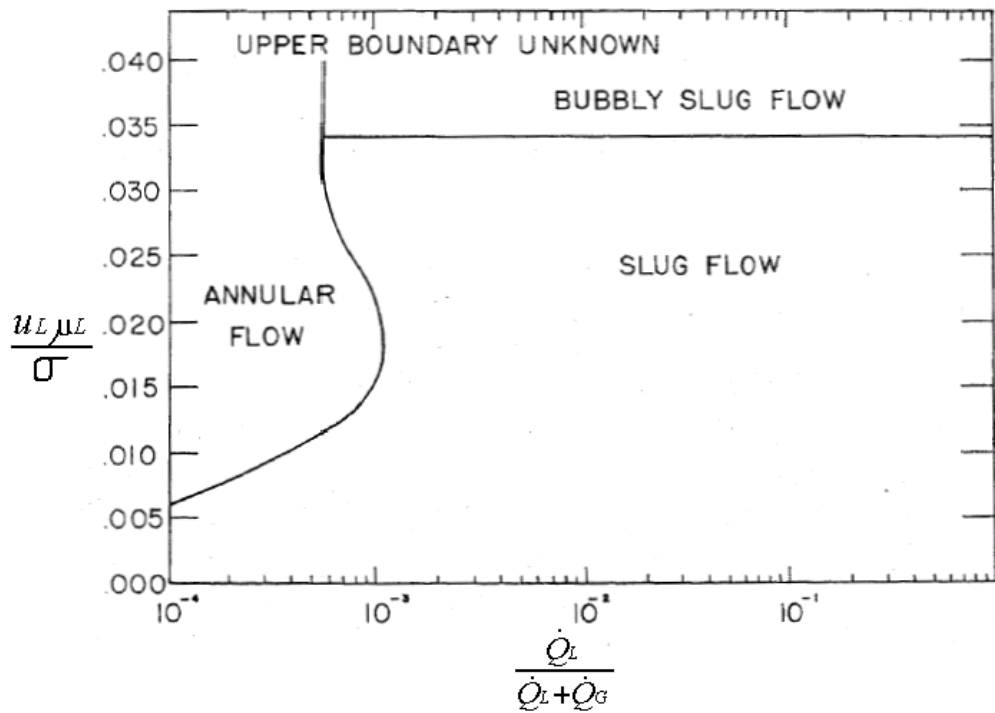


Figure 2.7. Carte d'écoulement de Suo et Griffith (1964).

La carte d'écoulement proposée par Taitel et Dukler (1976) a été largement appliquée pour l'écoulement diphasique adiabatique (Figure 2.8). Le régime d'écoulement est en fonction de certains paramètres :

- Paramètre de Martinelli

$$X = \left[\frac{(dp/dz)_L}{(dp/dz)_G} \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

- Nombre de Froude

$$Fr = \frac{G_G}{[\rho_G (\rho_L - \rho_G) dg]^{1/2}} \quad (2.6)$$

- T

$$T = \left[\left| (dp/dz)_L \right| / g (\rho_L - \rho_G) \right]^{1/2} \quad (2.7)$$

- K

$$K = Fr \left[\frac{G_L d}{\mu_L} \right]^{1/2} \quad (2.8)$$

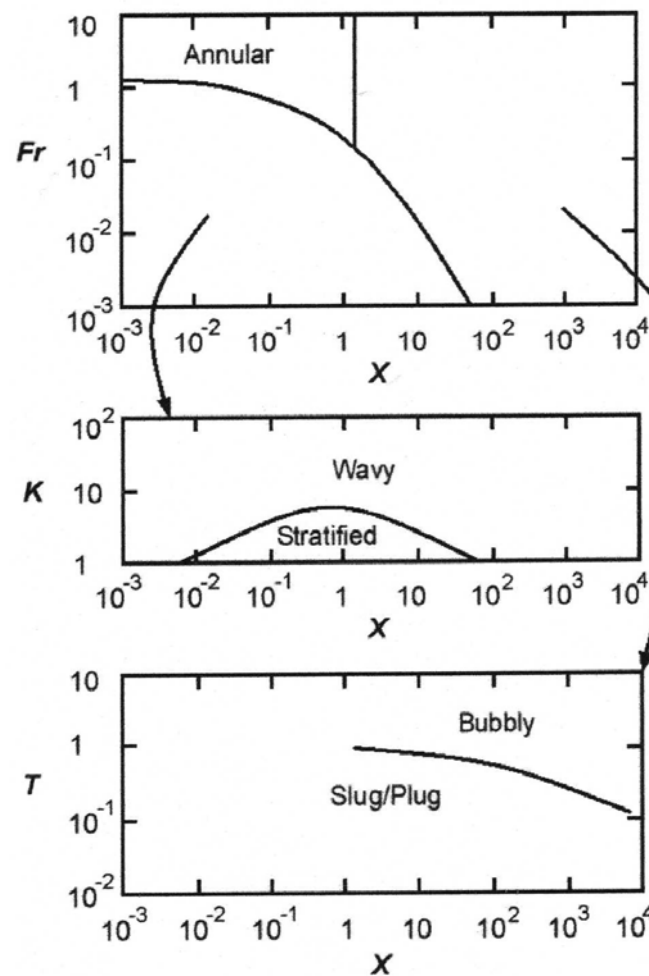


Figure 2.8. Carte d'écoulement de Taitel et Dukler (1976) pour écoulement horizontal.

Les cartes d'écoulement adiabatique, telles que la carte de Baker (1954) ou la carte de Taitel et Dukler (1976), ont montré une faible précision dans la prédiction des régimes d'écoulement dans les écoulements diphasiques adiabatiques.

En se basant sur la carte de Taitel et de Dukler (1976), Steiner (1993) a développé une carte d'écoulement adiabatique basée sur les données du R12 et R22 avec le titre sur l'axe horizontal et la vitesse massique sur l'axe vertical comme le montre la Figure 2.9.

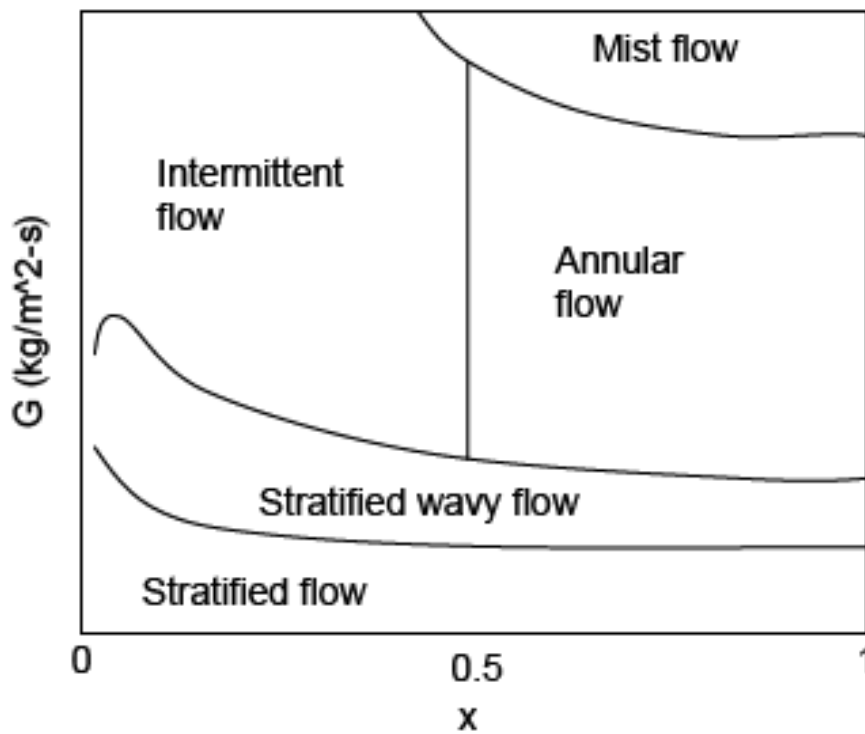


Figure 2.9. Carte d'écoulement de Steiner (1993).

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 2.10). Les coordonnées utilisées sont les flux de quantité de mouvement, basés sur la vitesse superficielle du liquide et de la vapeur :

$$\rho_L v_L^2 = \frac{[G(1-x)]^2}{\rho_L} \text{ et } \rho_G v_G^2 = \frac{[Gx]^2}{\rho_L}$$

Une autre carte largement utilisée est celle développée par MacQuillan et Whalley (1985) et qui permet de définir les différents régimes (Figure 2.11). Les auteurs ont convenablement défini les frontières des différentes zones de transition. Ces frontières sont généralement représentées à partir des relations analytiques adimensionnelles ou dimensionnelles, faisant intervenir les débits et les propriétés de chaque phase ainsi que les caractéristiques de l'installation expérimentale.

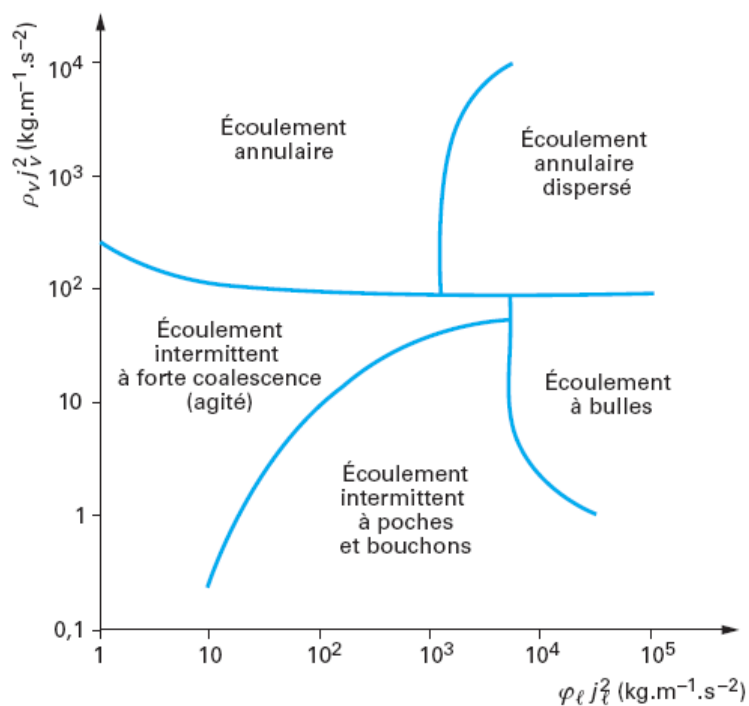


Figure 2.10. Carte d'écoulement de Hewitt et Roberts (1969)

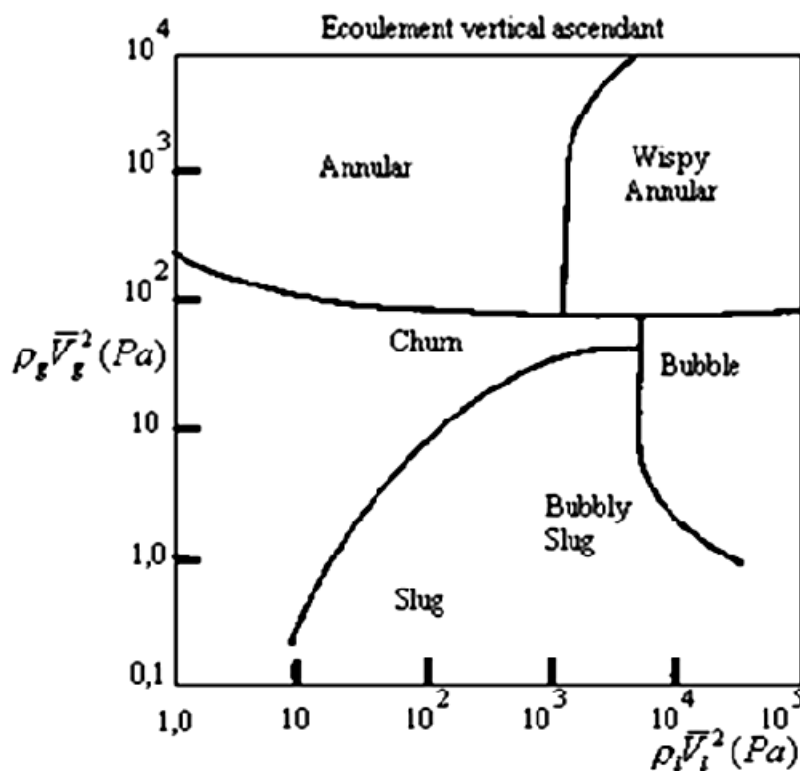


Figure 2.11. Carte d'écoulement de MacQuillan et Whalley (1985).

Plus tard, il a été constaté que les frontières ou les transitions des régimes d'écoulement, dans les cartes d'écoulement pour les écoulements diphasiques en régime d'ébullition des réfrigérants, diffèrent de manière significative de celles présentées dans des écoulements diphasiques adiabatiques. En fait, pour des procédés d'écoulement en ébullition, le transfert de masse joue un rôle important dans la distribution dynamique des phases et par conséquent le régime d'écoulement.

Kattan *et al.* (1998) a amélioré la carte de Steiner (1993) en modifiant les axes de la carte pour une application plus maniable aux écoulements d'évaporation et en incluant les influences du flux de chaleur et de l'assèchement sur la transition des régimes d'écoulement (Figure 2.12). La nouvelle carte d'écoulement est basée sur les données des réfrigérants R134a, R123, R402A et R404A dans les conditions d'évaporation. Cette carte peut être appliquée aux écoulements diphasiques adiabatiques et non-adiabatiques.

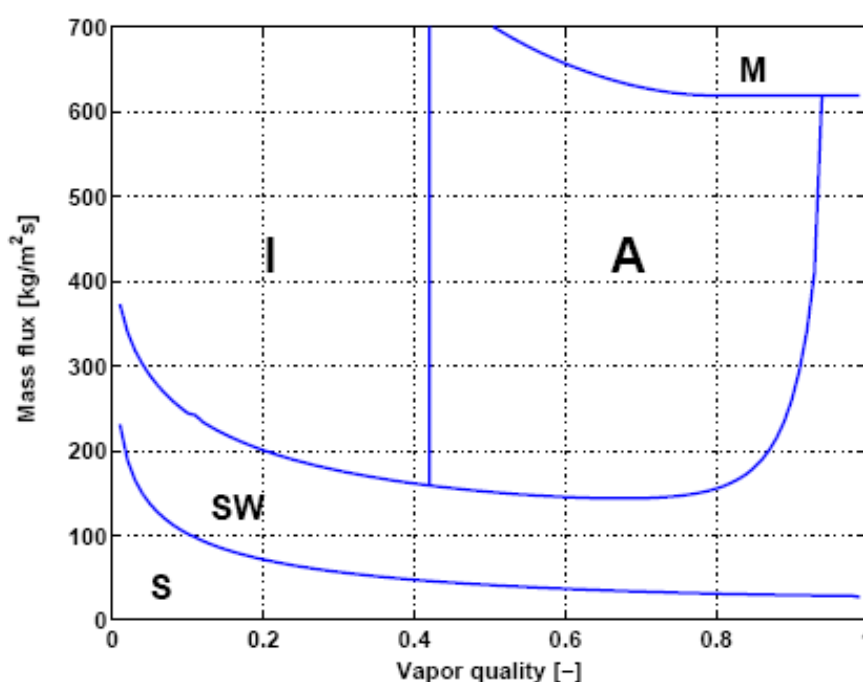


Figure 2.12. Carte d'écoulement de Kattan *et al.* (1998) pour le R134a: $D=10\text{mm}$, $T_{sat}=30^\circ\text{C}$, $q=10\text{kW/m}^2$: S=stratified flow; SW=stratified wavy flow; I=intermittent flow; A=annular flow; M=mist flow).

Thome et Hajal (2002) ont présenté une méthode plus simple pour obtenir des résultats équivalents à ceux de la carte de Kattan *et al.* (1998) (Figure 2.13).

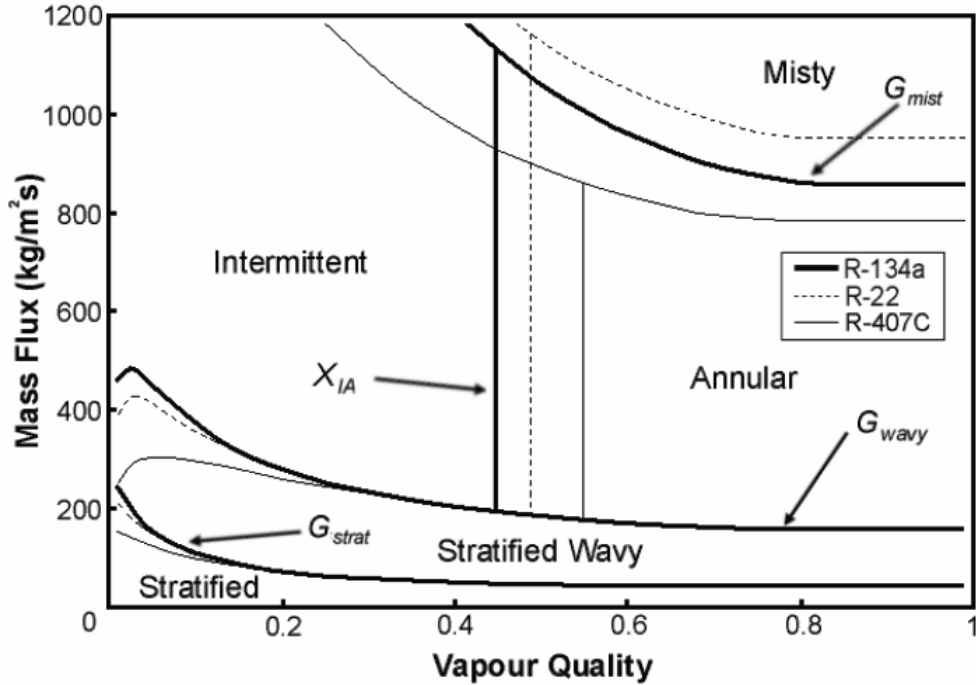


Figure 2.13. Carte d'écoulement de Hajal et al. (2002).

Basée sur des informations obtenues à partir des mesures de la fraction de vide et des observations de la section de l'interface liquide-vapeur, une version plus récente de la carte d'écoulement de Kattan *et al.* (1998) a été proposée par Wojtan (2004). Cette carte inclut également l'effet du flux de chaleur sur la transition vers l'écoulement à brouillard (Figure 2.14).

2.4 Principaux Paramètres d'un Ecoulement Diphasique

2.4.1 Titre en vapeur

Le titre réel x est défini comme étant le rapport du débit massique de vapeur au débit massique total.

$$x = \frac{\dot{M}_G}{\dot{M}} = \frac{\rho_G A_G v_G}{\rho_G A_G v_G + \rho_L A_L v_L} \quad (2.9)$$

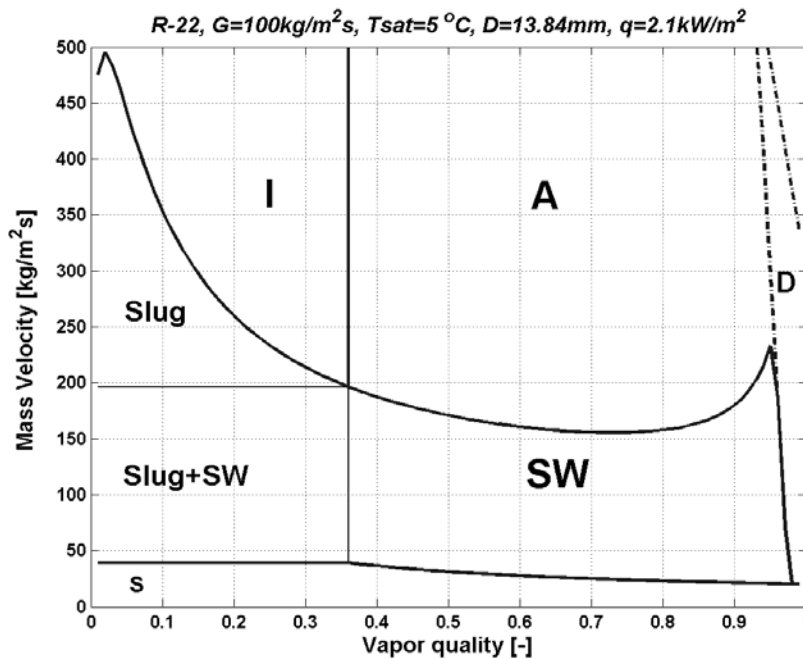


Figure 2.14. Carte d'écoulement de Wojtan (2004).

Lorsque le changement de phase n'intervient pas dans le canal, on doit mesurer le débit massique de chaque phase, et le titre est alors déterminé pour le canal entier. Au cas où il y a un changement de phase dans le canal, par exemple si le canal est chauffé et l'ébullition a lieu, le titre augmentera (l'inverse pour la condensation) avec le sens de l'écoulement.

Puisque souvent il n'y a pas d'équilibre thermique entre les phases, on ne peut pas calculer le titre simplement en sachant le titre à l'entrée et le flux de la chaleur provenant de la paroi. Malheureusement, il est très difficile de mesurer ou calculer avec précision le titre du mélange liquide-vapeur coulant dans un canal où un changement de phase intervient.

2.4.2 Taux de vide (Fraction de vide)

Dans l'écoulement diphasique, le taux de vide est l'un des paramètres les plus importants à définir. Il définit la section occupée par chaque phase par rapport au total.

Le taux de vide représente un paramètre fondamental dans le calcul des coefficients de transfert thermique, des transitions des régimes d'écoulement et des chutes de pression. Il est défini par:

$$\alpha = \frac{A_G}{A_G + A_L} \quad (2.10)$$

Où A_G est la somme des sections occupées par la vapeur et A_L est la somme des sections occupées par le liquide comme l'illustre la Figure 2.15. La fraction de vide s'étend de $\alpha = 0$ à $x = 0$ jusqu'à $\alpha = 1$ à $x = 1$.

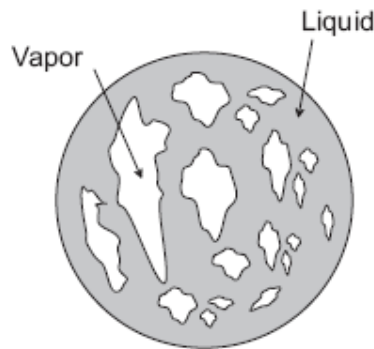


Figure 2.15. Section du taux de vide.

2.4.3 Vitesses

Dans l'écoulement diphasique, il y a un certain nombre de vitesses qui peuvent être définies. En général, les phases n'ont pas la même vitesse et il y a une vitesse relative entre elles.

2.4.3.1 Vitesse massique

La vitesse massique (G) ou le flux massique est définie pour être le rapport du débit massique ($\dot{M}$) divisé par la section:

$$G = \frac{\dot{M}}{A} \quad (2.11)$$

Les vitesses massiques du liquide et du gaz sont définies par :

$$G_L = \frac{G(1-x)}{1-\alpha} = \rho_L v_L \quad (2.12)$$

$$G_G = \frac{Gx}{\alpha} = \rho_G v_G \quad (2.13)$$

2.4.3.2 Vitesse moyenne

Les vitesses moyennes (appelées également les vitesses réelles) des phases v_G et v_L sont les vitesses avec lesquelles les phases s'écoulent réellement :

$$v_G = \frac{\dot{Q}_G}{A_G} = \frac{\dot{Q}_G}{\alpha A} \quad (2.14)$$

$$v_L = \frac{\dot{Q}_L}{A_L} = \frac{\dot{Q}_L}{(1-\alpha)A} \quad (2.15)$$

En appliquant l'équation de la continuité, il est possible de définir les vitesses moyennes du liquide et de la vapeur dans un canal comme suit :

$$v_G = \frac{x}{\alpha} \frac{\dot{M}}{\rho_G A} = \frac{G}{\rho_G} \frac{x}{\alpha} \quad (2.16)$$

$$v_L = \frac{(1-x)}{(1-\alpha)} \frac{\dot{M}}{\rho_L A} = \frac{G}{\rho_L} \frac{(1-x)}{(1-\alpha)} \quad (2.17)$$

2.4.3.3 Glissement

C'est le rapport des vitesses moyennes des deux phases dans une section :

$$\gamma = \frac{v_G}{v_L} \quad (2.18)$$

2.4.3.4 Vitesse apparente

Les vitesses superficielles (appelées également les flux volumétriques) des phases v_{GS} et le v_{LS} sont définies comme le rapport du débit volumétrique de la phase considérée à la section totale de l'écoulement diphasique.

$$v_{GS} = \frac{\dot{Q}_G}{A} = \frac{G}{\rho_G} x = \alpha v_G \quad (2.19)$$

$$v_{LS} = \frac{\dot{Q}_L}{A} = \frac{G}{\rho_L} (1-x) = (1-\alpha) v_L \quad (2.20)$$

Chapitre 3

Formulations Mathématiques

Sommaire

3.1 Description du Problème	31
3.2 Equations de Base	32
3.2.1 Equations de conservation moyennées	32
3.2.2 Modélisation de la turbulence	33
3.2.3 Approches de calcul numérique des écoulements multiphasiques	36
3.2.3.1 Approche Euler-Lagrange	36
3.2.3.2 Approche Euler-Euler	36
3.2.3.2.1 Le modèle de mélange	37
3.2.3.2.2 Le modèle Eulérien	37
3.2.3.2.3 Le modèle VOF	38
3.3 Résolution Numérique	39

La majorité des systèmes de réfrigération repose sur le principe de l'évaporation pour produire du froid. Ceci est motivé par l'efficacité des transferts de chaleur en régime d'ébullition. Il est d'usage courant d'utiliser le changement de phase liquide – vapeur pour produire du froid, donc transférer de la chaleur du milieu à refroidir vers le fluide frigorigène circulant dans les évaporateurs.

L'amélioration des performances des évaporateurs des systèmes frigorifiques nécessite d'avoir une connaissance précise des écoulements des fluides frigorigènes à l'intérieur des mini-canaux constituant ces évaporateurs. La thermohydraulique, qui s'intéresse à la modélisation globale d'un échangeur de chaleur dans lequel circule le fluide frigorigène, permet de comprendre le comportement global du système.

Cependant, une maîtrise des phénomènes de transfert de chaleur lors de l'ébullition du frigorigène nécessite une connaissance précise sur les écoulements diphasiques (c'est-à-dire vapeur – liquide). En raison de la complexité de ce type de problèmes, il est souvent fait appel à la simulation numérique.

La mécanique des fluides numérique (CFD pour *Computational Fluid Dynamics*), c'est-à-dire l'étude des écoulements de fluides par la simulation numérique, est une discipline en plein essor. Elle repose sur la recherche de solutions des équations qui décrivent la dynamique des fluides par des algorithmes appropriés. Elle regroupe l'ensemble des méthodes de calculs numériques permettant de prédire la température du fluide, sa vitesse, sa direction dans un espace ouvert ou fermé.

Les écoulements diphasiques sont beaucoup plus compliqués que les écoulements monophasiques. En général, un écoulement diphasique est caractérisé par une interface entre les phases qui crée la discontinuité des transferts de masse et de chaleur. Une description complète d'un écoulement diphasique exige la résolution des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour chaque phase. Ces équations sont plus complexes que celles régissant un problème monophasique parce qu'elles contiennent des termes additionnels qui gouvernent le Transfer de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les phases.

Ce chapitre est réservé à la présentation des équations qui régissent l'écoulement diphasique de fluides frigorigènes dans des tubes. Il s'agit principalement des équations régissant le mouvement du fluide et le transfert de chaleur, ainsi que les formulations qui régissent l'interaction entre les phases liquide–vapeur et les équations du modèle de turbulence utilisé. De plus, une description de la méthode de résolution sous l'outil numérique utilisé est détaillée en fin de ce chapitre.

3.1 Description du Problème

Les tubes dans les évaporateurs peuvent être horizontaux ou verticaux. La présente étude consiste à étudier l'écoulement de fluides frigorigènes dans des tubes verticaux. La Figure 3.1 schématise la géométrie du tube étudié. Le diamètre intérieur D du tube est de 1.1 mm et sa longueur L égale à 0.15 m.

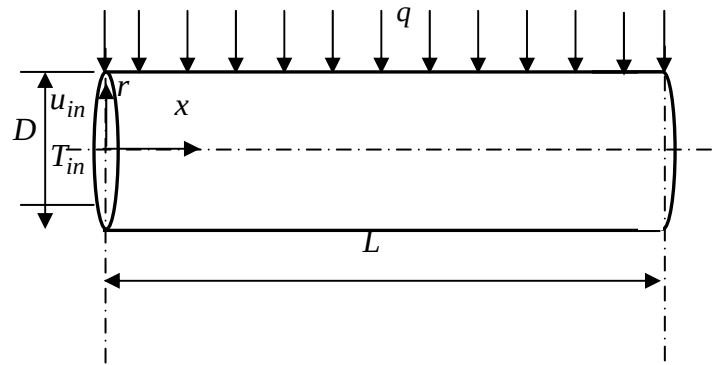


Figure 3.1. Géométrie du tube étudié.

3.2 Equations de Base

La simulation numérique des écoulements diphasiques (liquide-vapeur) est un véritable défi à l'égard des multiples difficultés relatives à la modélisation physique autant qu'aux méthodes numériques. En effet, il s'agit de représenter un écoulement comportant des interfaces liquide-vapeur de dynamique rapide avec de plus des changements de phase.

À l'échelle la plus locale, un écoulement diphasique est constitué de fluides monophasiques (la vapeur et le liquide) séparés par des interfaces mobiles. Une des complexités de ces écoulements (avec ou sans changement de phase) provient justement de la présence de ces interfaces qui sont le siège d'échanges entre les phases et dont la position est une inconnue supplémentaire du problème (par rapport au cas monophasique).

3.2.1 Equations de conservation moyennées

Pour aboutir à une analyse CFD, les équations de la mécanique des fluides doivent être considérées. Dans la littérature de la CFD, l'ensemble des équations régissant le mouvement d'un fluide se réfère aux équations de Navier-Stokes moyennées, communément désignées par RANS (pour *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*).

Les équations suivantes expriment la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un écoulement multiphasique (Fluent, 2003) :

- équation de la conservation de la masse pour une phase q :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) = \sum_{p=1}^n \dot{m}_{pq} \quad (3.1)$$

Où α_q est la fraction volumétrique de la phase q, ρ est la densité, $\vec{v}$ est le vecteur vitesse et $\dot{m}_{pq}$ est la masse échangée entre les phases p et q.

- équation de conservation de la quantité de mouvement pour une phase q :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q \vec{v}_q) = & -\alpha_q \nabla p + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}_q + \alpha_q \rho_q \vec{g}_q \\ & + \sum_{p=1}^n (\vec{R}_{pq} + \dot{m}_{pq} \vec{v}_{pq}) + \alpha_q \rho_q (\vec{F}_q + \vec{F}_{lift,q} + \vec{F}_{vm,q}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Où $\bar{\bar{\tau}}$ est le tenseur de Reynolds, $\vec{R}$ est la force de glissement interfacial, $\vec{F}_q$ est la force de diffusion turbulente, $\vec{F}_{lift,q}$ est la force de lift, p est la pression et $\vec{g}$ est le vecteur de l'accélération de la pesanteur.

- équation de la conservation de l'énergie pour la phase q :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q h_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q h_q) = -\alpha_q \frac{\partial p}{\partial t} + \bar{\bar{\tau}}_q : \nabla \vec{v}_q - \nabla \vec{q}_q - S_q + \sum_{p=1}^n (Q_{pq} + \dot{m}_{pq} h_{pq}) \quad (3.3)$$

Où h est l'enthalpie, $\vec{q}$ est le vecteur du flux de chaleur, S est un terme de source et Q est l'énergie échangée entre les différentes phases.

3.2.2 Modélisation de la turbulence

La présence des fluctuations qui sont fonction du temps et de la position contribue à la génération des tensions de Reynolds. Ces dernières gouvernent les équations de transport dues à la turbulence et sont décrites par des termes additionnels dans les équations moyennées de Navier-Stokes. La solution analytique des tensions de Reynolds reste inexistante à ce jour. Cependant, l'utilisation d'un modèle de turbulence permet de donner une valeur numérique de ces tensions en chaque point du domaine d'écoulement.

Les tensions de Reynolds peuvent être modélisées par des équations supplémentaires en tenant compte de l'hypothèse de Boussinesq. L'hypothèse de Boussinesq permet de relier les tensions de Reynolds aux gradients de vitesse par l'expression suivante :

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (3.4)$$

Contrairement à la viscosité moléculaire, la viscosité turbulente dépend fortement des propriétés de l'écoulement. Par conséquent, le choix du modèle de turbulence pour l'application désirée est d'une grande importance. Pour atteindre une prédiction correcte de l'écoulement diphasique des réfrigérant, le modèle $k-\varepsilon$ réalisable a été choisi. Une description de ce modèle est donnée dans la section suivante.

Le modèle $k-\varepsilon$ réalisable est une modification du modèle $k-\varepsilon$ standard qui permet de prédire plus correctement les écoulements avec séparation. C'est un modèle semi-empirique basé sur deux équations de transport exprimant l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation. L'équation de transport pour k est dérivée d'une équation exacte, tandis que l'équation de transport pour ε a été obtenue en utilisant un raisonnement physique qui s'éloigne de son expression mathématique. Le modèle a été élaboré en supposant que l'écoulement est complètement turbulent et que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables.

L'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ε sont obtenus des équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon + S_k \quad (3.5)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + G_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (3.6)$$

Dans ces équations, G_k représente la génération de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de la vitesse moyenne. G_b est la génération de l'énergie cinétique turbulente due à la flottabilité. $C_{1\varepsilon}$ et $C_{2\varepsilon}$ sont des constants. s_k et s_ε sont des termes de source.

La viscosité turbulente μ_t est calculée en combinant k et ε dans l'expression suivante:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.7)$$

Alors que C_μ est une constante dans le modèle k - ε standard, elle varie pour le modèle k - ε realizable de la manière suivante:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (3.8)$$

Avec

$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \Omega_{ij}\Omega_{ij}}$$

$$A_s = \sqrt{6} \cos \phi$$

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W)$$

$$W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ji}}{\tilde{S}}$$

$$\tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}$$

Le terme G_k représente la production de l'énergie cinétique turbulente. De l'équation exacte de k , ce terme peut être défini par :

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.9)$$

Pour évaluer G_k en tenant compte de l'hypothèse de Boussinesq :

$$G_k = \mu_t S^2 \quad (3.10)$$

Où S est le module du taux moyen du tenseur de Reynolds, défini de la même manière que pour le modèle k - ε .

La dissipation de l'énergie cinétique est donnée par :

$$G_\varepsilon = C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k \quad (3.11)$$

Les constantes sont déterminées à partir des expériences et elles diffèrent de celles du modèle k - ε . Elles sont données comme suit :

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
1.44	1.9	1.0	1.2

3.2.3 Approches de calcul numérique des écoulements multiphasiques

Les progrès de la CFD ont fourni la base pour davantage perspicacité dans la dynamique des écoulements multiphasiques. Il existe actuellement deux approches pour le calcul numérique des écoulements multiphasiques (Fluent, 2003):

- Approche Euler-Lagrange,
- Approche Euler-Euler.

3.2.3.1 Approche Euler-Lagrange

Le modèle discret de phase lagrangien repose sur la méthode d'Euler-Lagrange. La phase fluide est supposée continue par la résolution des équations temporelles moyennées de Navier-Stokes, alors que la phase dispersée est résolue par le suivi d'un grand nombre de particules, bulles ou gouttelettes dans le domaine de calcul. La phase dispersée peut échanger la masse, la quantité de mouvement avec la phase fluide. Ce modèle repose sur une hypothèse fondamentale supposant que la deuxième phase dispersée occupe une faible fraction volumique, même si une charge de masse élevée ($\dot{m}_{particules} \geq \dot{m}_{fluide}$) est acceptable. Les trajectoires de particules ou de gouttelettes sont calculées individuellement à des intervalles déterminés durant le calcul de la phase fluide, ce qui rend le modèle approprié pour la modélisation du séchage par pulvérisation, le charbon et les combustibles liquides, et certains flux de particules chargées, mais inadaptées pour la modélisation de mélanges liquide-liquide, lits fluidisés, ou toute application où la fraction volumique de la deuxième phase n'est pas négligeable.

3.2.3.2 Approche Euler-Euler

Dans l'approche Euler-Euler les différentes phases sont traitées mathématiquement comme continuellement interpénétrantes. Étant donné que le volume d'une phase ne peut être occupé par les autres phases, le concept de la fraction volumique est introduit. Ces fractions de volume sont supposées être des fonctions continues de l'espace et du temps et leur somme est égale à l'unité. Les équations de conservation

pour chaque phase sont dérivées pour obtenir un ensemble d'équations, qui ont une structure similaire pour toutes les phases. Ces équations sont fermées en fournissant des relations constitutives qui sont obtenues à partir de formules empiriques ou dans le cas des écoulements granulaires par l'application de la théorie cinétique. Il existe trois différents Euler-Euler modèles multiphasiques disponibles: Le modèle de mélange, le modèle eulérien et le modèle du volume de fluide (VOF, pour *Volume Of Fluid*).

3.2.3.2.1 Le modèle de mélange

Le modèle de mélange est élaboré pour deux phases ou plus (fluide ou particules). Les phases sont traitées comme continuellement interpénétrantes. Le modèle de mélange permet de résoudre pour le mélange les équations de mouvement et de prescrire des vitesses relatives pour décrire la phase dispersée. Les applications du modèle de mélange comprennent les flux de particules chargées avec une faible charge, les écoulements à bulles, la sédimentation et les séparateurs à cyclone. Le modèle de mélange peut également être utilisé sans vitesses relatives de la phase dispersée pour modéliser les écoulements polyphasiques homogènes.

3.2.3.2.2 Le modèle Eulérien

Le modèle eulérien est le plus complexe des modèles multiphasiques. Il résout un ensemble de n équations de mouvement et les équations de continuité pour chaque phase. Les couplages sont réalisés à l'aide de la pression et les coefficients d'échange interphase. La manière dont est géré ce couplage dépend du type de phases impliquées; les écoulements granulaires (fluide-solide) sont traités différemment par rapport aux écoulements non-granulaires (fluide-fluide). Pour les écoulements granulaires, les propriétés sont obtenues à partir de l'application de la théorie cinétique. L'échange d'énergie cinétique entre les phases dépend aussi du type de mélange à modéliser. Les applications du modèle eulérien incluent les colonnes à bulles, la suspension des particules, et les lits fluidisés.

3.2.3.2.3 Le modèle VOF

Le modèle VOF est un suivi technique de surface appliqué à un maillage eulérien fixe. Il est conçu pour deux ou plusieurs fluides non miscibles, où la position de l'interface entre les fluides est d'intérêt. Dans le modèle VOF, un seul système d'équations de mouvement est partagé par les fluides et la fraction volumique de chacun des fluides dans chaque cellule de calcul est suivie dans tout le domaine. Les applications du modèle VOF incluent les écoulements stratifiés, les écoulements à surface libre, le remplissage, le ballottement, et le mouvement de grosses bulles dans un liquide, le mouvement du liquide après une rupture d'un barrage, la prédiction de la rupture d'un jet (tension de surface) et le suivi permanent ou transitoire de toute interface liquide-gaz.

Les équations qui seront résolues par le modèle VOF sont comme suivent :

Le cheminement de l'interface(s) entre les phases est accompli par la solution d'une équation de continuité pour la fraction de volume d'une (ou plus) des phases. Pour une phase, cette équation a la forme suivante :

$$\frac{1}{\rho_q} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) \right] = S_{\alpha_q} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{qp} - \dot{m}_{pq}) \quad (3.12)$$

Une seule équation de mouvement est résolue pour le domaine entier, et le champ de vitesse résultant est partagé entre les phases :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu (\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T)] + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (3.13)$$

La densité ρ et la viscosité dynamique μ dans cette équation sont fonction de la fraction volumique de toutes les phases :

$$\rho = \sum \alpha_q \rho_q \quad (3.14)$$

$$\mu = \sum \alpha_q \mu_q \quad (3.15)$$

L'équation d'énergie est également partagée entre les phases :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v} (\rho E + p)) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T) + S_h \quad (3.16)$$

Le modèle VOF traite l'énergie, E , et la température, T , comme des variables pondérées à la masse :

$$E = \frac{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q E_q}{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q} \quad (3.17)$$

Où E_q pour chaque phase est basé sur la chaleur spécifique de cette phase et la température partagée. La conductivité thermique effective k_{eff} est aussi partagée entre les phases. Le terme source, S_h , contient des contributions du rayonnement ainsi que toute autre source de chaleur volumétrique.

Le choix du modèle de l'écoulement diphasique repose essentiellement sur le choix de propriétés géométriques (configuration axisymétrique, interfaces cylindriques, annulaires, etc.), de propriétés cinématiques (vitesses relatives entre les phases), ou de propriétés thermiques (conditions de saturation pour une ou deux phases). Ces deux dernières propriétés représentent les déséquilibres cinématiques et thermiques entre phases.

3.3 Résolution Numérique

La géométrie et le maillage sont générés en utilisant Gambit, le module de pré-processing du code CFD *Fluent*. Le procédé d'ébullition dans un tube vertical de 1.1 mm de diamètre interne et de 150 mm de longueur chauffé par un flux de chaleur uniforme a été étudié en utilisant trois réfrigérants : le R134a, l'isobutane et le propane.

La Figure 3.2 montre le maillage utilisé ainsi qu'un zoom montrant les détails des cellules au voisinage de la paroi du tube. Le domaine a été subdivisé en 2500x30 cellules dans, respectivement, les directions axiale et radiale.

Après la spécification des conditions aux limites, le contrôle de la solution ainsi que l'initialisation doivent être spécifiés avant de démarrer le processus itératif. Le contrôle de la solution consiste en la précision du schéma de couplage pression-vitesse, les schémas de discrétisations des différentes variables et les facteurs de sous-relaxation. Dans le présent cas, l'algorithme *PISO* a été adopté pour le couplage pression-vitesse qui est utilisée pour les écoulements transitoires comme c'est le cas dans cette étude. Le schéma de reconstruction de l'interface *Geo-Reconstruct* est

utilisé. Ce schéma est le plus précis, il fait une interpolation linéaire en utilisant les fractions volumiques des mailles voisines de l'interface. Des schémas du second ordre ont été spécifiés pour la discrétisation de tous les autres paramètres et les facteurs de sous-relaxation par défaut ont été utilisés sans changement.

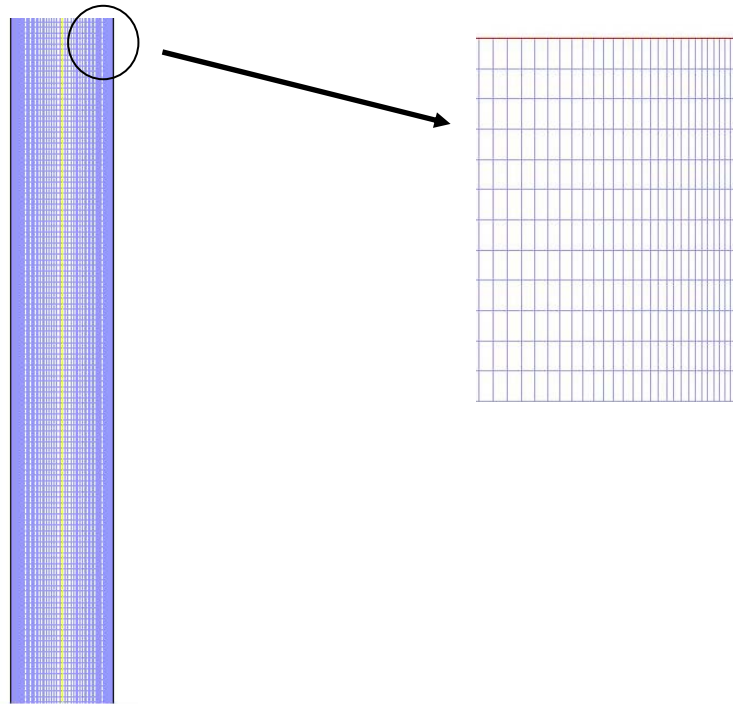


Figure 3.2. Maillage de la géométrie du tube

Le code *Fluent* dispose d'un ensemble de modèle permettant la simulation des écoulements diphasiques. Cependant, il ne permet pas de modéliser directement le phénomène de l'ébullition. Il est nécessaire d'introduire un modèle qui régit le mécanisme de l'ébullition à travers une UDF (*User-Defined Function*). Le terme source S de l'interface de transfert de masse est relié au changement de phase. Le modèle de Lee est appliqué (Fluent, 2003). Ce modèle définit le transfert de masse pendant le processus de l'évaporation ou de la condensation. Le changement de phase est assumé être à une pression constante et à un état de quasi thermo-équilibre.

Le transfert de masse du liquide vers la vapeur et celui de la vapeur vers le liquide sont donnés par les équations suivantes :

$$\dot{m}_{LG} = \begin{cases} \frac{r_{LG} \alpha_L \rho_L (T_L - T_{sat})}{T_{sat}} & T_L \geq T_{sat} \\ 0 & T_L < T_{sat} \end{cases} \quad (3.18)$$

$$\dot{m}_{GL} = \begin{cases} \frac{r_{GL} \alpha_G \rho_G (T_{sat} - T_G)}{T_{sat}} & T_G \leq T_{sat} \\ 0 & T_G > T_{sat} \end{cases} \quad (3.19)$$

Où r_{LG} et r_{GL} sont des paramètres de temps de transfert de masse avec unité $[s^{-1}]$. Dans le présent cas, r_{LG} et r_{GL} sont pris égal à 0.1.

Une simulation instationnaire a été choisie pour obtenir une solution convergente. L'évolution de l'écoulement d'ébullition a été captée par une simulation instationnaire jusqu'à ce qu'une solution quasi-stationnaire ait été atteinte. Le pas de temps pour une telle simulation d'écoulement multiphasique était en général de $10^{-4}s$.

Les coordonnées sont placées comme montré sur la Figure 3.1, avec l'accélération de la pesanteur ($g = 9.8 \text{ m/s}^2$) sur l'axe y négatif. La pression, p_s est prise égale à 101325 Pa. La pression de saturation des réfrigérants, p_{sat} , est de 8 bars. À l'entrée du tube, un écoulement monophasique liquide est introduit avec une vitesse constante.

Avant que le modèle d'écoulement multiphasique ait été activé, l'écoulement liquide isotherme stationnaire a été obtenu en résolvant les équations régissantes excepté l'équation d'énergie. Puis le champ d'écoulement simulé a été employé comme un état initial pour la simuler l'écoulement diphasique.

Chapitre 4

Simulation Numérique de l'Écoulement Monophasique des Réfrigérants Naturels

Sommaire

4.1 Profils des Vitesses	45
4.2 Profils de la Température	45
4.3 Génération de l'Entropie	48

Les systèmes de réfrigération utilisent des fluides frigorigènes capables de véhiculer de l'énergie thermique sensible et/ou latente à de basses températures. Les effets négatifs sur l'environnement ont favorisé l'émergence d'un ensemble de fluides répartis dans deux familles : les fluides hydrofluorocarbures (HFC), tel que le R134a, et les fluides naturels, tels que le propane (R290) et l'isobutane (R600a). Le passage de ces fluides dans les tubes des échangeurs de chaleur provoquent des irréversibilités liées essentiellement au transfert de chaleur et aux dissipations visqueuses.

Traditionnellement, l'analyse de l'écoulement et du transfert de chaleur de ces fluides dans les tubes d'échangeurs de chaleur se fait en se basant sur le premier principe de la thermodynamique. Le premier principe de la thermodynamique se base sur la conservation de l'énergie, c'est-à-dire la quantité d'énergie échangée. Cependant, le deuxième principe s'intéresse à la qualité de cette énergie. Plus précisément, il se préoccupe de la dégradation

de l'énergie au cours du processus et la production d'entropie. De ce fait, l'analyse basée sur le deuxième principe de la thermodynamique est devenue un outil puissant dans l'optimisation et le dimensionnement des équipements frigorifiques et en particulier les échangeurs de chaleur. Afin de préserver la qualité de l'énergie dans un procédé d'écoulement de fluide ou réduire au maximum la génération d'entropie, il est important d'étudier la répartition de la génération d'entropie dans le volume fluide.

Plusieurs études ont été effectuées dans le but d'analyser des problèmes liés à la génération d'entropie dans les écoulements de fluides pour diverses applications. Bejan (1977) a appliqué le concept des irréversibilités dans la conception d'un échangeur de chaleur contre-courant. Il a montré qu'une longueur d'écoulement optimale serait possible. Bejan (1996) a également démontré que la génération d'entropie provoquée par la convection forcée d'un écoulement de fluide visqueux dans un canal est due au transfert thermique et au frottement visqueux. Sahin (1998) a utilisé le deuxième principe de la thermodynamique pour analyser l'écoulement d'un fluide visqueux dans des conduites circulaire avec des conditions aux limites isothermes. Plus tard, en 1999, il s'est intéressé à l'effet de la viscosité variable sur le taux de génération d'entropie avec un flux de chaleur constant sur la paroi d'une conduite circulaire. Mahmud et Fraser (2002) ont appliqué le second principe de la thermodynamique pour analyser les problèmes fondamentaux de transfert de chaleur par convection dans un canal formé par deux plaques parallèles.

Le but de ce chapitre est d'étudier la génération d'entropie de l'écoulement de fluides frigorigènes (R134a, propane et isobutane) dans un tube vertical soumis à un flux de chaleur. Le taux local de génération de l'entropie est obtenu sur la base des champs des vitesses et de températures obtenus par la résolution numérique des équations régissant l'écoulement. L'évolution de la génération d'entropie dans le volume de fluide devient importante pour déterminer les régions de fortes concentrations.

Un écoulement complètement développé avec un flux de chaleur uniforme imposé sur la paroi est considéré. Le R134a, l'isobutane et le propane ont été choisis comme fluides de fonctionnement (Tableau 4.1).

Le code CFD *Fluent* a été utilisé pour la simulation de l'écoulement des réfrigérants dans un tube de diamètre égal à 1.1 mm et d'une longueur de 150 mm. Le maillage a été généré en utilisant *gambit*. Le nombre de cellules est 250x30 dans les directions axiale et radiale. Pour capturer la couche limite, les cellules ont été serrées près de la paroi avec un rapport successive de 1.04. Un schéma numérique '*Upwind*' du deuxième ordre a été utilisé pour le calcul du champ des vitesses et l'algorithme '*Simple*' a été utilisé pour le couplage pression – vitesse. Les facteurs de sous-relaxation recommandés par *Fluent* ont été adaptés sans changement avec un critère de convergence de 10^{-6} pour toutes les variables. La formulation de la génération de l'entropie est introduite en post processing après avoir programmé une *UDF* qui permet d'évaluer les gradients de température.

Tableau 4.1. Propriétés thermophysiques des fluides à la température de saturation.

Paramètres thermo physiques	R134a	Isobutane	Propane
Pression, bar		8	
Chaleur spécifique, J/kg.K	1452.58	2683.26	2667.84
Conductivité thermique, W/m.K	0.07841	0.07834	0.09685
Viscosité, N.s/m ²	0.000182703	0.000108359	0.00010397
Masse volumique, kg/m ³	1182.29	506.56	502.34
Diamètre du tube, m		0.0011	
Longueur du tube, m		0.15	
Température du fluide à l'entrée, K	304.46	329.57	291.45
Flux de chaleur, kW/m ²		67	
Débit du fluide, W/m ² K		200	
Vitesse du liquide, m/s	0.1691632	0.39482	0.3981325

Les résultats de simulation obtenus seront présentés et discutés dans cette section. Les principaux résultats de la simulation CFD concernent les profils radiaux et axiaux de vitesse, de température et de génération d'entropie pour les trois fluides étudiés. En plus, les résultats des taux de génération d'entropie intégrés sur des sections du tube à différentes positions axiales sont évalués. Des contours de la distribution du nombre de Bejan le long du tube sont également présentés et discutés.

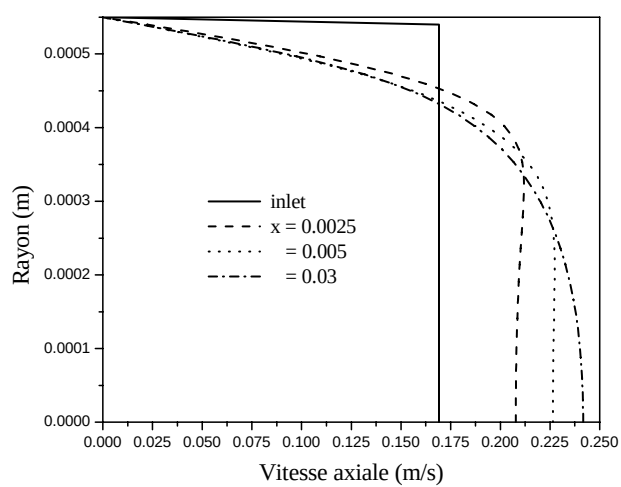
4.1 Profils des Vitesses

La Figure 4.1 montre les profils radiaux de vitesse à divers positions axiales à partir de l'entrée. À l'entrée des vitesses uniformes de 0.169 m/s pour le R134a, 0.394 m/s pour l'isobutane et 0.398 m/s pour le propane sont considérées. Le développement de la couche limite hydrodynamique a été rapide. L'écoulement entièrement développé a été atteint à environ 3 cm de l'entrée. Puisque les propriétés thermophysiques sont considérées constantes, le profil de vitesse entièrement développé s'avère parabolique avec des valeurs maximales de 0.241623, 0.528961 et 0.530982 m/s pour, respectivement, le R134a, l'isobutane et le propane.

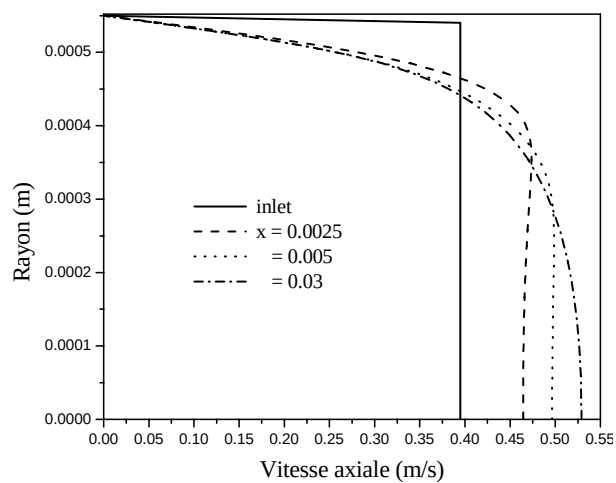
4.2 Profils de la Température

La Figure 4.2 montre les profils radiaux de température à différentes positions axiales le long du tube pour les trois fluides. Le nombre de Pr est calculé pour être $Pr = \mu \cdot c_p / \lambda = 3.3846$ pour le R134a, 3.7114 pour l'isobutane, et 2.8639 pour le propane. Ainsi on prévoit que la couche limite thermique se développe entièrement dans la longueur de tube. Les profils de température évoluent à partir de la distribution uniforme à l'entrée du tube jusqu'à la sortie. La condition aux limites imposée sur la paroi est un flux de chaleur uniforme. Par conséquent, la température de la paroi s'élève continuellement et le transfert de chaleur s'effectue dans la direction radiale.

a.



b.



c.

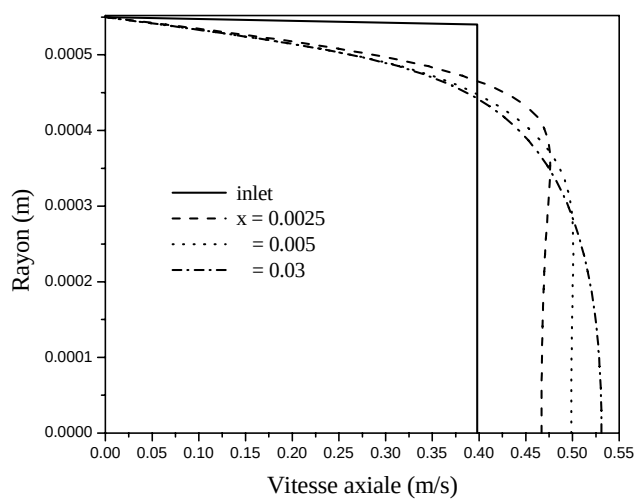
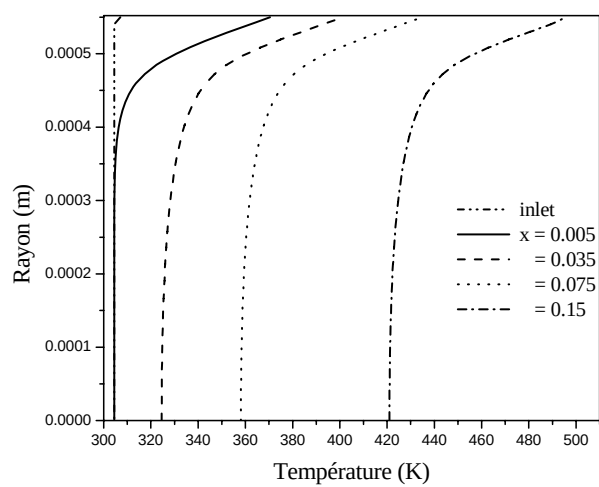
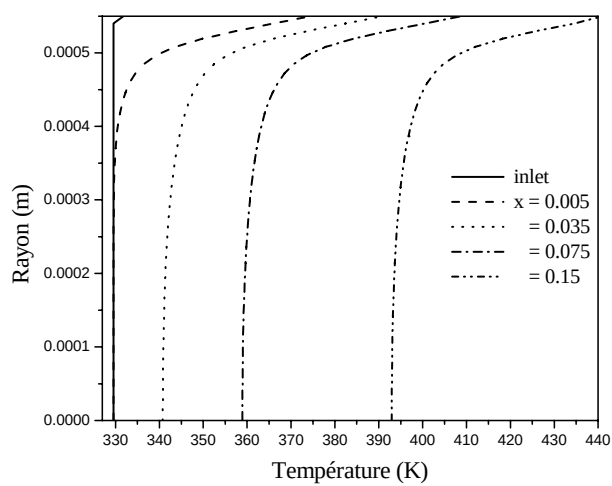


Figure 4.1. Profils radiaux de vitesse : a. R134a, b. Isobutane, c. Propane.

a.



b.



c.

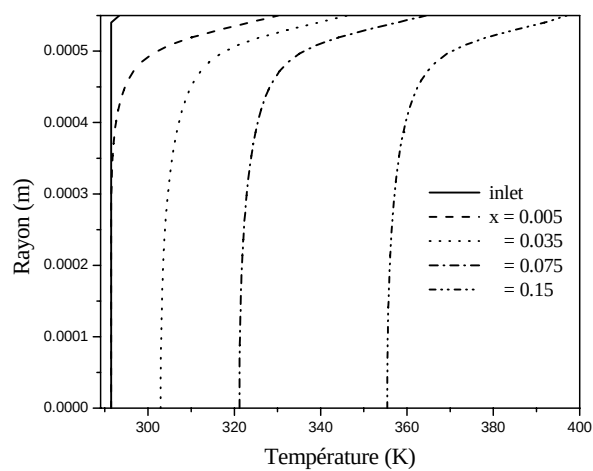


Figure 4.2. Profils radiaux de température : a. R134a, b. Isobutane, c. Propane.

4.3 Génération de l'Entropie

Dans cette partie, l'intérêt en fait est d'étudier et d'analyser la génération d'entropie dans le tube.

L'écoulement d'un fluide dans un tube est accompagné d'une génération d'entropie associée au transfert de chaleur et au frottement. Selon Bejan (1982), la génération d'entropie peut être déterminée par l'expression suivante:

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\lambda}{T^2} (\nabla T)^2 + \frac{\mu}{T} \Phi \quad (4.1)$$

Qui s'exprime en coordonnées cylindriques bidimensionnelles de la manière suivante :

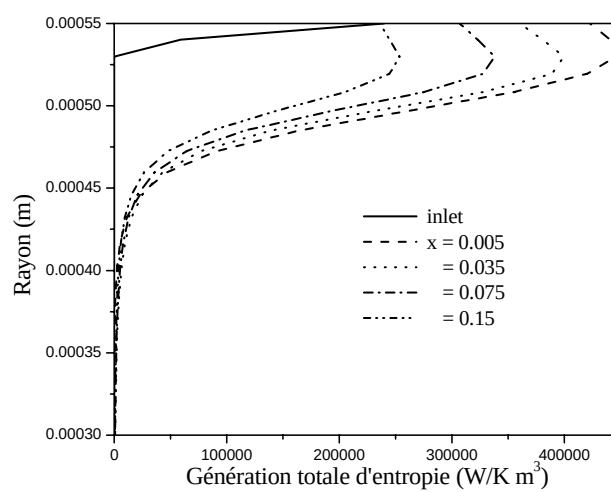
$$\dot{S}_{gen} = \frac{\lambda}{T^2} \left\{ \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 \right\} + \frac{\mu}{T} \left\{ 2 \left(\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (4.2)$$

Le premier terme dans l'équation (4.2) représente la génération d'entropie due à la conduction de la chaleur dans les directions radiales et axiales ($\dot{S}_{gen,t}$). Alors que le second terme exprime la contribution du frottement du fluide dans la génération d'entropie ($\dot{S}_{gen,f}$). Dans le but de comparer les contributions des effets visqueux et thermiques, Bejan (1982) a défini un nombre sans dimensions qu'il a appelé '*nombre de Bejan*'. Ce nombre permet de montrer la contribution des effets thermiques dans la génération totale de l'entropie. Il est défini par :

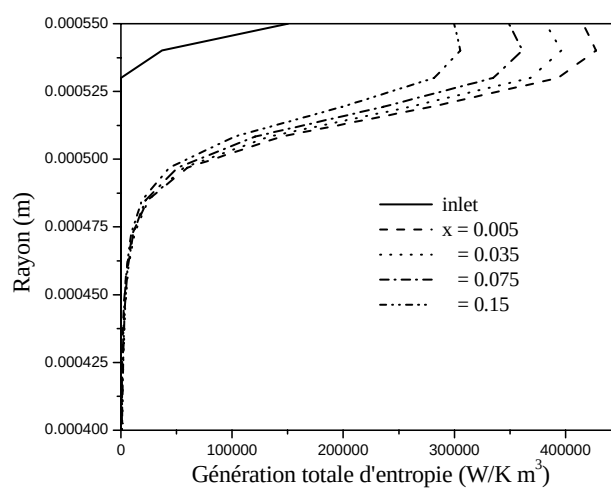
$$Be = \frac{\dot{S}_{gen,t}}{\dot{S}_{gen,t} + \dot{S}_{gen,f}} \quad (4.3)$$

La Figure 4.3 montre les profils radiaux du taux de génération d'entropie à différentes positions axiales. Près de l'entrée, la génération d'entropie est confinée dans une région étroite à côté de la paroi. Pendant que le transfert thermique a lieu le long du tube, la région de génération d'entropie s'élargit mais la valeur maximale du taux de génération d'entropie diminue.

a.



b.



c.

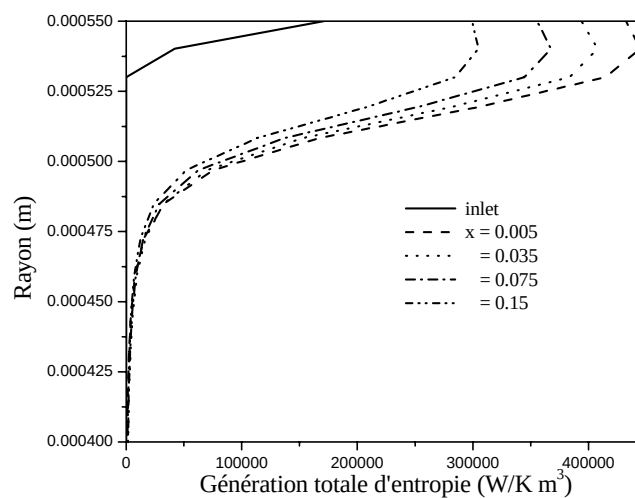


Figure 4.3. Profils radiaux du taux de génération d'entropie: a. R134a, b. R600a, c. R290.

Le nombre de Bejan qui est défini comme le rapport de la composante thermique de la génération d'entropie à la génération d'entropie totale est montrée sur la Figure 4.4. Le nombre de Bejan est faible près de la ligne centrale mais il atteint rapidement sa valeur maximale de 1 le long de la direction radiale. Ceci indique que la composante principale pour le taux de génération d'entropie est la composante thermique.

Des variations axiales de la température et du taux de génération d'entropie sont données, respectivement, sur les Figures 4.5 et 4.6. La température du fluide près de la paroi s'élève continuellement, alors que la température de la ligne centrale demeure sans changement pour une longueur d'environ 0.012 m, puis elle augmente progressivement, car le flux de chaleur s'écoulant à travers les parois n'a pas atteint la ligne centrale du tube qu'à partir de cette longueur.

Le taux de génération d'entropie près de la paroi augmente brusquement puis il diminue le long du tube comme le montre la Figure 4.6. Le long de la ligne centrale, le taux de génération d'entropie est nul car les gradients de la température et de la vitesse sont négligeables.

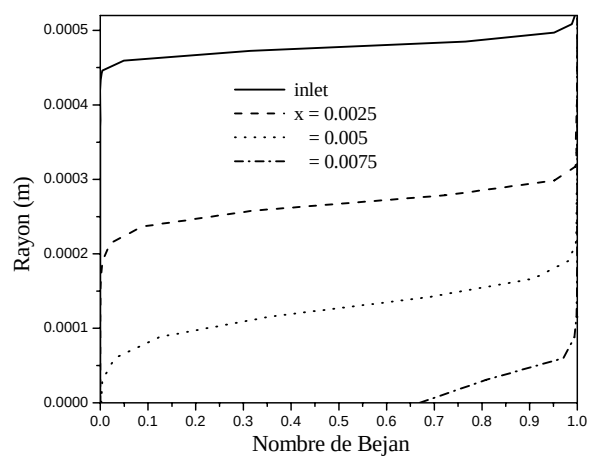
Des valeurs du taux de génération d'entropie intégrées sur des sections transversales du tube pour différentes positions axiales sont indiquées dans le Tableau 4.2 pour les trois fluides considérés. En général, on observe une augmentation du taux de génération d'entropie sur la section transversale puis une diminution progressive. Cette augmentation peut être expliquée par l'élargissement de la couche limite thermique et l'augmentation des gradients de température dans cette région.

Le taux de génération d'entropie totale intégré sur le volume du tube est égal à 0.010173284, 0.0069851141 et 0.007428814 W/K pour, respectivement, le R134a, l'isobutane et le propane. A ce stade, une analyse thermodynamique globale peut être entreprise afin de vérifier l'exactitude de l'analyse CFD et de la solution numérique.

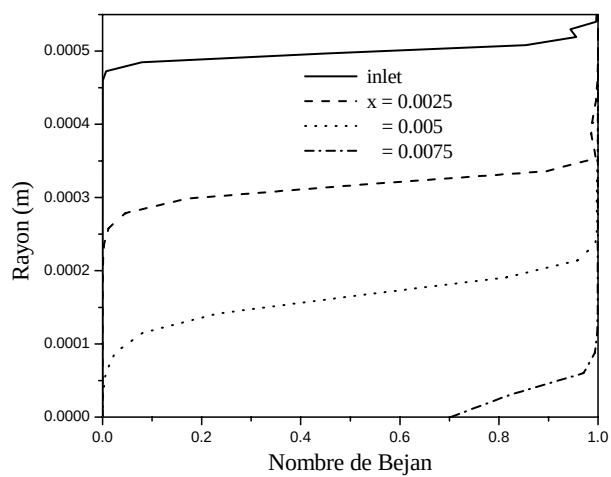
Le taux de transfert thermique total dans un tube est donné par la formule suivante :

$$Q = \dot{m}(h_e - h_i) = \dot{m} \cdot c_p (T_e - T_i) \quad (4.4)$$

a.



b.



c.

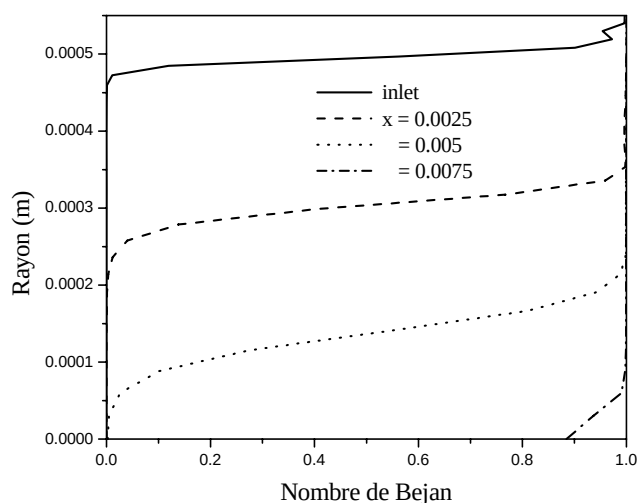
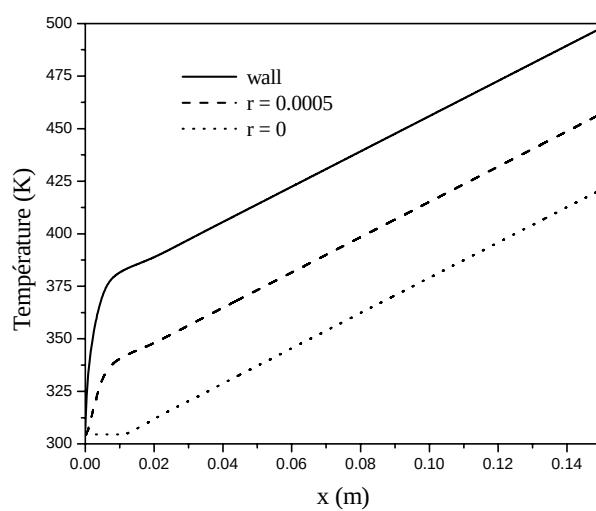
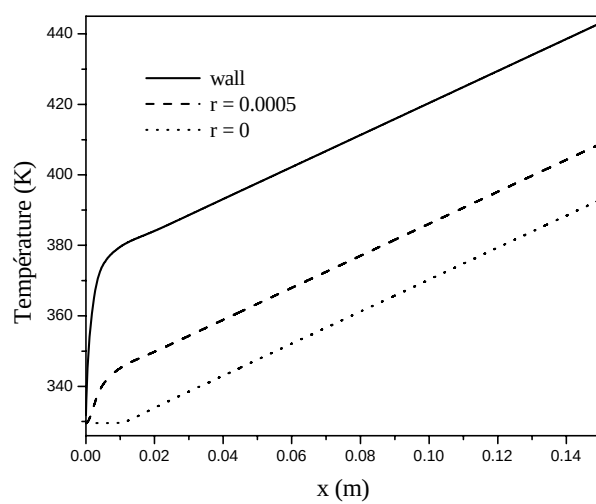


Figure 4.4. Profils radiaux du nombre de Bejan: a. R134a, b. R600a, c. R290.

a.



b.



c.

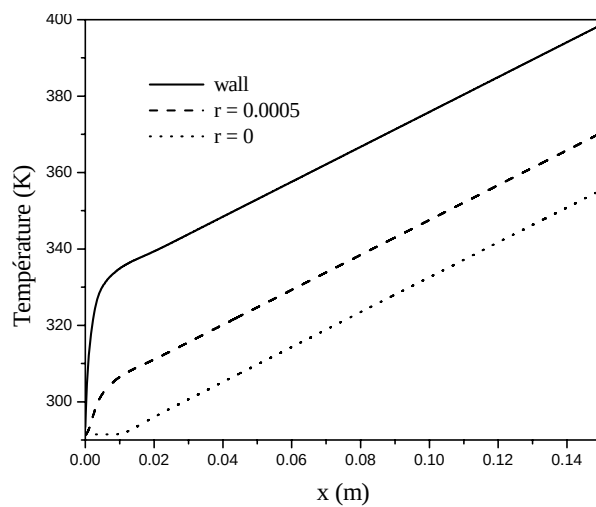
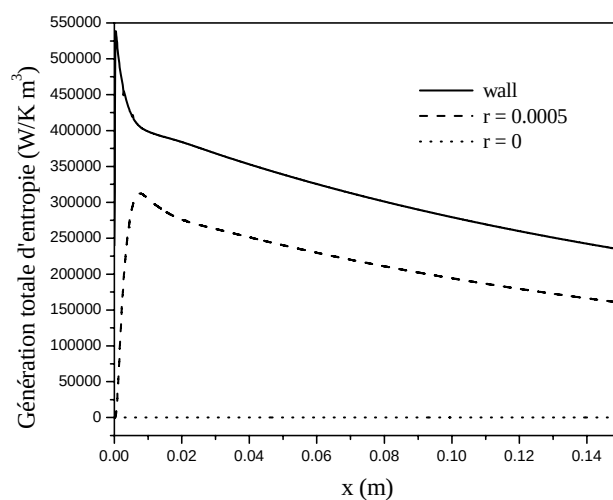
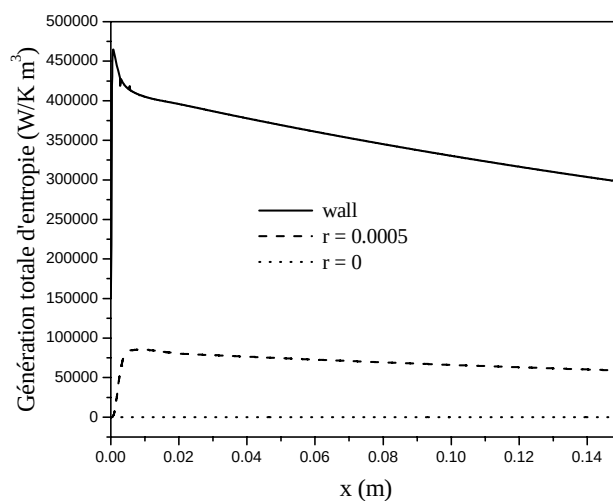


Figure 4.5. Profils axiaux de température: a. R134a, b. R600a, c. R290.

a.



b.



c.

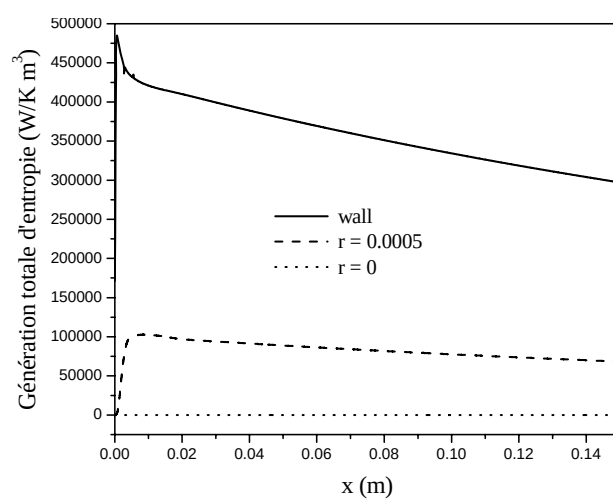


Figure 4.6. Profils axiaux du taux de génération d'entropie: a. R134a, b. R600a, c. R290.

Tableau 4.2. Taux de génération d'entropie intégré sur la section transversale du tube pour différentes positions axiales

Position axiale (m)	Taux de génération d'entropie intégré sur la section transversale du tube, W/m K		
	R134a	Isobutane	Propane
0.0000	0.0082257949	0.0051578684	0.0058577065
0.0005	0.0880947190	0.0546110050	0.0592548620
0.0350	0.0795880110	0.0512825290	0.0550937800
0.0750	0.0670112000	0.0466380570	0.0494881400
0.1500	0.0502442900	0.0394882300	0.0410753300

Ainsi la température de sortie devient :

$$T_e = T_i + \frac{Q}{\dot{m} \cdot c_p} \quad (4.5)$$

avec, $\dot{m} = \rho \cdot V \left(\frac{\pi D^2}{4} \right)$ et $Q = q \cdot (\pi \cdot D \cdot L)$

En utilisant les propriétés thermophysiques indiquées dans le Tableau 4.1, la valeur de la température à la sortie du tube est égale à 430.255, 397.669 et 359.9424 K pour, respectivement, le R134a l'isobutane et le propane.

Le taux de génération totale d'entropie peut être évalué par l'expression suivante :

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} \cdot (s_e - s_i) - \frac{Q}{T_w} = \dot{m} \cdot c_p \ln \left(\frac{T_e}{T_i} \right) - \frac{Q}{T_w} \quad (4.6)$$

Dans cette équation T_w est un inconnu. Par conséquent, un calcul précis du taux de génération d'entropie n'est pas possible. En examinant la solution numérique pour la variation de la température de la paroi de la Figure 4.6, la température moyenne de la paroi semble être autour de 401.468, 386.412 et 345.1835 K pour, respectivement, le R134a, l'isobutane et le propane. Quand cette valeur est employée, les valeurs du taux de génération totale d'entropie sont : 0.008966697 W/K (R134a), 0.00591449 W/K

(isobutane) et 0.006415449 W/k (propane). Ceci indique une déviation (sous-estimation) de 13.45%, 18.1% et 15.79 % de la solution numérique pour les trois fluides. D'autre part, si la température moyenne de la paroi est prise pour 405.698 K (R134a), 391.07 K (isobutane), 348.696 K (propane), les deux solutions sont presque identiques.

Avec l'adoption des hypothèses simplificatrices faites pour les propriétés thermophysiques et les conditions aux limites, on ne s'attend pas à ce que la solution numérique de la température de la paroi représente exactement la situation réelle. Toutefois, la solution réelle doit appartenir à cet intervalle.

Les contours du nombre de Bejan sur une portion du tube ($0 < x < 0.009\text{ m}$) sont donnés sur la Figure 4.7. La variation du nombre de Bejan se produit dans une bande étroite. Près de la paroi du tube, le nombre de Bejan est égal à 1.0 dans une région à croissance rapide à partir de l'entrée du tube. Ceci indique que la génération d'entropie dans cette région est principalement due au transfert thermique. D'autre part, le nombre de Bejan autour de la ligne centrale demeure presque nul comme prévu sur une longueur d'environ 0.008 m, puisque les gradients de la température et de vitesse sont très petits le long de la ligne centrale dans cette région.

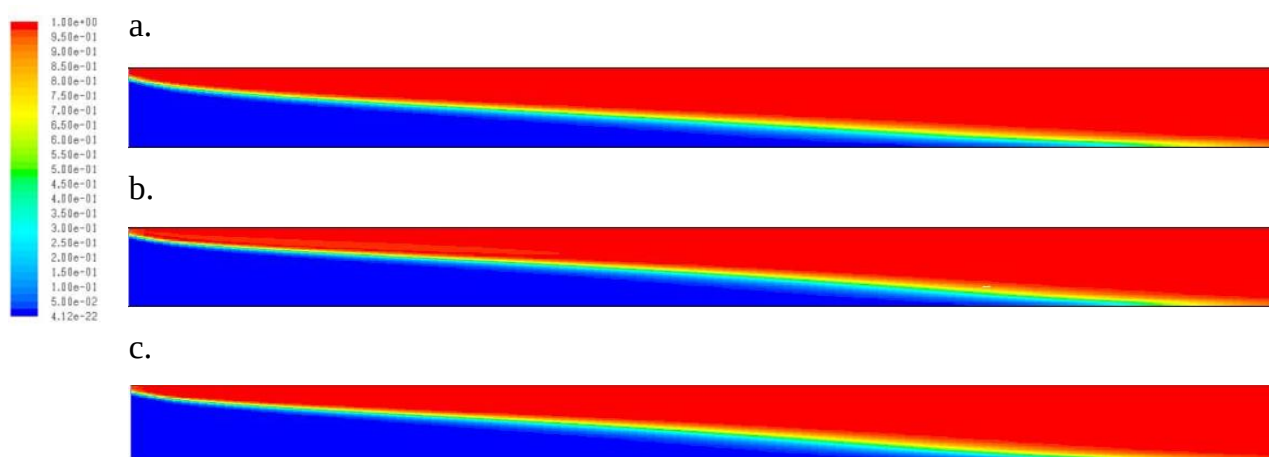


Figure 4.7. Contours du nombre de Bejan : a. R134a, b. R600a, c. R290.

Chapitre 5

Simulation Numérique de l'Ecoulement Diphasique des Réfrigérants Naturels

Sommaire

5.1 Configuration de l'Ecoulement	57
5.2 Évolution de l'ébullition	60
5.3 Effet du flux de chaleur.....	60
5.3.1 Structure de l'écoulement.....	60
5.3.2 Fraction volumique.....	63
5.3.3 Coefficient d'échange de chaleur.....	64
5.3.4 Taux de génération d'entropie.....	67
5.4 Effet du flux massique.....	68
5.4.1 Structure de l'écoulement.....	68
5.4.2 Coefficient d'échange de chaleur.....	71

La résolution des équations de conservation couplées à celles du modèle diphasique choisi permet de décrire l'écoulement diphasique à travers la visualisation des différentes configurations rencontrées lors de l'ébullition des réfrigérants.

L'objet de ce chapitre est de présenter les différentes configurations de l'écoulement diphasique et d'évaluer le coefficient d'échange de chaleur en fonction des paramètres de

fonctionnement, à savoir, le flux de chaleur et le flux massique. Les résultats sont présentés pour les trois fluides : R134a, isobutane et propane. Trois valeurs du flux massique ($G=200, 300$ et $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$) et plusieurs valeurs du flux de chaleur ($16, 27, 34, 53, 67$ et 71 kW/m^2) sont testées.

5.1 Configuration de l'Écoulement

Bien qu'il existe encore des arguments sur le classement de la structure des écoulements, la plupart des chercheurs ont choisi de regrouper ces différentes structures en quatre principaux régimes: régime stratifié, régime intermittent, régime annulaire et régime dispersé. Ces quatre régimes d'écoulement sont ensuite divisés en différents sous-groupes. Tout d'abord, le régime stratifié est décomposé en un écoulement stratifié lisse et un écoulement stratifié à vagues. Puis, le régime intermittent qui englobe les écoulements à bouchons de liquide ou poches de vapeur. Le régime annulaire est divisé en écoulement lisse et à vagues. Le régime d'écoulement dispersé comprend les différents écoulements à bulles. Shiferaw *et al.* (2009) et Chen *et al.* (2006) ont étudié des tubes de petits diamètres et ont défini les régimes : à bulles dispersées, à bulles, à bulles confinées, à bouchons, à forte coalescence, et l'écoulement annulaire. Taitel (1990) et Barnea (1987) ont défini cinq modes d'écoulement typiques dans leur carte d'écoulement verticale, à savoir à bulles dispersées, à bulles, à bouchons, à forte coalescence et annulaire.

Dans l'étude actuelle, six configurations d'écoulement ont été observées comme le montre la Figure 5.1. Ces configurations englobent l'écoulement :

à bulles dispersées: de nombreuses petites bulles flottent dans une phase liquide continue (Figure 5.1.a).

à bulles: la phase vapeur est distribuée sous forme de bulles discrètes dans une phase liquide continue et les bulles sont plus petites en longueur que le diamètre du tube. Cette configuration de l'écoulement couvre un intervalle très restreint de titre en vapeur (Figure 5.1.b).

à bulles confinées: la taille de la bulle atteint le diamètre du tube et elle est confinée par la paroi du tube. Les bulles ont une interface vapeur-liquide régulière et une forme sphérique (Figure 5.1.c).

à bouchons: les bulles se développent en forme de bulles allongées à cause de la limitation de la paroi du tube, séparées par des bouchons de liquide. La taille des bulles de vapeur s'approche du diamètre que le tube. Le nez de la bulle possède une forme caractéristique hémisphérique et la vapeur est séparée de la paroi du tube par un mince film liquide (Figure 5.1.d).

à forte coalescence : les bulles commencent à se déformer et à se coalescer en formant des vagues interfaciales avec l'augmentation de la vitesse de la vapeur. C'est un écoulement très oscillant, avec une interface ondulée en raison de la différence de vitesse entre les deux phases (Figure 5.1.e).

Annulaire: le régime d'écoulement annulaire est caractérisé par une surface du film liquide lisse et continue ainsi qu'une séparation complète des deux phases liquide et vapeur. La phase liquide se trouve en contact avec la paroi sous forme d'un micro film liquide. La phase vapeur est sous une forme cylindrique occupant la partie centrale du tube. Le liquide mouille la surface interne du tube sous l'effet des forces de frottement interfaciale engendrées par la vitesse de la vapeur (Figure 5.1.f).

Les Figures 5.1 et 5.2 montrent la structure des écoulements ci-dessus comme obtenue par la simulation numérique du R134a dans un tube de diamètre 1.1 mm et celle obtenue expérimentalement par Shiferaw *et al.* (2009) pour les mêmes conditions. La zone de visualisation est d'une longueur d'environ 30 mm. Les figures montrent qu'il y a un bon accord qualitatif entre les résultats obtenus et ceux de la référence citée.

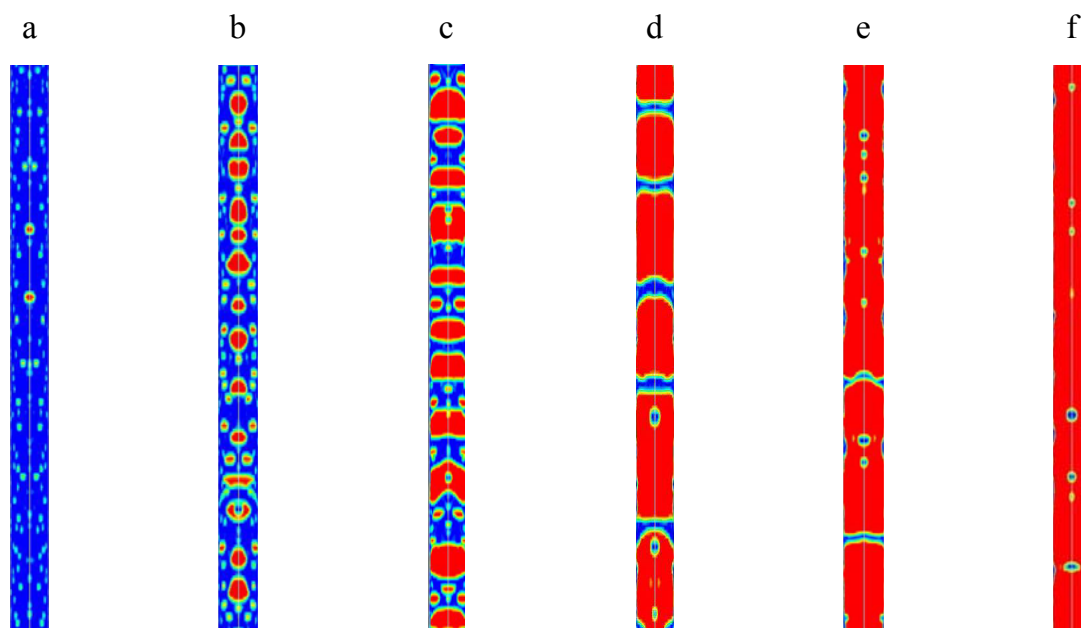


Figure 5.1. Configurations d'écoulement pour le R134a obtenus à l'aide du code Fluent.

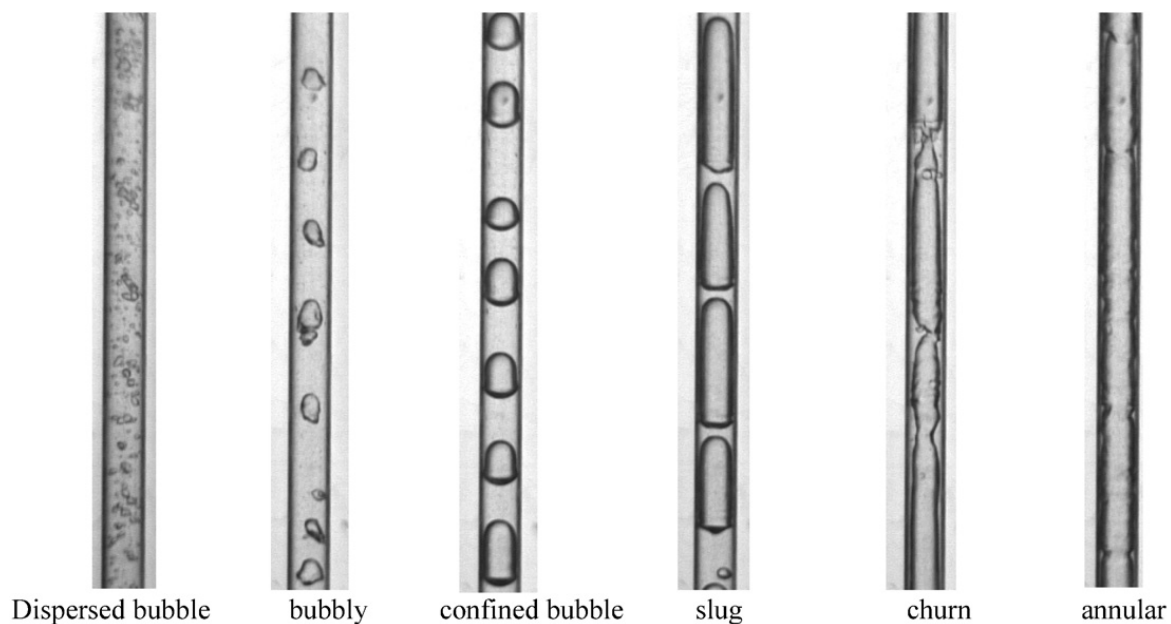


Figure 5.2. Configurations d'écoulement pour le R134a obtenus expérimentalement par Shiferaw *et al.* (2009).

5.2 Évolution de l'ébullition

La Figure 5.3 montre l'évolution de la fraction de vide durant le processus de l'ébullition du R134a en fonction du temps.

$t=0.01$ s : Tant que la température de la paroi est inférieure à un certain seuil, il s'agit d'un écoulement monophasique liquide dont le transfert de chaleur avec la paroi est appelé convection monophasique liquide.

$0.02 \leq t < 0.06$ s : La température de la paroi devient suffisante pour déclencher la nucléation. A ce moment débute l'ébullition nucléée sous-saturée associée à un changement de configuration de l'écoulement avec l'apparition de l'écoulement à bulles (bulles attachées à la paroi dans un premier temps). La température du liquide à la paroi est alors supérieure de quelques degrés à la température de saturation tandis que la température du liquide au cœur de l'écoulement tend vers la température de saturation.

$0.06 \leq t < 0.08$ s : L'augmentation du titre conduit à de nouveaux changements de configuration avec l'apparition de l'écoulement à poches et de l'écoulement annulaire. Le transfert de chaleur par ébullition nucléée est alors remplacé par la convection forcée au travers du film liquide entraînant une diminution de l'épaisseur du film liquide par vaporisation à l'interface liquide/vapeur.

$t=0.08$ s : L'écoulement monophasique de vapeur apparaît lorsque toutes les gouttelettes se sont évaporées. L'échange thermique s'effectue alors par convection monophasique dans la vapeur.

5.3 Effet du flux de chaleur

5.3.1 Structure d'écoulement

Les Figures 5.4 a, b et c montrent les configurations de l'écoulement pour différents flux de chaleur et pour un flux massique égal à $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ à une pression 8 bars pour les trois réfrigérants étudiés. A bas flux de chaleur, l'écoulement à bulles confinées, compressées, et séparées par une taille équivalente au diamètre interne de tube, est observée. En

augmentant le flux de chaleur, les bulles se croissent en longueur et s'allongent. Pour un flux de chaleur supérieure, les bouchons de liquide entre les bulles sont poussés au film liquide en laissant un film annulaire ondulé. Un film relativement uniforme est créé lors de l'augmentation du flux de chaleur encore plus loin, réduisant ainsi l'irrégularité des vagues. Au niveau du flux de chaleur le plus élevé, le régime d'écoulement annulaire est observé. Cependant l'interface du film n'est pas assez lisse.

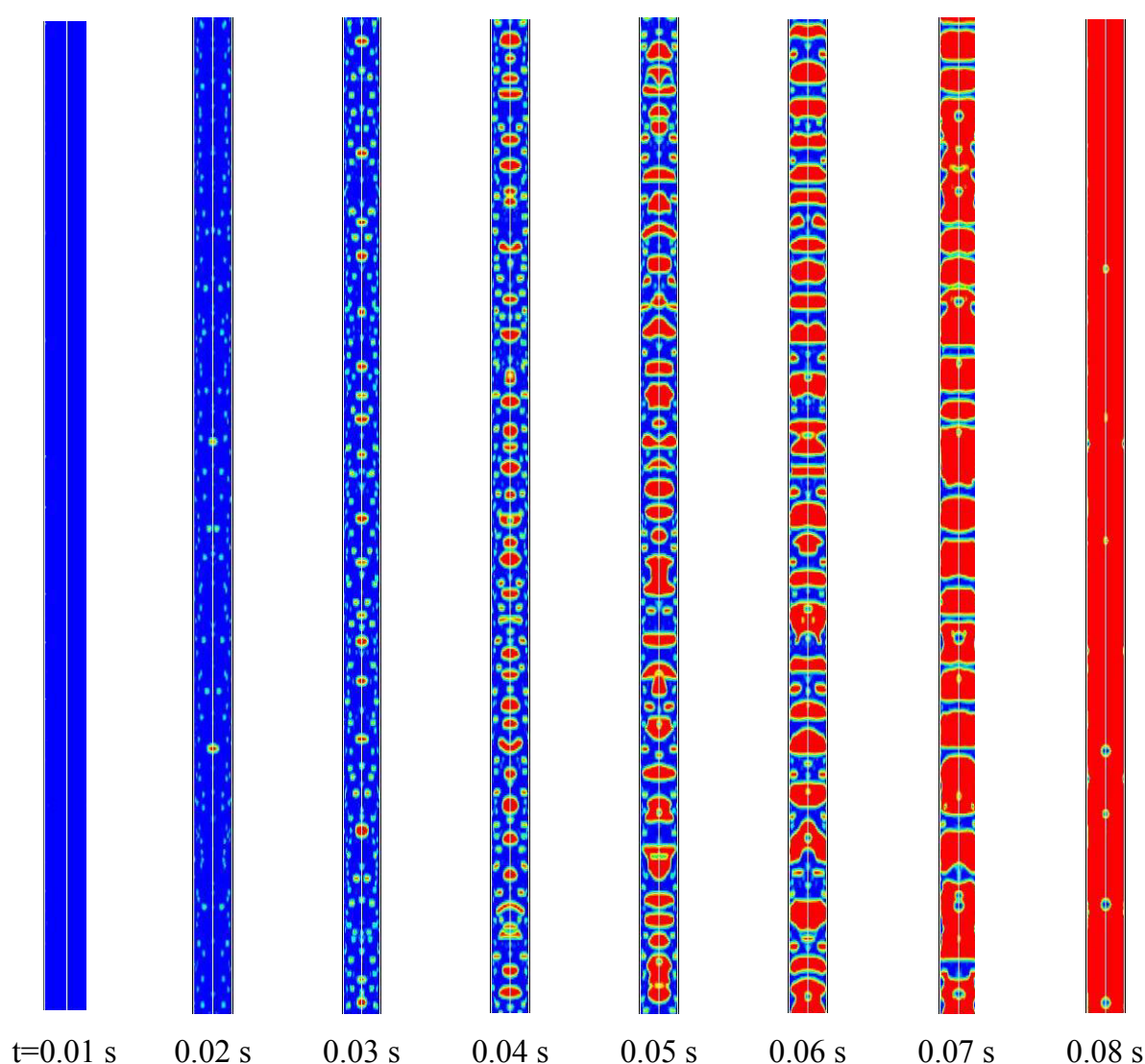


Figure 5.3. Evolution de la fraction de vide durant le processus de l'ébullition du R134a pour $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ et $Q=71 \text{ kW/m}^2$

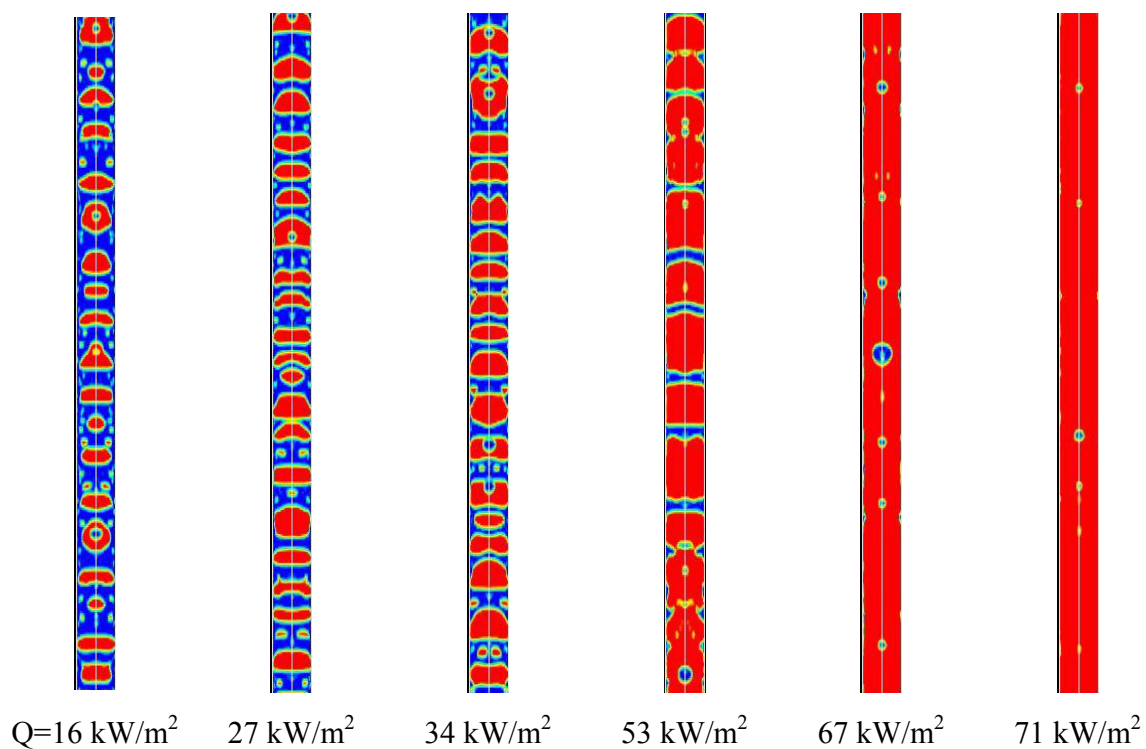


Figure 5.4.a. Configuration de l'écoulement du R134a à $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

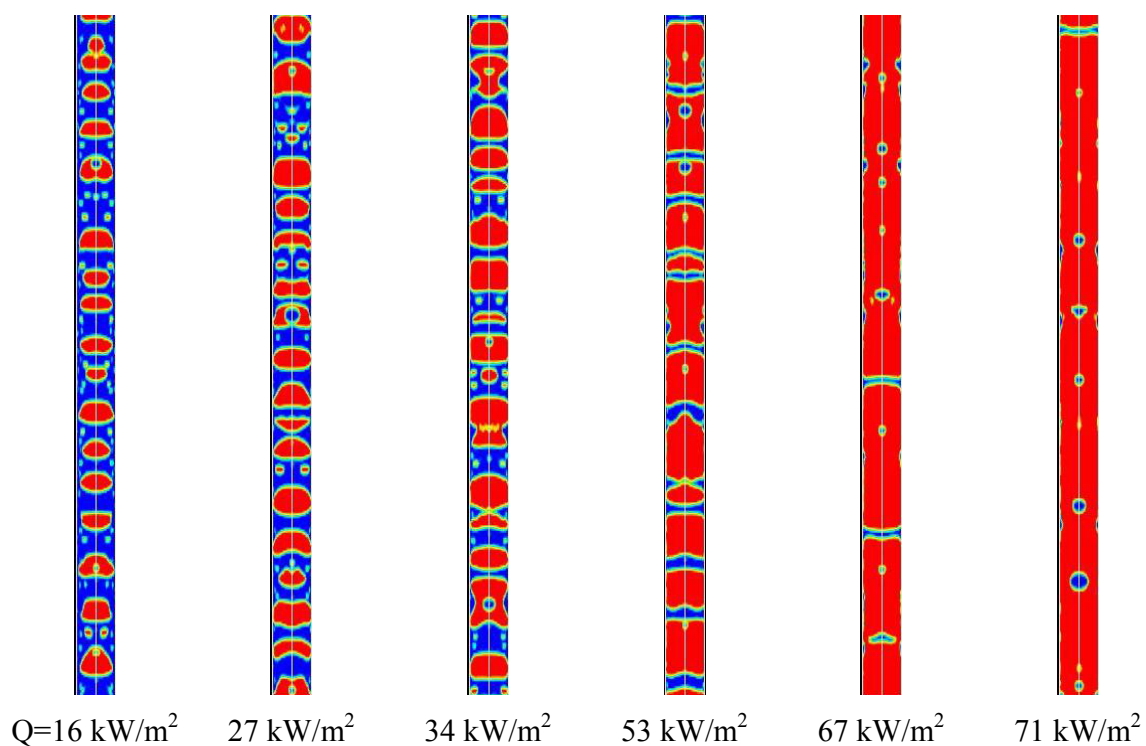


Figure 5.4.b. Configuration de l'écoulement de l'isobutane à $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

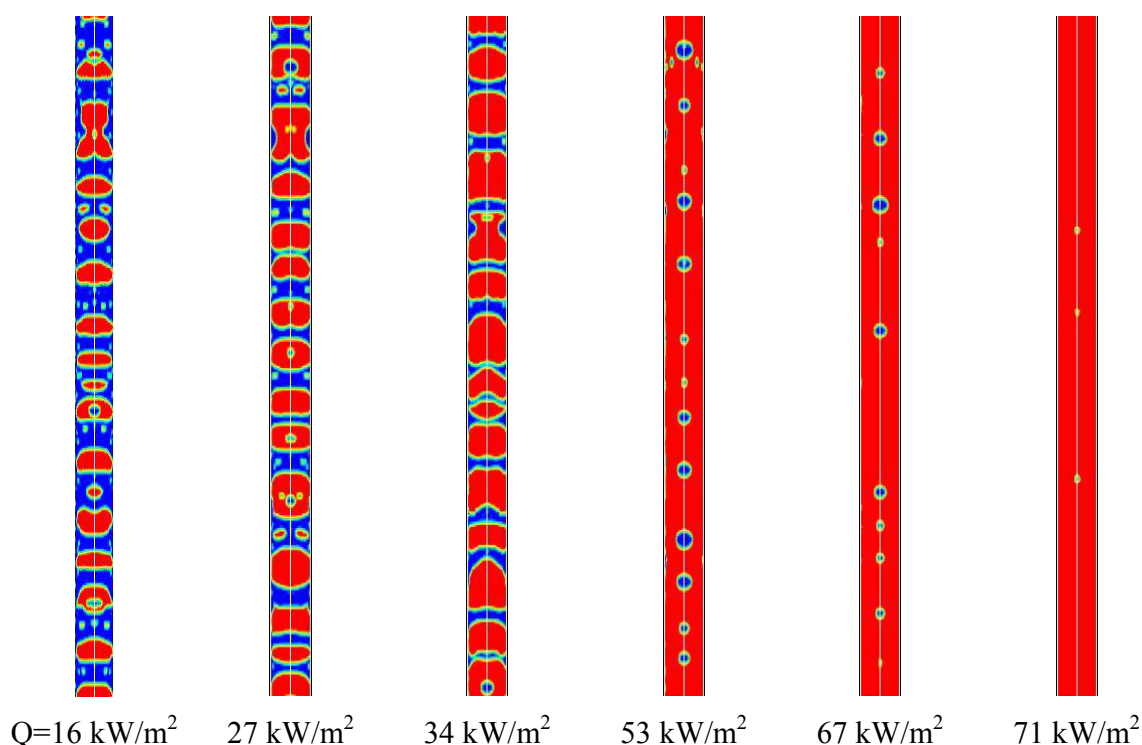


Figure 5.4.c. Configuration de l'écoulement du propane à $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

5.3.2 Fraction volumique (taux de vide)

L'évolution de la fraction volumique de la vapeur au sein du tube en fonction du temps peut être décrite par les courbes de la Figure 5.5 tracées pour différentes valeurs du flux de chaleur.

Les valeurs du taux du vide pour les différents flux de chaleur présentent un accroissement rapide de en fonction du temps mais vers différentes valeurs. Effectivement, on constate que la courbe du taux de vide pour $Q=71 \text{ kW/m}^2$ présente le gradient le plus important car le flux est le plus puissant et permet un transfert de chaleur plus important. Contrairement lorsque le flux de chaleur est faible ($Q=16, 27 \text{ kW/m}^2$), le transfert de chaleur est faible et par conséquent l'évolution de la fraction volumique de vapeur est modérée.

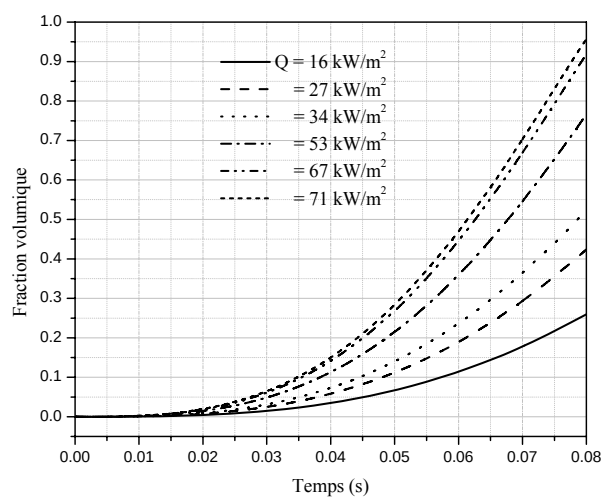
La comparaison de l'évolution de la fraction volumique pour les trois fluides montre que la création de vapeur est plus rapide et plus considérable dans le propane et elle atteint un maximum au bout de 0.075 s environ, alors qu'elle est moins dans le cas du R134a et encore moins dans le cas de l'isobutane. Cela est dû aux propriétés thermodynamiques propres à chaque fluide.

5.3.3 Coefficient d'échange de chaleur

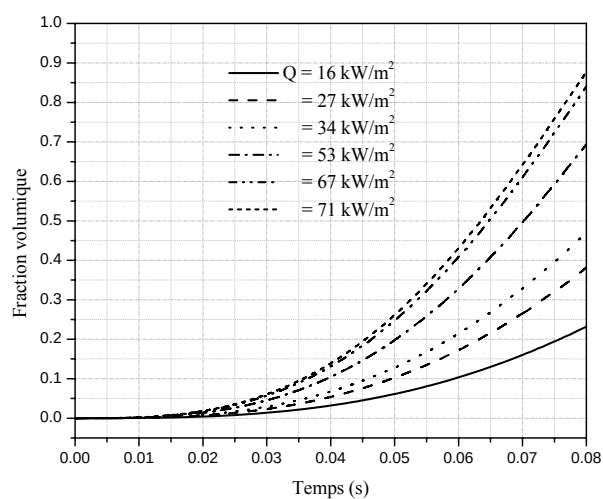
Les résultats de calcul du coefficient d'échange de chaleur pour le R134a, l'isobutane et le propane à une pression de 8 bars et un flux massique de 200 kg/m²s sont représentés sur les courbes de la Figure 5.6 en fonction de la fraction volumique (α). Comme le montre la figure, lorsque $\alpha < \sim 0.02$, le coefficient d'échange de chaleur dépend du flux de chaleur et il est quasi indépendant de la fraction volumique ce qui correspond à l'évolution classique de l'échange de chaleur en ébullition nucléée. À partir d'une certaine valeur de α (>0.02), on constate une légère augmentation du coefficient d'échange de chaleur. Cela peut être interprété comme le début de la transition vers l'écoulement annulaire. En effet, les bulles ont atteint une certaine taille et commencent à coalescer entre elles pour former des bouchons de plus en plus gros. Il y a alors apparition d'un film liquide près de la paroi dont l'épaisseur va diminuer progressivement, c'est le régime d'ébullition convective.

À des valeurs de fraction volumique supérieures à environ 0.038 pour le R134a, 0.018 pour l'isobutane et le propane, le coefficient d'échange de chaleur devient indépendant du flux de chaleur et diminue de façon monotone avec la fraction volumique. Le film liquide ne peut plus se maintenir sur paroi. La vitesse de la vapeur vient alors arracher le liquide ce qui a pour conséquence de faire chuter brutalement le coefficient d'échange de chaleur. Ceci est représentatif du phénomène d'assèchement de la paroi qui a pour effet d'augmenter fortement la température de la paroi. Il est constaté que pour les trois fluides, pour les mêmes conditions, le coefficient d'échange local se situe entre 5000 et 7000 W/m²/K. Une chute à des valeurs inférieures à 2000 W/m²K est observée.

a.



b.



c.

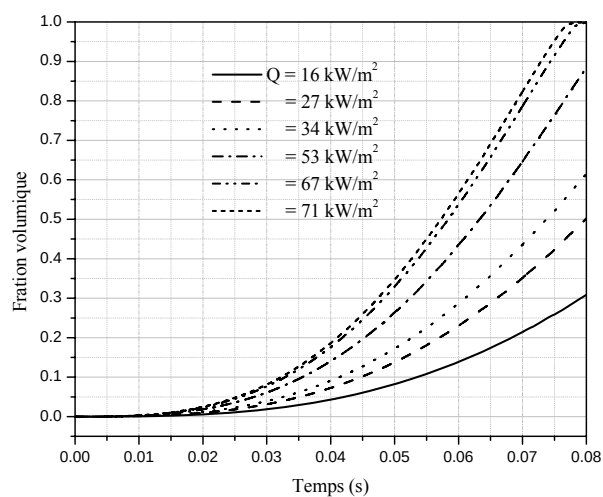
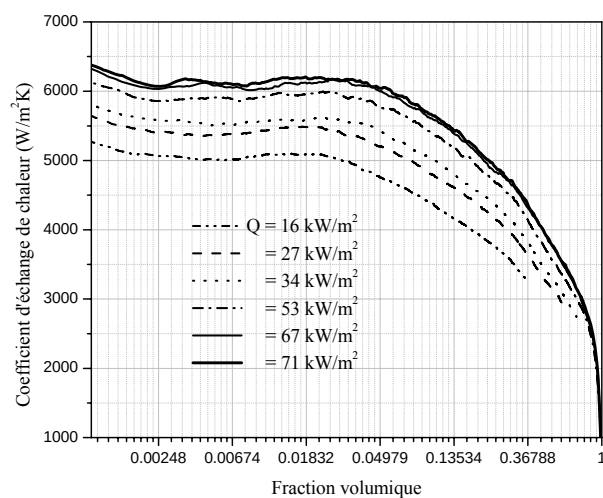
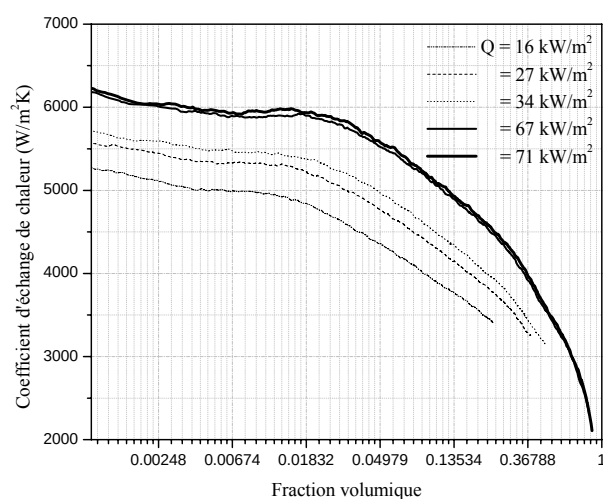


Figure 5.5. Evolution de la fraction volumique de vapeur en fonction du temps : a. R134a ; b. Isobutane ; c. Propane

a.



b.



c.

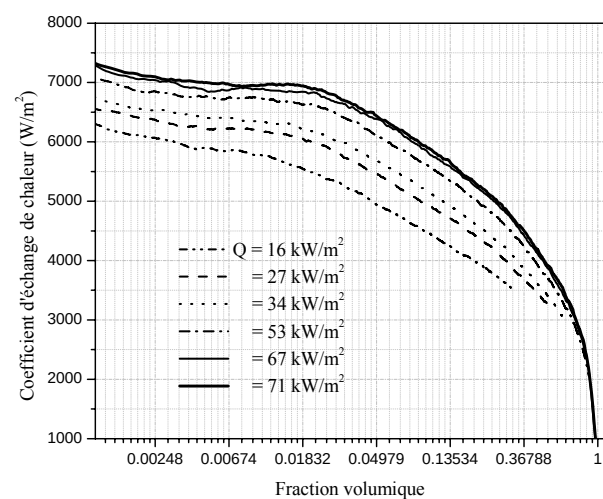


Figure 5.6. Coefficient d'échange de chaleur en fonction de la fraction volumique pour différents flux de chaleur à $G = 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$: a. R134a, b. Isobutane, c. Propane

La Figure 5.7 montre une comparaison entre les coefficients d'échange de chaleur du R134a, de l'isobutane et du propane pour les mêmes conditions opératoires. Les coefficients d'échange de chaleur du propane sont en moyenne 4% plus élevés que ceux du R-134a et 12 % plus élevés que ceux de l'isobutane.

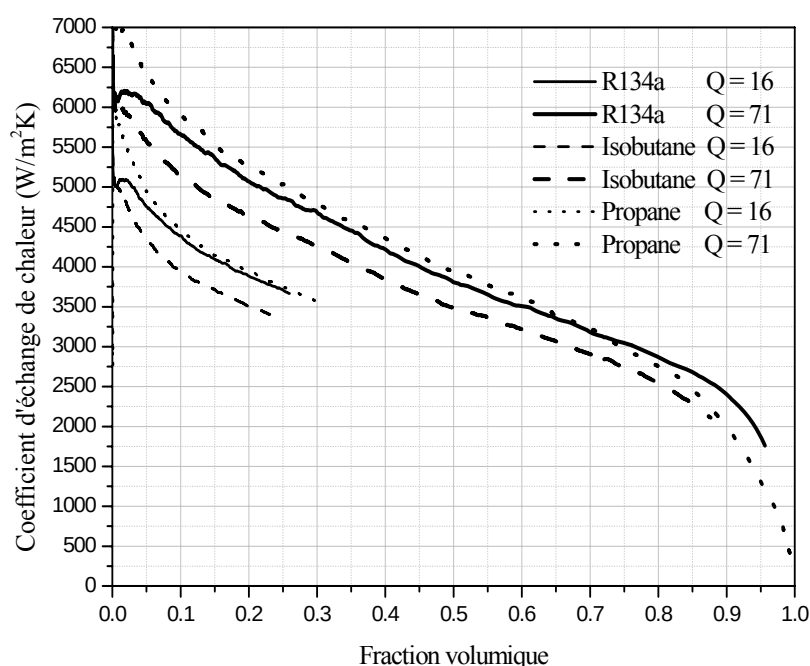


Figure 5.7. Comparaison entre les coefficients d'échange de chaleur du R134a, de l'isobutane et du propane

5.3.4 Taux de génération d'entropie

Sur la Figure 5.8, les profils du taux de génération d'entropie globale sont tracés en fonction du temps pour différentes valeurs de flux de chaleur. Le taux de génération d'entropie présente une augmentation rapide lorsque le temps est inférieur à 0.005 s. Durant cette période, le mécanisme de convection monophasique liquide est dominant où la présence des forts gradients de température et de vitesse provoque l'augmentation des pertes thermiques et visqueuses. Avec le déclenchement de l'ébullition nucléée, le taux de génération d'entropie diminue et se stabilise ensuite lorsque l'ébullition est entièrement

développée car le gradient de la température reste pratiquement constant durant cette période. Au delà du $t=0.07s$ environ, une augmentation brusque du taux de génération d'entropie est constaté pour les flux de chaleur élevés, cela pourrait être lié au fait que l'écoulement annulaire est associé à l'assèchement du film qui entraîne l'augmentation de la température de la paroi et par conséquent les pertes thermiques.

5.4. Effet du flux massique

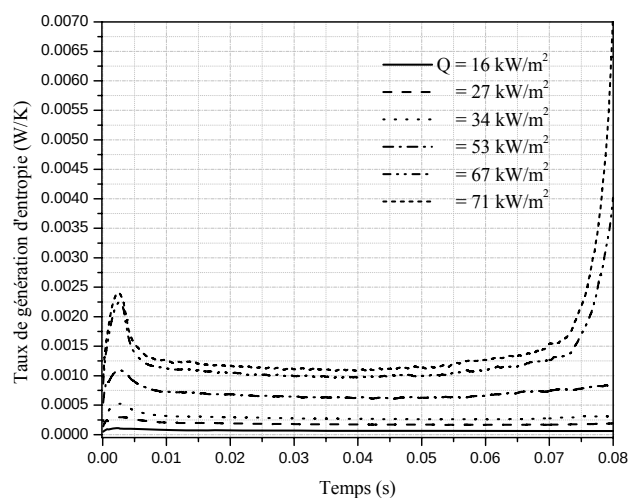
5.4.1. Structure de l'écoulement

Le flux massique est l'un des facteurs les plus importants qui déterminent la fraction volumique du mélange liquide-vapeur dans les tubes. Les Figure 5.9 a, b et c représentent une comparaison des contours de la fraction volumique de la vapeur des trois réfrigérants pour différentes vitesses massiques et un flux de chaleur constant ($Q=16 \text{ kW/m}^2$). En effet, avec l'augmentation de le flux massique, la fraction de vide diminue et par conséquent l'apparition de l'assèchement et retardée.

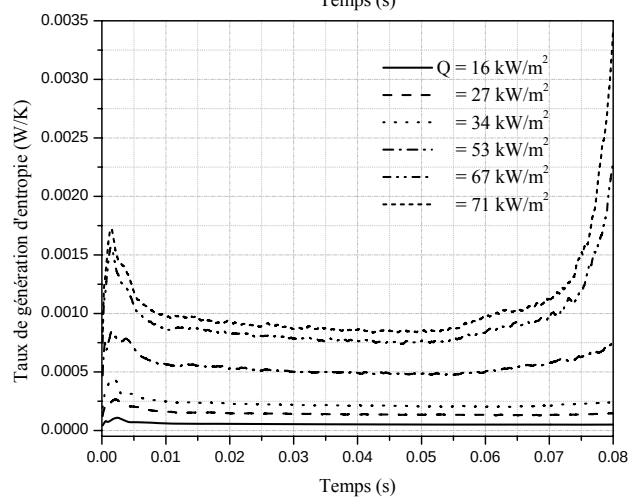
En général, pour de faibles vitesses massiques, un écoulement sous forme de bulles entraînées par la phase liquide continue peut être constaté. Le diamètre de ces bulles diminue progressivement au fur et à mesure que le flux massique augmente. L'écoulement à bulles dispersées apparaît pour les valeurs les plus élevées de flux massique.

La comparaison des configurations d'écoulement pour les trois fluides montre que le propane est le plus affecté par la variation du flux massique, contrairement au R134a qui est le moins affecté. Le propane a une vitesse supérieure à celle de l'isobutane et largement supérieure à celle du R134a pour la même valeur du flux de chaleur puisque la densité de la vapeur du R-134a est 2 fois environ plus élevée que pour le propane et l'isobutane.

a.



b.



c.

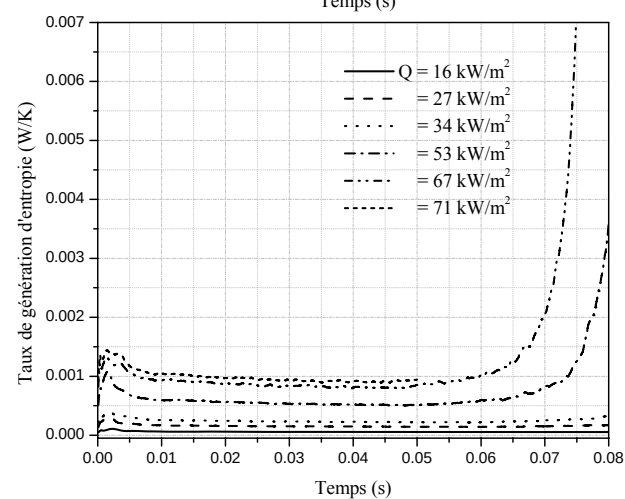


Figure 5.8. Evolution du taux de génération d'entropie en fonction du temps : a. R134a ; b. isobutane ; c. propane.

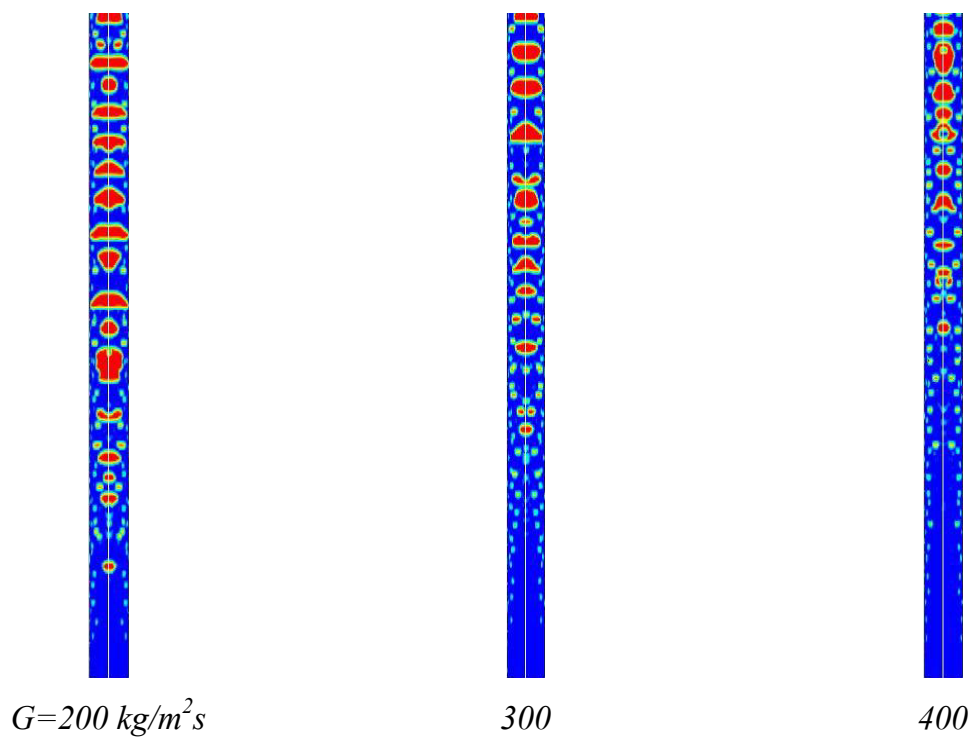


Figure 5.9.a. Configuration de l'écoulement du R134a à $Q=16 \text{ kW/m}^2$

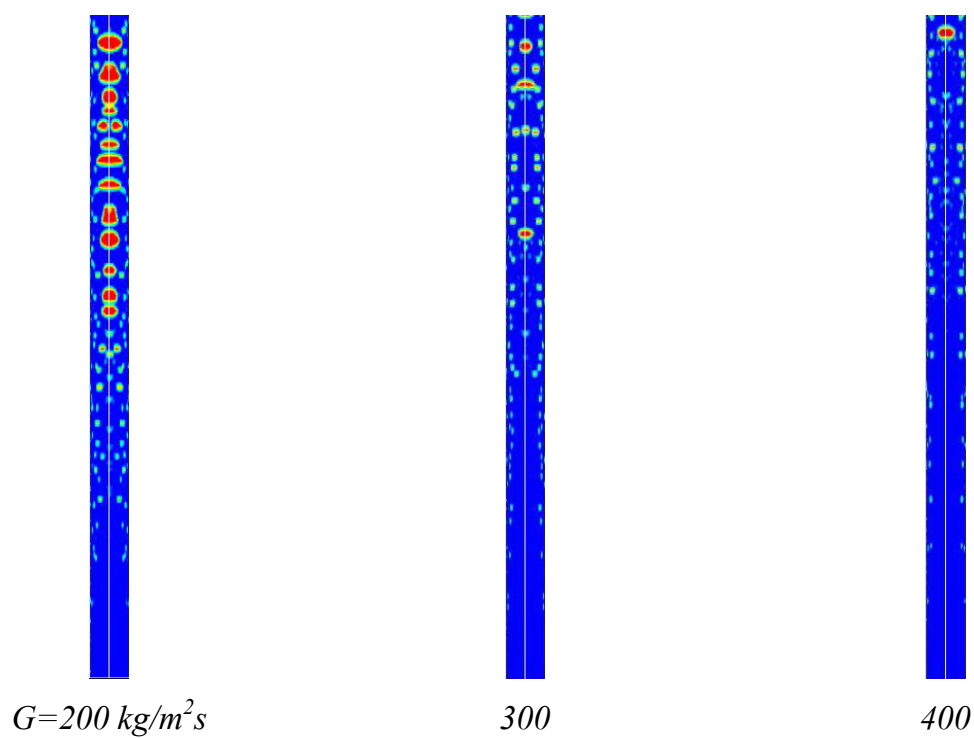


Figure 5.9.b. Configuration de l'écoulement de l'isobutane à $Q=16 \text{ kW/m}^2$

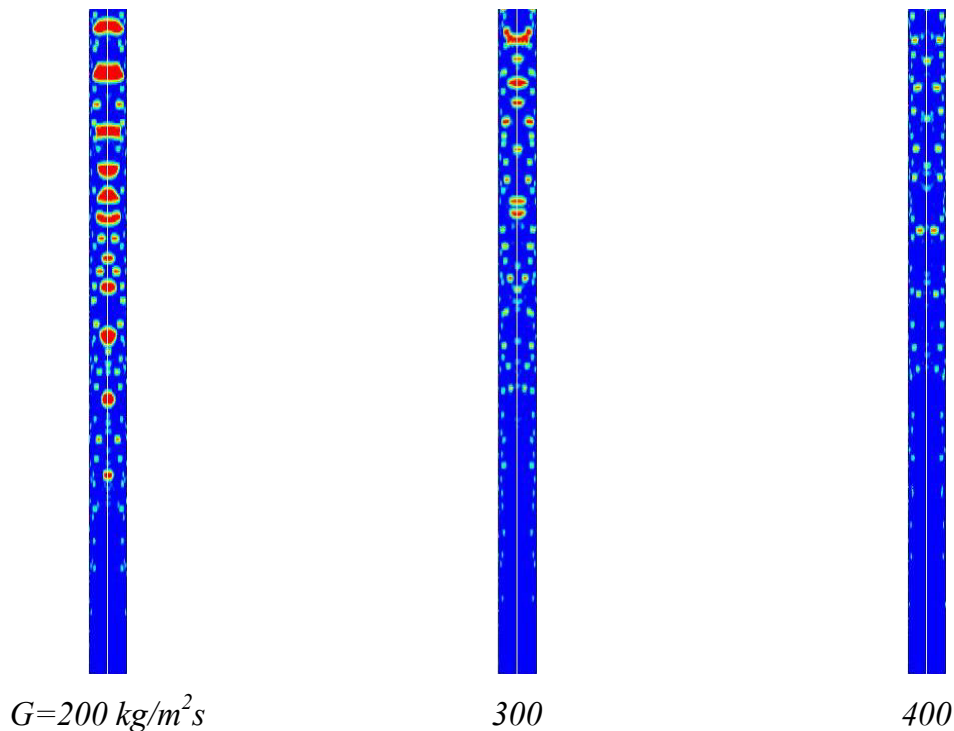
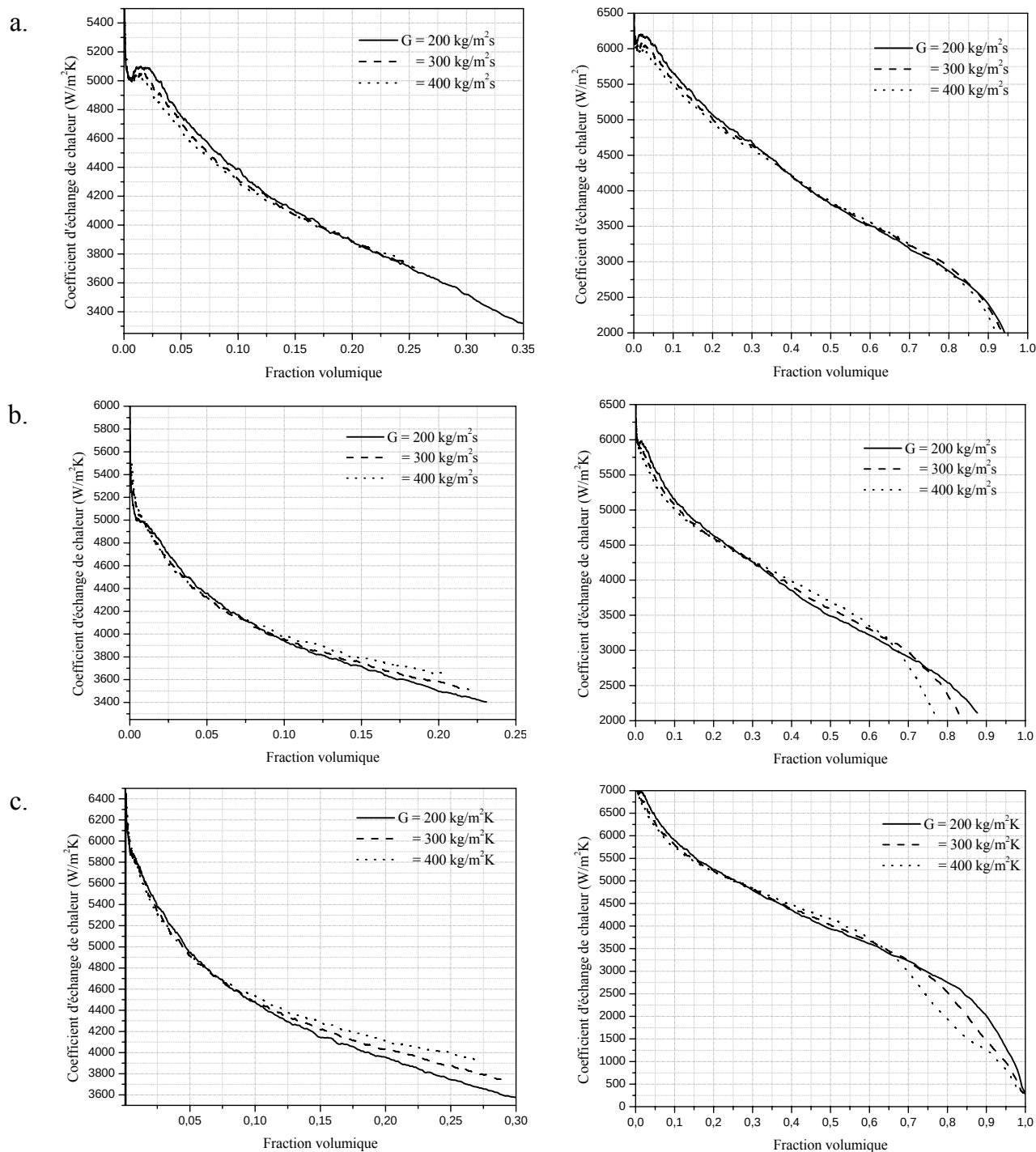


Figure 5.9.c. Configuration de l'écoulement du propane $Q=16 \text{ kW/m}^2$

5.4.2. Coefficient d'échange de chaleur

La dépendance du coefficient d'échange de chaleur du flux massique dans une gamme de 200-400 kg /m²s à 8 bar est représentée dans la Figure 5.10 pour des flux de chaleur de 16 et 71 kW/m². Les résultats montrent que le coefficient d'échange de chaleur est très faiblement dépendant du flux de masse, avec toutes les autres conditions fixées lorsque le flux de chaleur est faible. Cela indique, encore, que la contribution du transfert de chaleur par convection forcée au taux d'échange global est faible, et que le transfert de chaleur par un mécanisme similaire à celui de l'ébullition nucléée est dominant. Dans cette région, le liquide à proximité de la paroi chaude du tube est surchauffé à un degré suffisant pour soutenir la nucléation et la croissance des bulles de vapeur. Le coefficient d'échange de chaleur dans cette région dépend du flux de chaleur, mais généralement beaucoup moins sensible au flux massique et à la fraction volumique.

En augmentant le flux de chaleur, la dépendance du coefficient d'échange de chaleur du flux massique est plus prononcée à des valeurs élevées de la fraction massique. Cela est peut être due au fait que dans la région de l'ébullition par convection forcée, la valeur élevée du coefficient d'échange de chaleur cause la suppression de la nucléation de bulles le long de la paroi chauffée. Donc la chaleur est transférée principalement par convection monophasique à travers le film liquide annulaire mince et emportée par évaporation à l'interface liquide-vapeur. Le coefficient d'échange de chaleur dans cette région dépend du flux massique du liquide et de la fraction volumique, mais il est moins dépendant du flux de chaleur.



$$Q=16 \text{ kW/m}^2$$

$$Q=71 \text{ kW/m}^2$$

Figure 5.10. Coefficient d'échange de chaleur en fonction de la fraction volumique pour différents flux massique : a. R134a ; b. Isobutane ; c. Propane

Conclusions et Perspectives

L'étude de l'ébullition dans des tubes est une préoccupation majeure de plusieurs chercheurs. Le présent travail étudie numériquement l'écoulement d'ébullition pour un tube vertical de section circulaire dont le diamètre interne est de 1.1 mm en utilisant le R134a, l'isobutane et le propane comme fluide de fonctionnement.

Avant de présenter les résultats de la simulation de l'écoulement diphasique, il a été jugé nécessaire d'étudier l'écoulement monophasique des réfrigérants dans le tube considéré. En plus des résultats classiques des profils de température et de vitesse, une analyse détaillée de la génération de l'entropie dans le tube. Les valeurs obtenues ont été comparées aux valeurs calculées à l'aide de formules traditionnelles basées sur les principes de la thermodynamique. Le taux de génération d'entropie global, calculé en utilisant les lois fondamentales de la thermodynamique, est conforme aux résultats obtenus par l'analyse CFD avec une déviation d'environ 15%. Cette déviation est attribuée aux suppositions faites pour les propriétés thermophysiques et les conditions aux limites. Ceci indique que la considération des propriétés thermophysiques variables peut fournir des résultats plus précis.

Les résultats de simulation de l'écoulement diphasique ont montré l'existence de six modes d'écoulement typiques dans les présentes conditions, à savoir à bulles dispersées, à bulles, à bulles confinées, à bouchons, à forte coalescence, et annulaire.

Les courbes d'ébullition obtenues ont montré clairement l'existence de quatre régions de transfert de chaleur: région de convection forcée en phase liquide seul, région d'ébullition nucléée partielle, région d'ébullition nucléée totalement développée et région d'ébullition en film.

Les résultats de la simulation montrent également que le coefficient de transfert de chaleur augmente avec le flux de chaleur, mais ne change pas avec la fraction volumique de vapeur lorsque celle-ci est inférieure à environ 0.03 ni avec le flux massique. Ceci est classiquement interprété comme preuve que l'ébullition nucléée est

le principal mécanisme de transfert de chaleur dans cette tranche de fraction volumique. Pour des valeurs de fraction volumique supérieures à 0.03 et au niveau du flux de chaleur élevée, le coefficient de transfert thermique ne dépend pas de flux de chaleur et diminue avec la fraction volumique et par conséquent par le titre de vapeur. C'est le mode d'ébullition par convection, où le coefficient de transfert thermique est fortement influencé par le flux massique et le titre de vapeur, mais indépendant du flux de chaleur.

Il a été également démontré que le coefficient du transfert de chaleur pour le propane est meilleur que celui pour le r134a et l'isobutane.

Pour les travaux futurs, il est souhaitable de voir l'influence d'autres paramètres tels que la pression et les caractéristiques géométriques sur le coefficient de transfert de chaleur.

Références Bibliographiques

- Akhavan-Behabadi M. A., Kumar R., Jamali M., 2009, Investigation on heat transfer and pressure drop during swirl flow boiling of R-134a in a horizontal tube, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 52, pp. 1918–1927.
- Alves G. E., 1954, Co-current liquid gas flow in a pipeline contactor, *Chem. Eng. Progress*, 50, pp. 449-456.
- Baker O., 1954, Simultaneous flow of oil and gas, *Oil Gas J.*, 53, pp. 185–190.
- Barnea D., 1987, An unified model for predicting flow-pattern transitions for the whole range of pipe inclinations, *Int. J. Multiphase Flow*, 13, pp. 1–12.
- Barbosa Jr. J. R., Cheah L. W., Hewitt G. F., 2007, Flow boiling of water in a vertical tube at sub atmospheric pressures, *J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.*, 29, pp. 401-409.
- Bejan A., 1996, Entropy generation minimization, CRC Press, Boca Raton, New York.
- Bejan A., 1982, Entropy generation through heat and fluid flow, Wiley, New York.
- Bejan A., 1977, The concept of irreversibility in heat exchanger design: counterflow heat exchangers for gas-to-gas applications, *J. Heat Transfer*, 99, pp. 375–380.
- Bjork E., Palm B., 2008, Flow boiling heat transfer at low flux conditions in a domestic refrigerator evaporator, *Int. J. Refrig.*, 31, pp. 1021 – 1032.
- Chen L., Tian Y.S., Karayiannis T.G., 2006, The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regimes in small tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49, pp. 4220–4230.
- Choi K. I., Pamitran A. S., Oh J. T., 2009, Pressure drop and heat transfer during two-phase flow vaporization of propane in horizontal smooth minichannels, *Int. J. Refrig.*, 32, pp. 837-649.
- Dario E. R., Junior G. G., Dias E. V., Passos J. C., 2008, N-pentane convective boiling heat transfer inside an annular microchannel, *1º Encontro Brasileiro sobre*

- Ebulição, Condensação e Escoamento Multifásico Líquido-Gás Florianópolis*, 28 – 29 de Abril, Florianópolis, Brasília.
- Da Silva Lima R. J., Quiben J. M., Thome J. R., 2009, Flow boiling in horizontal smooth tubes: New heat transfer results for R-134a at three saturation temperatures, *Appl. Thermal Eng.*, 29, pp. 1289-1298.
- Delhay J. M., 1990, Transferts de chaleur : Ebullition ou condensation des corps purs, *Techniques de l'Ingénieur, traité Génie énergétique*, A 1 560 – 1.
- Devotta S., Waghmare A. V., Sawant N. N., Domkundwar B.M., 2001, Alternatives to HCFC-22 for air conditioners, *Appl. Thermal Eng.*, 21, pp. 703 – 715.
- Domanski P. A., 1998, Conference Report, ASHRAE/NIST Refrigerants Conference: Refrigerants for the 21st century, Gaithersburg, MD, October 6-7, 1997, *J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol.*, 103, pp. 01-05.
- Fernando P., Palm B., Ameel T., Lundqvist P., Granryd E., 2008, Minichannel aluminium tube heat exchanger – Part II: Evaporator performance with Propane, *Int. J. Refrig.*, 31, pp. 681 – 695.
- Fernando P., Palm B., Lundqvist P., Granryd E., 2004, Propane heat pump with low refrigerant charge: design and laboratory tests, *Int. J. Refrig.*, 27, pp. 761 – 773.
- Fluent Inc., 2003, Documentation Fluent 6.1, Chapitres 10, 11 et 20.
- Frost W., Dzakowic G.S., 1967, An extension of the method of predictive incipient boiling on commercially finished surfaces, in: *ASME-AIChE Heat Transfer Conference*, Seattle, U.S.A.
- Granryd E., 2001, Hydrocarbons as refrigerants – an overview, *Int. J. Refrig.*, 24, pp. 15 – 24.
- Hewitt G.F., Roberts D.N., 1969, Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography, Report AERE-M2159, Harwell.
- Huo X., Chen L., Tian Y.S., Karayiannis T.G., 2004, Flow boiling and flow regimes in small diameter tubes, *Appl. Thermal Eng.*, 24, 1225–1239.

- Kattan N., Thome J. R., and Favrat D., 1998, Flow boiling in horizontal tubes: Part 1- Development of adiabatic two-phase flow pattern map, *J. Heat Transfer*, 120, pp. 140-147.
- Lee Y. S., Su C. C., 2002, Experimental studies of isobutane (R600a) as the refrigerant in domestic refrigeration system, *Appl. Thermal Eng.*, 22, pp. 507-519.
- Lin S., Kew P.A., Cornwell K., 2001, Two-phase heat transfer to a refrigerant in a 1 mm diameter tube, *Int. J. Refrig.*, 24, pp. 51-56.
- Mahmud S., Fraser R.A., 2002, Inherent irreversibility of channel and pipe flows for non-Newtonian fluids, *Int. Commun. Heat Mass Transf*, 29, pp. 577–587
- McQuillan K. W., Whalley P. B., 1985, Flow patterns in vertical two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 11, pp. 161-175.
- Ouadha A., En-Nacer M., Imine O., 2008, Thermodynamic modelling of a water-to-water heat pump using propane as refrigerant, *Int. J. Exergy*, 4, pp. 470 - 486.
- Ouadha A., En-Nacer M., Adjlout L., Imine O., 2005, Exergy analysis of a two-stage refrigeration cycle using two natural substitutes of HCFC22, *Int. J. Exergy*, 2, pp. 14 - 30.
- Owhaib W., Martín-Callizo C., Palm B., 2004, Evaporative heat transfer in vertical circular micro channels, *Appl. Thermal Eng.*, 24, pp. 1241–1253.
- Owhaib W., Palm B., Martín-Callizo C., 2006, Flow boiling visualization in a vertical circular minichannel at high vapor quality, *Exp. Thermal Fluid Science*, 30, pp. 755–763.
- Purkayastha B., Bansal P. K., 1998, An experimental study on HC290 and a commercial liquefied petroleum gas (LPG) mix as suitable replacements for HCFC22, *Int. J. Refrig.*, 21, pp. 3 – 17.
- Palm B., 2008, Ammonia in low capacity refrigeration and heat pump systems, *Int. J. Refrig.*, 31, pp. 709 – 7015.
- Passos J. C., Kuser V. F., Haberschill P., Lallemand M., 2003, Convective boiling of R-407c inside horizontal microfin and plain tubes, *Exp. Thermal Fluid Science*, 27, pp. 705–713.

- Sahin A.Z., 1999, Effect of variable viscosity on the entropy generation and pumping power in a laminar fluid flow through a duct subjected to constant heat flux, *Heat Mass Transfer*, 35, pp. 499–506
- Sahin A.Z., 1998, Second law analysis of laminar viscous flow through a duct subjected to constant wall temperature, *J. Heat Transfer*, 120, pp. 76–83
- Shiferaw D., Karayiannis T. G., Kenning D. B. R., 2009, Flow boiling in a 1.1 mm tube with R134a: Experimental results and comparison with model, *Int. J. Thermal Science*, 48, pp. 331–341.
- Shiferaw D., Mahmoud. M. M., Karayiannis T. G and Kenning D. B. R., 2008, Experimental flow boiling study in a 0.52 mm diameter vertical tube using R134a. *5th European Thermal-Sciences Conference*, 18-22 May, Eindhoven, The Netherlands.
- Shiferaw D., Huo X., Karayiannis T. G, Kenning D. B. R., 2007, Examination of heat transfer correlations and a model for flow boiling of R134a in small diameter tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50, pp. 5177–5193.
- Smissaert G.E., 1963, Two-component two-phase flow parameters for low circulation rates, *ANL*, p. 6755
- Steiner D., 1993, Heat transfer to boiling saturated liquids, in: *VDIwarmeatlas (VDI Heat Atlas) Verein Deutscher Ingenieure (Ed.)*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GCV), Dusseldorf, Germany.
- Stera A. C., 1994, L'utilisation de l'ammoniac en marine, *Rev. Gén. Froid*, pp. 30 – 31.
- Sun K.H., Lienhard J.H., 1970, The peak pool boiling heat flux on horizontal cylinders, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13, pp. 1425–1439.
- Suo M., Griffith P., 1964, Two-phase flow in capillary tubes, *J. Basic Eng.*, 86, pp. 576-582.
- Taited Y., Dukler A. E., 1976, A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow, *AIChE Journal*, 22, pp. 47-55.

- Thome J. R., Hajal J. E., 2002, Two-phase flow pattern map for evaporation in horizontal tubes: latest version, *First International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, 8-10 April, Kruger Park, South Africa.
- Tran T. N., Chyu M. C., Wambsganss M. W., France. D.M., 2000, Two-Phase pressure drop of refrigerants during flow boiling in small channels: An experimental investigation and correlation development, *Int. J. Multiphase Flow*, 26, pp. 1739 -1754.
- Wojtan L., 2004, Experimental and analytical investigation of void fraction and heat transfer during evaporation in horizontal tubes, *Thesis*, Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne, Suisse.
- Wu H. L., Peng X. F., Ye P., Gong Y. E., 2007, Simulation of refrigerant flow boiling in serpentine tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50, pp. 1186–1195.