



**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de
la Recherche Scientifique**

Université Abbas Laghrou de Khenchela

Faculté des Sciences et Technologie

Département des Sciences de la Matière

N° de série :.....

Mémoire de Fin d'Études

Pour l'obtention du diplôme de Master (LMD)

Filière : Physique

Spécialité : Physique des Matériaux

Session : 2016/2017

Intitulé :

**Modélisation des transferts thermomassiques
des fluides frigorigènes dans un condenseur cylindrique**

Présenté par :

- KEZIZ Assia
- OUANNES Nour elhouda

Dirigé par :

- Mr MEROUANI Lazhar

Devant le jury :

Président **Mr. BOUDJEMAA KHeireddine** (MAA, Université Abbès Laghrou Khenchela)

Examinatrice **Mr. KHEMISSI Saadeddine** (MAA, Université Abbès Laghrou Khenchela)

Présenté le 01 /07/2017

Promotion : Juillet 2017

Dédicaces

C'est avec une profonde gratitude que nous dédions ce modeste travail de fin d'études à nos chers parents, pour tous les sacrifices consentis à notre égard, leurs conseils judicieux et leur dévouement sincère pour notre réussite.

Nous espérons qu'un jour, nous pourrons leur rendre un peu de ce qu'ils ont fait pour nous. Que Dieu leur accorde le bonheur et une longue vie.

Nous dédions aussi ce travail à nos frères et sœurs, nos familles et nos amis, ainsi qu'à tous nos professeurs pour les enseignements prodigués durant tout notre parcours.

Remerciements

Nous tenons avant tout à remercier Dieu le Tout Puissant qui nous a donné la force et la volonté d'avoir pu accomplir ce travail.

A notre encadreur M. Lazhar Merouani pour avoir assuré la direction de ce travail et pour son aide très précieuse tout au long de l'élaboration de ce mémoire.

Nous tenons également à exprimer notre profonde gratitude à l'ensemble des membres du jury qui ont accepté de juger ce modeste travail.

Nos remerciements vont également à tous ceux et celles qui ont contribué de près ou de loin, par leurs conseils, leurs suggestions et leurs encouragements, à la réalisation de ce travail.

TABLE DES MATIERES

Dédicace	
Remerciement	
Table des matières	
Nomenclature	
Liste des figures	
Liste des tableaux	
Introduction générale	01
Chapitre 1 : Analyse bibliographique	
1. Introduction	03
2. Modèle de Nusselt.....	04
3. Etudes théoriques	07
4. Etudes expérimentales.....	09
5. Modèles de turbulence	11
5.1. Caractéristiques des écoulements turbulents.....	11
5.2. Classification des modèles de turbulence.....	12
5.3. Modèles de turbulence à deux équations.....	13
Chapitre 2 : Position du problème	
1. Configuration géométrique.....	15
2. Hypothèses simplificatrices.....	17
3. Equations de base.....	19
4. Équations des débits.....	22
5. Conditions aux limites	23
6. Flux thermique.....	24
7. Propriétés thermophysiques des fluides.....	25

7.1. Propriétés de l'air sec.....	26
7.2. Propriétés des mélanges gaz-vapeur.....	27
Chapitre 3 : Résolution numérique	
1. Maillage	32
2. Discrétisation.....	34
3. Equation générale discrétisée.....	35
4. Discrétisation des conditions aux limites.....	36
5. Calcul du débit et du flux thermique.....	37
6. Calcul du champ de pression.....	38
7. Résolution numérique.....	39
8. Algorithme de résolution.....	40
9. Etude de stabilité.....	41
Chapitre 4 : Résultats et discussion	
1. Evolution de l'écoulement de fluide.....	43
2. Evolution des températures et concentrations en vapeur.....	45
3. Simulation paramétrique.....	48
3.1. Analyse comparative du processus de condensation des différents fluides frigorigènes.....	48
3.2. Influence du nombre de Reynolds.....	50
3.3. Influence de la température de paroi.....	51
3.4. Influence de la concentration en vapeur.....	52
Conclusion	60
Annexe 1. Propriétés thermophysiques des fluides frigorigènes	62
Annexe 2. Méthode de Thomas	65
Annexe3. Protocole de Montréal	67
Bibliographie	69
Résumé	

NOMENCLATURE

Symbole	Définition	unité SI
a	Diffusivité thermique	$[m^2.s^{-1}]$
c_p	Chaleur spécifique à pression constante	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
C	Concentration en vapeur du mélange gazeux	[-]
D_v	coefficient de diffusion moléculaire de la vapeur dans le gaz	$[m^2.s^{-1}]$
J_v	Densité de flux massique local	$[kg.m^{-2}.s^{-1}]$
L_c	chaleur latente de condensation	$[J.kg^{-1}]$
k	L'énergie cinétique de turbulence	$[m^2.s^{-2}]$
i, j	Indices de maillage	[-]
g	Accélération de la pesanteur	$[m.s^{-2}]$
G	Gradient de pression	$[Pa.m^{-1}]$
k	Énergie cinétique turbulente	$[m^2.s^{-2}]$
L	Hauteur du tube	[m]
M_a, M_v, M_g	Masse molaire du fluide air, eau et du gaz	$[Kg.mol^{-1}]$
N, M	nombres de nœuds selon les directions radiale et axiale	[-]
Nu	Nombre de Nusselt	[-]
P	Pression	[Pa]
P_{vs}	pression de vapeur saturante	[Pa]
P_k, P_g, P_v	la pression partielle	[Pa]
q_M, q_L	débits massiques	$[kg.s^{-1}]$
q_0	débit du mélange gazeux à l'entrée ($z = 0$)	$[kg.s^{-1}]$
R	Rayon du tube	[m]
R	constante des gaz parfaits	$[J.mol^{-1}.K^{-1}]$
S	Sources de l'équation de transport	[-]
Sh	Le nombre de Sherwood local	[-]
Sc_t	Nombre de Schmidt turbulent	[-]
Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent	[-]
T	Température	[K]
U	Composante axiale de la vitesse	$[m.s^{-1}]$
V	Composante transversale de la vitesse	$[m.s^{-1}]$

y, z	Coordonnées transversale, axiale	[m]
Ω_D	Intégrale de collision	[-]
W_g	fraction massique de gaz dans le mélange	[-]
x_v, x_g	fractions molaires de vapeur et de gaz dans le mélange	[-]
k	constante de Boltzmann	[J.K ⁻¹]

Symboles grecs

Symbole	Définition	Unité
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	constantes de turbulences pour k, ε	[-]
λ	conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
ε	taux de dissipation d'énergie	[m ² .s ⁻³]
μ	Viscosité dynamique	[Kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique	[m ² .s ⁻¹]
Γ	Coefficient de diffusion	[m ² .s ⁻¹]
ρ	Masse volumique	[Kg.m ⁻³]
β	coefficient de dilatation thermique	[-]
ΔT	Écart de température $\Delta T = T_0 - T_w$	[K]
Δr	Pas d'espace radial	[m]
Δz	Pas d'espace axial	[m]
φ	Densité de flux de chaleur à la paroi	[W.m ⁻²]
ϕ	Variables d'état des fluides	[-]
ϕ	Flux thermique à la paroi	[W]
ω	facteur acentrique	[-]

Indices

Indice	Abréviation
A	Air
e	Fluide extérieur
L	Liquide
M	Moyenne sur une section z
V	Vapeur d'eau
w	A la paroi
0	Entrée

Liste des figures

Figure.1.1	Condensation en film sur une plaque verticale.....	06
Figure.2.1	Représentation schématique du modèle physique	16
Figure.3.1	Configuration du maillage.....	33
Figure.3.2	Schéma de la grille de discrétisation.....	34
Figure.4.1	Profils de vitesse du fluide à diverses sections z.....	46
Figure.4.2	Evolution de la vitesse du fluide sur l'axe du tube.....	46
Figure.4.3	Profils de température du fluide à diverses sections z.....	47
Figure.4.4	Profils de concentration en vapeur à diverses sections z.....	47
Figure.4.5	Condensation de mélanges air-fluides frigorigènes. Evolution du débit de condensat.....	53
Figure.4.6	Condensation de mélanges air-fluides frigorigènes. Coefficient de transfert.....	53
Figure.4.7	thermique Condensation de mélanges air-fluides frigorigènes. Evolution comparative du flux thermique.....	54
Figure.4.8	Condensation de mélanges air-fluides frigorigènes. Profils de vitesse des fluides à l'entrée et à la sortie du tube	54
Figure.4.9	Influence du nombre de Reynolds d'entrée sur le débit de condensat.....	55
Figure.4.10	Influence du nombre de Reynolds d'entrée sur le flux thermique	55
Figure.4.11	Influence du nombre de Reynolds d'entrée sur le coefficient de convection.....	56
Figure.4.12	Influence de la température de paroi sur le débit de condensat.....	56
Figure.4.13	Influence de la température de paroi sur le flux thermique.....	57
Figure.4.14	Influence de la température de paroi sur le coefficient de convection.....	57
Figure.4.15	Influence de la concentration en vapeur d'entrée sur le débit de condensat.....	58
Figure.4.16	Influence de la concentration en vapeur d'entrée sur le coefficient de convection	58
Figure.4.17	Influence de la concentration en vapeur d'entrée sur le flux thermique.....	59
Figure. A3.1	Phénomène de destruction de la couche d'ozone par les CFC	68

Liste des tableaux

Tab.2.1	Températures critiques, pressions critiques et masses molaires des fluides considérés...	31
Tab.3.1	Liste des variables ϕ , des coefficients Γ et des termes S.....	36
Tab.4.1	Paramètres caractéristiques des écoulements des différents fluides.....	49

INTRODUCTION GENERALE

L'étude de la condensation de vapeur est d'une importance prépondérante dans les installations de réfrigération. Les condenseurs sont en effet des éléments fondamentaux des machines frigorifiques et pompes à chaleur. Toutefois, l'utilisation de certains types de fluides frigorigènes (chlorofluorocarbures CFC, hydrochlorofluorocarbures HCFC) dans ces installations pose des problèmes particuliers qui ont été abordés lors du Protocole de Montréal. En effet l'emploi des CFC conduit à une augmentation de leur concentration dans l'atmosphère, s'accompagnant à la fois d'une agression de la couche d'ozone et contribuant à l'effet de serre climatique. Les CFC sont désignés comme les principaux responsables du phénomène de destruction de la couche d'ozone, à cause des atomes de chlore libérés dès leur émission dans la stratosphère [1, 2, 3].

En outre, l'effet de serre résulte de l'opacité de l'atmosphère vis-à-vis des rayons infrarouges émis par la Terre après absorption du flux solaire. Cette opacité est due aux différents gaz présents dans l'atmosphère, en particulier : le dioxyde de carbone, le méthane, le protoxyde d'azote et les CFC. Ces gaz forment un véritable écran entre le Soleil et la Terre et contribuent au redoutable phénomène de réchauffement climatique de cette dernière.

Lors du protocole de Montréal, un accord a été pris sur la réduction progressive de la production et la consommation des CFC et HCFC [1, 2, 3]. Il est donc urgent que la recherche se multiplie afin de trouver des fluides de substitution les plus inoffensifs vis-à-vis de l'environnement et les plus efficaces dans les installations frigorifiques. Ces fluides doivent avoir des propriétés physiques optimales pour conserver l'efficacité énergétique des installations.

Notre étude a pour objectif l'analyse des performances thermiques de différents fluides frigorigènes en écoulement dans les condenseurs, éléments essentiels des circuits de réfrigération. Elle porte sur la modélisation numérique de la condensation de vapeur au sein d'un mélange air-vapeur en écoulement turbulent à l'intérieur d'un tube cylindrique vertical.

Ce mémoire comporte quatre chapitres dont le premier est consacré à une étude bibliographique du phénomène de condensation de fluides frigorigènes pour différentes systèmes géométriques: plaque plane inclinée, deux plaques parallèles, tube cylindrique vertical. Dans les études théoriques, les modèles considérés sont monophasiques ou diphasiques utilisant de nombreuses équations semi-empiriques. Les études expérimentales ont généralement pour objectif la détermination des coefficients de transfert de chaleur, le gradient de pression et le coefficient de frottement des fluides en écoulement.

Dans le second chapitre, on présente le modèle physique considéré pour l'étude du phénomène de condensation d'un mélange vapeur-air dans un tube vertical à paroi isotherme. On présente ensuite les hypothèses de base adoptées, les équations de transfert en utilisant en particulier le modèle de turbulence k-epsilon et les conditions aux limites aux frontières du domaine étudié.

Le troisième chapitre est consacré à la description de la méthodologie de résolution numérique des systèmes d'équations obtenues précédemment avec la modélisation mathématique, en utilisant la méthode numérique des différences finies en schéma implicite. Un maillage irrégulier a été adopté dans la direction radiale, avec des pas d'espace relativement fins au contact de la paroi, afin de permettre un calcul plus précis des variations des grandeurs considérées. Une étude de sensibilité des résultats numériques aux dimensions des pas d'espace a été préalablement effectuée en vue de déterminer le maillage optimal.

Dans le chapitre quatre, on présente l'ensemble des résultats obtenus concernant les profils de température, vitesse et concentration de vapeur en différentes sections du tube au cours de l'écoulement du fluide R134a. Une étude de simulation paramétrique a été ensuite effectuée afin de déterminer l'influence du type de fluide frigorigène, du nombre de Reynolds, de la température de paroi et de la fraction massique de vapeur du fluide à l'entrée sur les évolutions axiales du débit liquide, du flux thermique et du coefficient de transfert de chaleur à travers la paroi du tube.

Dans la conclusion, on présente une récapitulation des principaux résultats en dégagant quelques perspectives de travail pour approfondir l'étude de la condensation des fluides frigorigènes en écoulement turbulent dans un tube cylindrique.

CHAPITRE 1

ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

1. Introduction

La condensation est un phénomène de changement de phase vapeur en liquide. Elle est provoquée par le contact direct d'une vapeur surchauffée avec une paroi froide à température inférieure à la température de saturation de la vapeur. Elle conduit à l'apparition d'un film liquide continu s'écoulant le long de la paroi, créant ainsi une résistance aux transferts thermiques.

Dans ce chapitre, l'analyse bibliographique présentée concerne la condensation de vapeur pure, ou en présence de gaz incondensable. À cause de la complexité des interactions entre l'écoulement de vapeur et le film liquide, les coefficients d'échange thermique moyen sont déterminés par les essais expérimentaux et des corrélations sont établies en utilisant l'analyse dimensionnelle. Un grand nombre de ces corrélations empiriques développées par différents auteurs pour différentes géométries en fonction des fluides employés est disponible dans la littérature scientifique. Mais souvent ces corrélations sont valables seulement pour le montage spécifique qui a été utilisé pour les établir et ne donnent pas satisfaction lorsqu'on les applique à des cas réels différents.

Dans ce qui suit, nous reportons quelques travaux sur la condensation d'une vapeur pure ou en présence de gaz incondensable sur une plaque verticale ou horizontale, sur un tube horizontal de section circulaire ou de section non circulaire et à l'intérieur d'un tube incliné. Selon la particularité de l'étude, nous nous intéressons aux hypothèses du modèle mathématique telles que l'élimination des termes de pression ou de convection dans l'équation du mouvement ainsi qu'aux principaux résultats obtenus.

2. Modèle de Nusselt

Lorsqu'une vapeur entre en contact avec une paroi froide dont la température est inférieure à la température de rosée, celle-ci se condense sur cette surface. Il apparaît alors sur cette paroi une phase liquide qui constitue généralement un film liquide qui s'intercale entre la vapeur et la paroi. En supposant qu'à l'interface du liquide et de la vapeur, les deux phases sont à l'équilibre thermodynamique, la température de cette interface est la température de saturation de la vapeur. Une différence de température existe alors entre le liquide à l'interface et le liquide à la paroi. Ceci crée une résistance thermique au transfert de chaleur entre la vapeur et la paroi. Dans le cas où le film liquide de condensat est laminaire, on peut considérer que l'évolution de la température est quasiment linéaire. La résistance thermique du film liquide croît quand l'épaisseur du film augmente. Lorsque le film est turbulent, la température évolue de manière parabolique et l'écart de température diminue du fait de la turbulence. Le coefficient de transfert de chaleur tend alors à augmenter [4, 5, 6].

Le premier modèle mathématique développé pour analyser la condensation d'une vapeur saturée pure sur une paroi isotherme plane et verticale est celui de Nusselt [4, 5, 6]. Celui-ci pose les bases de l'analyse théorique de la condensation d'une vapeur pure sur une plaque plane verticale en introduisant les concepts suivants :

- la chaleur latente est libérée par la condensation à l'interface liquide vapeur.
- la chaleur est transmise à la paroi par conduction dans le film de condensat.
- le poids du film de condensat est équilibré par les forces de frottement à la paroi.

Par ailleurs, dans son analyse de la condensation d'une vapeur saturée stagnante sur une paroi verticale isotherme, il adopte les hypothèses simplificatrices suivantes :

- la température de la paroi est uniforme ;
- la variation de température dans le film de condensat d'épaisseur δ est linéaire.
- l'écoulement du condensat est laminaire lisse sans vagues.
- les termes d'inertie et de convection d'enthalpie sont négligeables.
- le transfert de chaleur dans le condensat s'effectue uniquement par conduction et Perpendiculairement à la surface du condensat.
- les propriétés physiques du fluide sont constantes.
- les contraintes tangentielles à l'interface liquide-vapeur sont nulles.
- la résistance thermique à l'interface est nulle.

- pour les tubes, l'effet de courbure est négligeable.

Le repère est montré sur la figure (1.1) où l'axe z est pris dans le sens de la gravité le long de la plaque et l'axe des y est perpendiculaire à la plaque. L'équation de mouvement du liquide se simplifie alors considérablement :

$$\mu_L \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \rho_L g = 0 \quad (1.2.1)$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

- à la paroi ($y = 0$) : $U_L = 0$

- à l'interface liquide-vapeur: ($y = \delta$) : $\frac{\partial U_L}{\partial y} = 0$ (1.2.2)

δ étant l'épaisseur du film liquide (variable selon z)

La résolution analytique de cette équation conduit à un profil parabolique de vitesse liquide :

$$U_L(y, z) = \frac{g}{2\nu_L} (2\delta y - y^2) \quad (1.2.3)$$

Le débit massique du film de condensat à travers la section z par unité de largeur de la plaque est obtenu par intégration

$$q_L = \frac{\rho_L \cdot g \cdot \delta^3}{3 \cdot \nu_L} \quad (1.2.4)$$

Par ailleurs, l'élimination des termes de convection dans l'équation de l'énergie du liquide conduit à un profil de température $T_L(y)$ linéaire :

$$T_L(y, z) = (T_s - T_w) \frac{y}{\delta} + T_w \quad (1.2.5)$$

Le débit de liquide q_L étant généré par la condensation de vapeur, le bilan thermique à la paroi par conduction à travers le film liquide donne :

$$\phi_p = \frac{\lambda_L}{\delta} (T_s - T_w) = L_c \cdot \frac{dq_L}{dz} \quad (1.2.6)$$

En admettant $\delta(0) = 0$ et en intégrant cette équation entre 0 et z , on en déduit l'épaisseur du condensat :

$$\delta(z) = \left(\frac{4\lambda_L \mu_L (T_s - T_w)}{L_c g \rho_L^2} z \right)^{1/4} \quad (1.2.7)$$

La densité de flux de chaleur à la paroi peut s'écrire comme suit :

$$\phi_p = h(T_s - T_w) \quad (1.2.8)$$

Le coefficient de transfert thermique local h s'écrit alors :

$$h_z = \left(\frac{\lambda_L^3 L_c g \rho_L^2}{4\mu_L (T_s - T_w) z} \right)^{1/4} \quad (1.2.9)$$

Le coefficient de transfert thermique moyen peut être calculé par intégration sur toute la longueur L de la plaque:

$$\bar{h} = 0.943 \left(\frac{\lambda_L^3 L_c g \rho_L^2}{\mu_L (T_s - T_w) L} \right)^{1/4} \quad (1.2.10)$$

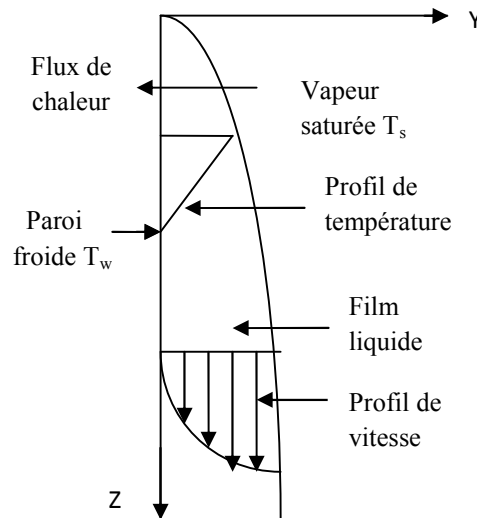


Fig. 1.1. Condensation en film sur une plaque verticale

3. Etudes théoriques

Louahlia et Panday [7, 8] ont présenté les résultats d'une étude numérique sur la condensation par convection forcée des fluides R134a, R113, R152a et R12 entre deux plaques planes. Le modèle physique est basé sur la résolution des équations de la couche limite en tenant compte des paramètres souvent négligés dans les études théoriques de la condensation, à savoir le gradient de pression, les termes d'inertie et de convection d'enthalpie, la variation des propriétés physiques ainsi que la viscosité et la conductivité turbulentes. Les performances thermiques du R12 et du R134a sont comparées. Les effets de la turbulence, de la pesanteur, de la vitesse de la vapeur, du nombre de Jakob, des forces de pression ainsi que des contraintes tangentielles sont également analysés.

Louahlia et al. [9] ont également étudié la condensation en film entre deux plaques parallèles d'un fluide pur et d'un mélange binaire non-azéotropique. Les équations couplées de conservation de masse, de mouvement, d'espèce et d'énergie sont appliquées dans les deux phases et résolues suivant un schéma implicite. Cette étude est menée en tenant compte des paramètres généralement négligés, ci savoir : les forces de pression, l'égalité des contraintes interfaciales liquide et vapeur, l'effet Dufour, les termes d'inertie et de diffusion d'enthalpie, la turbulence dans les deux phases ainsi que la variation des propriétés physiques en fonction de la température et de la concentration. Les résultats des calculs montrent une forte influence de la composition du mélange sur le coefficient d'échange thermique et sur la perte de pression. Les nombres de Nusselt moyens calculés sont proches de ceux définis par les corrélations expérimentales de Mochizuki et Inoue. Une relation est déduite pour déterminer le transfert de chaleur moyen pour la condensation du R123, du R134a et de leurs mélanges, en écoulement forcé entre deux plaques planes horizontales.

Cavallini et al. [10] ont considéré l'utilisation de tubes microfins dans les échangeurs de chaleur refroidis par air et par eau pour les applications de pompes à chaleur et de réfrigération pendant la condensation ou l'évaporation des fluides frigorigènes. Afin de concevoir des échangeurs de chaleur et d'optimiser les surfaces de transfert de chaleur, des procédures précises pour calculer les chutes de pression et les coefficients de transfert de chaleur sont nécessaires. Les auteurs présentent un nouveau modèle simple pour la prédiction du coefficient de transfert de chaleur à appliquer à la condensation dans des tubes microfins horizontaux de réfrigérants naturels, de fluides purs ou de mélanges azéotropes. Le modèle

développé explique les propriétés physiques du fluide frigorigène, les schémas d'écoulement à deux phases dans les tubes microfins et les caractéristiques géométriques des tubes. Il est validé par des données de coefficients expérimentaux de transfert de chaleur mesurés dans différents laboratoires indépendants, y compris diverses géométries de tubes intérieurs et différents fluides frigorigènes à condensation parmi lesquels R22, R134a, R123, R410A et CO₂.

Longo et al. [11] ont présenté une nouvelle procédure de calcul de la condensation de fluide frigorigène dans un échangeur de chaleur à plaques. Un point de transition entre la condensation par gravité et par convection forcée a été trouvé pour un nombre de Reynolds d'environ 1600. Aux faibles nombres de Reynolds ($Re < 1600$), les coefficients de transfert de chaleur ne dépendent pas du flux de masse et sont bien prédits par un modèle simple basé sur l'équation de Nusselt pour une paroi verticale. Pour un nombre de Reynolds plus élevé ($Re > 1600$), les coefficients de transfert de chaleur dépendent du flux de masse et le drainage des condensats est contrôlé par les actions combinées de gravité et de cisaillement de la vapeur. Un nouveau modèle a été développé pour prédire les coefficients de transfert de chaleur dans la région de condensation par convection forcée. Ce nouveau modèle a également été appliqué à la condensation de vapeur surchauffée pour tenir compte des effets de surchauffe. La nouvelle procédure de calcul a été comparée aux données de la littérature: l'écart moyen entre les coefficients de transfert de chaleur expérimentaux et calculés est inférieur à 16%.

Chamra et al. [12] ont présenté un nouveau modèle de condensation semi-empirique pour le coefficient de transfert de chaleur des fluides frigorigènes purs circulant dans des tubes microfins. Le nouveau modèle est développé sur la base d'une analyse théorique de la condensation en film turbulent à l'intérieur de tubes lisses. Plusieurs modifications ont été mises en œuvre dans le modèle original de tube lisse pour tenir compte des effets d'amélioration du transfert de chaleur sur la paroi interne. Le nouveau modèle de condensation est comparé à un ensemble de données expérimentales. La comparaison montre sa capacité de produire des résultats cohérents avec un écart inférieur à 20% pour la plupart des données disponibles.

4. Etudes expérimentales

Jige et al. [13] ont étudié les caractéristiques de transfert de chaleur de condensation et de chute de pression des fluides frigorigènes R134a, R32, R1234 et R410a dans un tube horizontal, dans la plage des flux massique de 100 à 400 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ et températures de saturation de 40 à 60 °C. L'effet de la vitesse du fluide, de la qualité de la vapeur, de la température de saturation et des propriétés du fluide frigorigène sur les caractéristiques de condensation est analysé. Une nouvelle corrélation est proposée pour prédire la chute de pression pour le flux de condensation dans le tube. Un modèle de transfert de chaleur par condensation est ensuite développé en tenant compte des modes d'écoulement et des effets de la contrainte de cisaillement de la vapeur et de la tension de surface. Sur la base de ce modèle, une nouvelle corrélation de transfert de chaleur est proposée pour le calcul les chutes de pression expérimentales et les coefficients de transfert de chaleur des réfrigérants d'essai dans les dispositifs considérés.

Peihua et al. [14] ont examiné l'utilisation du dioxyde de carbone (CO_2) comme agent frigorigène naturel de remplacement pour les applications de réfrigération à basse température. À partir d'études expérimentales dans la littérature, ils ont analysé les effets du flux massique, de la qualité de la vapeur et de la pression de saturation sur le transfert de chaleur de condensation par écoulement du CO_2 , la chute de pression de frottement et la transition du régime d'écoulement à l'intérieur des tubes. Des modèles de condensation développés à partir d'expériences avec d'autres réfrigérants sont évalués en fonction des données expérimentales du CO_2 . La comparaison entre les données prédites et expérimentales montre que les propriétés thermophysiques uniques du CO_2 dans des conditions à forte pression réduite conduisent à ces corrélations sur le transfert de chaleur de condensation d'écoulement à l'intérieur de tubes lisses, mais ont des effets moins importants sur le flux de condensation, le transfert et la chute de pression dans des conditions de flux massique élevé. Des recommandations pour les modèles de condensation et de chute de pression applicables à la condensation du flux de CO_2 dans différents tubes sont réalisées.

Agra et al. [15] ont présenté des résultats expérimentaux des coefficients de transfert de chaleur lors de la condensation du R600a, un réfrigérant hydrocarbure, dans un tube de cuivre lisse horizontal de diamètre intérieur 4 mm pour différentes qualités de vapeur et différents flux massiques dans des conditions annulaires d'écoulement, en ajustant les qualités de vapeur à la zone d'essai. Un verre spécialement conçu a été installé sur l'entrée et la sortie

du tube à essai pour identifier le type d'écoulement à l'oeil nu après que la qualité de vapeur d'entrée du fluide frigorigène soit alimentée dans la zone d'essai. Grâce à une nouvelle méthode développée dans le système de mesure, les coefficients de transfert de chaleur à condensation ont été calculés en mesurant la différence de température $T_s - T_w$ directement à partir de l'unité de collecte des données. Les résultats expérimentaux ont montré que les coefficients de transfert de chaleur par condensation diminuent avec la réduction de la qualité de la vapeur et augmentent avec le flux massique. Une corrélation a été établie à partir des données obtenues. Les coefficients de transfert de chaleur par condensation obtenus à partir de l'étude expérimentale présentent des écarts de $\pm 20\%$ avec les corrélations développées par d'autres auteurs.

Dalkilic [16] a étudié les caractéristiques de la condensation des réfrigérants purs R410a, R502 et R507a à l'intérieur d'un échangeur de chaleur horizontal pour déterminer le coefficient de frottement et la chute de pression. Ceux-ci sont prédits au moyen d'un modèle équivalent de Reynolds. Les données expérimentales de divers auteurs ont été utilisées dans l'analyse. Dans leur configuration expérimentale, la section d'essai horizontale est un échangeur de chaleur à double tube avec un fluide réfrigérant s'écoulant dans le tube de cuivre lisse interne et l'eau de refroidissement s'écoulant dans l'espace annulaire. Les essais ont été effectués à des températures de condensation saturées de 38 °C à 52 °C tandis que les flux de masse se situaient entre 119 et 617 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ pour la section de test horizontale. Le modèle d'écoulement séparé a été modifié par différents modèles et corrélations, afin de déterminer la meilleure combinaison pour la validation des valeurs expérimentales de chute de pression. Les effets de la qualité de la vapeur et du flux de masse sur la chute de pression ont été également discutés.

Wang et al. [17] ont examiné les performances de transfert de chaleur, lors de la condensation convective forcée et le refroidissement en présence de gaz, des réfrigérants classiques et du fluide naturel R-744. Différents paramètres affectant le coefficient de transfert de chaleur, tels que la concentration, le flux de chaleur, le flux de masse, la qualité de la vapeur, la configuration géométrique, la température de saturation, les propriétés thermodynamiques et de transport sont décrits dans cette étude. Le coefficient de transfert de chaleur est différent selon l'étude menée, en raison de la nature complexe du fluide et d'un effet composé accompagnant le processus de transport de chaleur.

Cavallini et al. [18] ont rapporté des coefficients expérimentaux de transfert de chaleur et de chutes de pression mesurées lors de la condensation à l'intérieur d'un tube lisse avec des fluides réfrigérants HFC purs (R134a, R125, R236, R32) et du mélange réfrigérant HFC R410A. Les données prises lors de la condensation du HCFC-22 sont également rapportées pour référence. Les essais sont effectués à une température de saturation comprise entre 30 et 50 ° C, et des flux de masse variant de 100 à 750 kg/(m².s). Les effets des températures de saturation et de paroi sur le coefficient de transfert de chaleur sont étudiés en analysant les données expérimentales. Une étude prédictive des diagrammes d'écoulement de condensation se produisant au cours des tests est également présentée pour toutes les données.

Shao et al. [19] ont mené des expériences sur la condensation à la fois avec le R32, le R134a pur et de leurs mélanges dans un tube cylindrique, avec un flux de masse de 131-369 kg m⁻²s⁻¹ et une température moyenne de 23- 40 °C. Les coefficients expérimentaux de transfert de chaleur sont comparés à ceux prévus par les corrélations. La réduction moyenne du coefficient de transfert de chaleur se produit à une concentration d'environ 30% de R32 pour la même base du flux de masse et est d'environ 20-16%.pour des flux massiques de 190 à 300 kg m⁻²s⁻¹.

5. Modèles de turbulence

Dans cette partie, on va examiner les modèles mathématiques présentés dans la littérature et qui ont servi comme outil d'étude des écoulements turbulents. Le lecteur peut trouver des revues exhaustives sur les modèles de turbulence dans les références suivantes [20-25]

5.1. Caractéristiques des écoulements turbulents

Un écoulement turbulent est caractérisé par :

- son irrégularité à la fois en temps et en espace : la simulation est, de ce fait, très délicate. Il est très sensible aux perturbations, même faibles, celles-ci ayant tendance à s'amplifier du fait de la faible viscosité. D'où la difficulté d'une prédiction détaillée (dans les prévisions météorologiques à moyen et long terme, les instabilités peuvent provenir des perturbations

dues aux erreurs sur les mesures). L'analyse de tels écoulements se fait de manière statistique (calcul de quantités moyennes) ;

- la présence de structures de tailles très différentes qui interagissent entre elles : plus le nombre de Reynolds est grand, plus la différence de taille entre les plus grandes et les plus petites structures présentes dans l'écoulement est grande ;
- son caractère dissipatif : la présence de nombreuses échelles, qui interagissent entre elle, augmente le taux de dissipation d'énergie ;
- son caractère diffusif : la turbulence augmente le taux de mélange et de diffusion d'espèces chimiques et de la température.

5.2. Classification des modèles de turbulence

Un modèle de turbulence est une représentation mathématique des corrélations responsables du transport turbulent dans l'écoulement. Généralement, des expressions algébriques ou bien des équations différentielles sont utilisées pour fermer le système des équations de Navier-Stokes et constituent le modèle mathématique de la turbulence. Le modèle mathématique doit avoir les caractéristiques suivantes :

- * basé sur des concepts de base (eg : concept de Boussinesq).
- * représentant le phénomène de la turbulence.
- * mathématiquement simple.
- * numériquement stable.
- * domaine d'application vaste.

Pour représenter le transport de la turbulence, plusieurs modèles utilisant différentes équations pour les paramètres caractérisant l'écoulement turbulent ont été proposés.

Les équations proposées contiennent des termes qui représentent :

- Le transport convectif de la turbulence par l'écoulement moyen à l'échelle de la micro turbulence ;
- Le transport diffusif par l'écoulement de fluctuations turbulentes à l'échelle de la micro turbulence.

L'utilisation des équations exactes de transport de la turbulence pour les différents paramètres de l'écoulement assure que tous les phénomènes associés à la turbulence sont représentés dans les équations du modèle. Donc plus de réalisme peut être assuré avec ces équations mais a l'encontre d'une complexité mathématique augmentée.

On distingue deux grandes catégories de modélisation :

- Modèle du premier ordre (modèles à viscosité turbulente) basé sur l'hypothèse de

Boussinesq qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide de la viscosité turbulente μ_t . Relativement facile à utiliser mais la qualité de modélisation de μ_t influe directement sur la qualité de l'écoulement moyen.

- Modèle du second ordre : Les tensions de Reynolds sont calculées directement, se porte alors sur des moments d'ordre supérieur. La mise en œuvre est plus délicate mais les résultats sont de meilleures qualités.

5.3. Modèles de turbulence à deux équations

Le modèle à deux-équations le plus utilisé est dit le modèle $k-\varepsilon$. La viscosité turbulente μ_t est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation d'énergie ε telle que :

$$\mu_t = \rho c_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.4.1)$$

L'énergie cinétique de turbulence k et le taux de dissipation d'énergie ε sont donnés par des équations de transport faisant intervenir différentes constantes empiriques et un terme P_k représentant la production de l'énergie cinétique par l'écoulement moyen. Les équations détaillées et les valeurs numériques des constantes empiriques du modèle $k-\varepsilon$ sont présentées le paragraphe.

Le modèle de turbulence à deux équations $k-\varepsilon$ a été appliqué avec succès pour la simulation d'une variété d'écoulements turbulents (couches limites, écoulement dans des conduites circulaires, écoulements cisailés libres, jets, sillages, écoulements avec des zones de recirculation etc.). Ce modèle est considéré à l'heure actuelle comme le modèle le plus populaire et le plus fiable parmi les modèles de turbulence. Il combine la simplicité de la

formulation mathématique, le réalisme des phénomènes de transport turbulent et l'économie en termes de calcul numérique.

CHAPITRE 2

POSITION DU PROBLEME

Le but de ce travail est l'application des lois de la convection forcée lors de l'écoulement en régime turbulent de fluides frigorigènes dans les tubes de condenseurs de machines frigorifiques. La simulation numérique du processus de condensation permet d'analyser les transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse et de déterminer les variations axiales des grandeurs caractéristiques du phénomène telles que la vitesse, la température et la concentration en vapeur des fluides considérés. Elle permet aussi de comprendre certains phénomènes physiques mis en jeu au cours des écoulements de fluides dans le tube.

Dans ce chapitre, on présente une description du modèle physique considéré et des systèmes d'équations et conditions aux limites qui régissent le système étudié. On termine ce chapitre par la présentation des fluides frigorigènes considérés et des méthodes de calcul de leurs principales propriétés thermophysiques en fonction des variables d'état (température, pression, fraction massique de vapeur).

1. Configuration géométrique

Le système considéré est représenté sur la fig. (2.1) On considère un tube vertical de rayon R et de hauteur L et dont la paroi est supposée d'épaisseur négligeable. A l'entrée du système, arrive un écoulement descendant d'un fluide chaud constitué d'un mélange de gaz non condensables et de vapeur à température T_0 , vitesse U_0 , pression P_0 et concentration en vapeur C_0 uniformes.

La paroi peut être soumise à deux types de conditions aux limites:

- soit isotherme à température T_w inférieure à la température d'entrée du mélange,
- soit refroidie par convection en contact avec un fluide externe à température T_e .

En traversant le tube, il se produit alors une condensation de vapeur sur cette paroi. Un mince film liquide se forme sur la surface créant ainsi deux régions distinctes dans le tube : le film liquide d'épaisseur supposée négligeable ruisselant le long de la paroi et l'écoulement du mélange vapeur-gaz.

Le but de l'étude envisagée est de mener une analyse des processus de transfert de chaleur et de masse et des caractéristiques de l'écoulement au sein du tube en vue d'établir les propriétés principales du phénomène :

- profils de vitesse, température et teneur en vapeur du fluide,
- évolutions du débit de liquide et du coefficient de transfert thermique le long du tube,
- influence des principaux paramètres caractéristiques du mélange gazeux et du coefficient de convection externe sur les transferts.

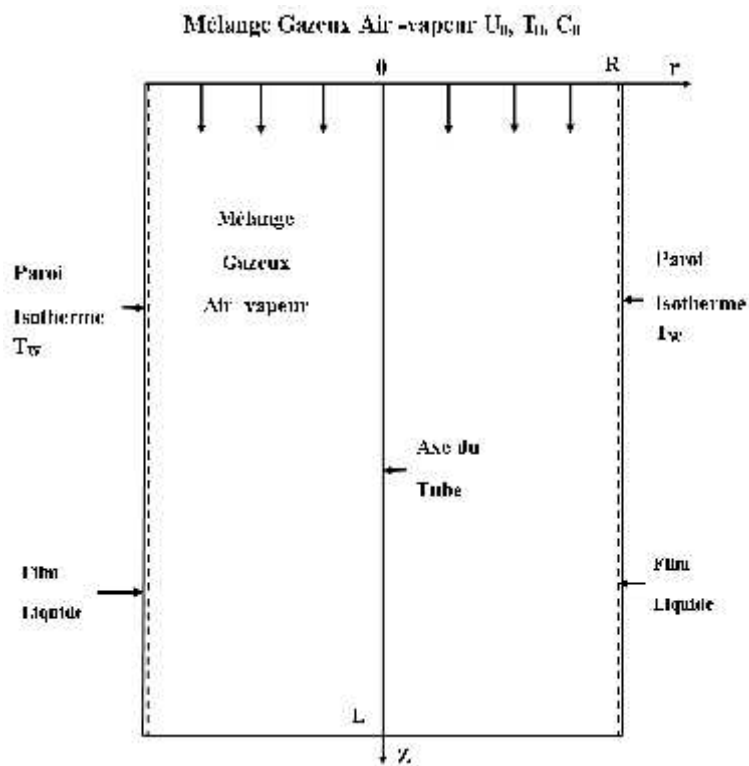


Fig. 2.1. Représentation schématique du modèle physique

2. Hypothèses simplificatrices

Plusieurs hypothèses ont été formulées pour le système décrit ci-dessus:

- 1- le mélange gazeux air-vapeur est un fluide visqueux newtonien en écoulement turbulent.
- 2- le problème est bidimensionnel, axisymétrique et stationnaire.
- 3- les propriétés physiques du mélange gazeux sont supposées constantes égales à leurs valeurs moyennes à chaque section z.
- 4- les termes de diffusion axiale sont supposés négligeables dans les équations de transfert,
- 5- la pression est uniforme dans toute section droite du tube.
- 6- le mélange vapeur- gaz est assimilé à un mélange idéal de gaz parfaits.
- 7- la vapeur est à l'état saturé en tout point de l'interface liquide-mélange gazeux.
- 8- les effets Dufour et Soret et les transferts radiatifs sont supposés négligeables.

Ces hypothèses permettent d'éviter un alourdissement inutile du problème et simplifient sa modélisation mathématique tout en conservant une bonne représentation physique du problème. Elles peuvent être justifiées comme suit :

- 1- L'hypothèse de fluides newtoniens est valable pour la plupart des fluides. Le régime d'écoulement du fluide est basé sur le critère du nombre de Reynolds défini comme suit :

$$Re_0 = \frac{2\rho_0 U_0 R}{\mu_0} \quad (2.2.1)$$

Où ρ_0 , μ_0 désignent respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide à l'entrée du tube. On admet généralement que les écoulements de fluides en conduite cylindrique sont turbulents pour $Re > Re_{cr}$ ($Re_{cr} \approx 3000$ en fonction des conditions de l'écoulement et de l'état de la paroi)

- 2- L'hypothèse du problème bidimensionnel axisymétrique implique que la vitesse d'écoulement n'a que deux composantes: U (axiale) et V (radiale) et que toutes les grandeurs physiques intervenant dans le problème ne dépendent que des coordonnées axiale (selon z) et radiale (selon r).

3- Les propriétés physiques du fluide sont calculées à chaque section z aux valeurs moyennes de température et de concentration en vapeur comme suit :

$$T_m(z) = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R T(r, z) 2\pi r \cdot dr \quad (2.2.2)$$

$$C_m(z) = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R C(r, z) 2\pi r \cdot dr \quad (2.2.3)$$

4- L'hypothèse d'élimination des termes de diffusion axiale (en $\partial^2/\partial z^2$) dans les équations de transfert conduit à des équations de forme parabolique.

5- Le gradient radial de pression est généralement négligeable dans le cas des écoulements de convection forcée.

6- Le fluide peut être assimilé à un mélange idéal de gaz parfaits pour des pressions relativement faibles (ne dépassant pas quelques bars). L'équation d'état des gaz parfaits peut être alors appliquée:

$$P_k = \frac{\rho_k R T}{M_k} \quad (2.2.4)$$

Avec l'indice $k = g$ (gaz), v (vapeur)

P_k , M_k étant la pression partielle et la masse molaire du composant k du mélange à la température T

$R =$ constante des gaz parfaits

7- A l'interface liquide-mélange gazeux, on considère la pression partielle de vapeur saturante, condition nécessaire pour que se produise la condensation.

8- Les effets Dufour et Soret représentant respectivement le flux de chaleur sous l'effet d'un gradient de concentration et le flux de masse sous l'effet d'un gradient de température, ne peuvent être pris en considération que si ces gradients sont très élevés. Enfin, les échanges par rayonnement sont négligeables en raison des différences de température relativement faibles entre fluide et paroi utilisées dans ce problème.

3. Equations de base

Compte tenu de la géométrie tubulaire bidimensionnelle du domaine et des hypothèses simplificatrices formulées ci-dessus, les équations régissant les transferts de chaleur et de masse sont écrites en coordonnées cylindriques dans le repère (Orz), r et z étant respectivement les coordonnées suivant la direction radiale (normale à l'écoulement) et axiale (suivant le sens de l'écoulement). Ainsi, ces équations s'écrivent sous la forme suivante:

– Equation de continuité

$$U \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rV)}{\partial r} = 0 \quad (2.3.1)$$

– Equation de conservation de quantité de mouvement

$$U \frac{\partial U}{\partial z} + V \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{v_{\text{eff}}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + g - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} \quad (2.3.2)$$

– Equation de conservation de l'énergie

$$U \frac{\partial T}{\partial z} + V \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\alpha_{\text{eff}}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + D_{\text{eff}} \frac{(c_{pv} - c_{pg})}{c_p} \frac{\partial T}{\partial r} \frac{\partial C}{\partial r} \quad (2.3.3)$$

– Equation de diffusion

$$U \frac{\partial C}{\partial z} + V \frac{\partial C}{\partial r} = \frac{D_{\text{eff}}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) \quad (2.3.4)$$

Avec :

$$v_{\text{eff}} = (\mu + \mu_t) / \rho, \quad \alpha_{\text{eff}} = (\lambda + \lambda_t) / (\rho c_p), \quad D_{\text{eff}} = D + D_t \quad (2.3.5-7)$$

v_{eff} , α_{eff} , D_{eff} désignent respectivement la viscosité cinématique effective, la diffusivité thermique effective et le coefficient de diffusion effective

μ_t , λ_t , D_t désignent respectivement la viscosité dynamique turbulente, la conductivité thermique turbulente et le coefficient de diffusion turbulente

Ces propriétés sont reliées entre elles par les relations suivantes :

$$\text{Pr}_t = \mu_t c_p, \quad \text{Sc}_t = \mu_t / (\rho D_t) \quad (2.3.8-9)$$

Pr_t = nombre de Prandtl turbulent

Sc_t = nombre de Schmidt turbulent

Dans le cadre de cette étude, les valeurs empiriques suivantes sont adoptées :

$$Pr_t = Sc_t = 1 \quad (2.3.10)$$

La viscosité turbulente μ_t est déterminée par le modèle de turbulence adopté. Dans cette étude, notre choix s'est porté sur le modèle k- ϵ de Jones et Launder, où μ_t est calculée à partir de la solution des équations de transfert pour l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation d'énergie ϵ comme suit :

- Équation d'énergie cinétique turbulente :

$$\rho \left(U \frac{\partial k}{\partial z} + V \frac{\partial k}{\partial r} \right) = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial k}{\partial r} \right) + P_k + G_k - \rho \epsilon + D' \quad (2.3.11)$$

- Équation du taux de dissipation d'énergie :

$$\rho \left(U \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + V \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right) = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right) + [C_{\epsilon 1} f_1 (P_k + C_{\epsilon 2} G_k) - \rho C_{\epsilon 2} f_2 \epsilon] \frac{\epsilon}{k} + E \quad (2.3.12)$$

Avec

$$G_k = - \frac{\mu_t}{\sigma_t} g \beta \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.3.13)$$

$$P_k = \mu_t \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (2.3.14)$$

$$D' = -2\mu \left[\left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (2.3.15)$$

$$E = 2\mu \frac{\mu_t}{\rho} \left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)^2 \right] \quad (2.3.16)$$

$\sigma_k, \sigma_\epsilon$ = constantes de turbulences pour k, ϵ

β = coefficient de dilatation thermique

D', E sont des termes apparaissant pour les modèles de turbulence Jones-Launder.

Compte tenu de l'hypothèse consistant à négliger les termes de diffusion axiale, les paramètres P_k , E et D' se simplifient comme suit :

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)^2 \quad (2.3.17)$$

$$E = 2\mu \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)^2 \quad (2.3.18)$$

$$D' = -2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \quad (2.3.19)$$

Par ailleurs, en convection forcée, le terme G_k est négligeable.

Les valeurs suivantes sont des constantes empiriques utilisées dans le modèle $k-\varepsilon$:

$$C_\mu = 0.09, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3, f_1 = 1.0,$$

Dans le modèle $k-\varepsilon$ standard : $f_\mu = f_2 = 1.0, D' = E = 0$

Dans le modèle $k-\varepsilon$ de Jones-Launder :

$$f_2 = 1 - 0.3 \exp(-Re_t^2), \quad (2.3.20)$$

$$f_\mu = \exp \left[\frac{-2.5}{1 + Re_t / 50} \right] \quad (2.3.21)$$

$$Re_t = \rho k^2 / (\mu \varepsilon) \quad (2.3.22)$$

La principale propriété du modèle $k-\varepsilon$ est la viscosité dynamique turbulente μ_t qui est déterminée à partir de la relation :

$$\mu_t = \rho C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.3.23)$$

Les équations précédentes restent valables en régime laminaire. Dans ce cas, elles se simplifient considérablement en éliminant les équations ((2.3.11) et (2.3.12)) et en prenant

$$\mu_t = 0.$$

4. Équations des débits

-Débit liquide:

$$q_L = \int_0^z J_v \cdot 2\pi R dz \quad (2.4.1)$$

-Conservation du bilan massique à travers toute section z le long du tube :

$$q_M + q_L = q_0 \quad (2.4.2)$$

q_M , q_L , q_0 étant les débits massiques (en $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$)

q_0 = débit du mélange gazeux à l'entrée ($z = 0$)

q_M , q_L = débits du mélange gazeux et du liquide à la côte z

J_v = densité de flux massique local (en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) donnée par la loi de Fick :

$$J_v = \frac{-\rho(D + D_t)}{1 - C_w} \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)_w \quad (2.4.3)$$

D_t = coefficient de diffusion turbulente

D'où un système de 8 équations à 8 inconnues (U , V , T , C , k , ϵ , dP/dz , q_L) avec :

U , V = composantes axiale et transversale de la vitesse du mélange gazeux

T = température du mélange gazeux

C = concentration en vapeur du mélange gazeux

dP/dz = gradient axial de pression

ρ , ν , λ , c_p , D sont les propriétés thermophysiques suivantes du mélange gazeux :

ρ = masse volumique

ν = viscosité cinématique

λ = conductivité thermique

c_p = chaleur massique

D = coefficient de diffusion de vapeur dans l'air

Elles sont évaluées à chaque section z aux valeurs moyennes de température et de concentration en vapeur définies précédemment (paragraphe 2).

5. Conditions aux limites

Les équations de transfert doivent être résolues en respectant les conditions aux limites à l'entrée, à la paroi et sur l'axe du tube, définies par les équations suivantes :

- a. A l'entrée du tube $z = 0$, les conditions d'entrée (vitesse, température, pression, concentration en vapeur) sont supposées uniformes :

$$U(r, 0) = U_0, \quad V(r, 0) = 0, \quad P(0) = P_0, \quad (2.5.1-3)$$

$$T(r, 0) = T_0, \quad C(r, 0) = C_0 \quad (2.5.4-5)$$

$$k(r, 0) = 1.5 I^2 U_0^2 \quad (2.5.6)$$

$$\varepsilon(r, 0) = \frac{k^{3/2}}{0.6R} \quad (2.5.7)$$

$$q_0 = \rho_0 U_0 \pi R^2 \quad (2.5.8)$$

I est l'intensité de la turbulence, dont la valeur généralement utilisée est $I = 0.037$

- b. Sur l'axe du tube ($r = 0$), par symétrie, on obtient :

$$\left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_0 = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_0 = 0, \quad \left. \frac{\partial C}{\partial r} \right|_0 = 0 \quad (2.5.9)$$

$$\left. \frac{\partial k}{\partial r} \right|_0 = 0, \quad \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right|_0 = 0 \quad (2.5.10)$$

$$V(0, z) = 0 \quad (2.5.11)$$

- c. A la paroi ($y = R$) :

- Conditions de non glissement et de condensation :

$$U(R, z) = k(R, z) = \varepsilon(R, z) = 0 \quad (2.5.12)$$

$$V(R, z) = \frac{-(D + D_t)}{1 - C_w} \left(\frac{\partial C}{\partial r} \right)_w \quad (2.5.13)$$

- Condition de saturation à l'interface liquide-vapeur:

$$C(R, z) = C_{\text{sat}}(T_w, P) = C_i = \frac{M_v P_{\text{vs}}(T_w)}{M_v P_{\text{vs}}(T_w) + M_a (P - P_{\text{vs}}(T_w))} \quad (2.5.14)$$

- Conditions thermiques:

On considère 2 types de conditions aux limites sur la paroi :

- soit maintenue isotherme à température T_w

$$T(R, z) = T_w \quad (2.5.15)$$

- soit refroidie par convection en contact avec un fluide externe à température T_e et un coefficient de convection h_e .

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_R = h_e (T_w - T_e) \quad (2.5.16)$$

6. Flux thermique

Afin d'analyser les transferts de chaleur au cours de la condensation, on définit un nombre adimensionnel appelé nombre de Nusselt lié à la densité de flux de chaleur pariétale φ . Celle-ci peut être exprimée avec un coefficient de transfert local comme suit:

$$\varphi = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_w = h(T_0 - T_w) \quad (2.6.1)$$

Le nombre de Nusselt local s'écrit :

$$Nu = \frac{hR}{\lambda} = \frac{R}{T_w - T_0} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_w \quad (2.6.2)$$

Ainsi que le nombre de Nusselt moyen sur toute la longueur L de la paroi :

$$Nu_m = \frac{1}{L} \int_0^L Nu \cdot dz \quad (2.6.3)$$

D'autre part, le flux thermique ϕ transmis sur une distance z à travers la paroi s'écrit :

$$\phi = \int_0^z \phi 2\pi R . dz \quad (2.6.4)$$

En effet, la densité de flux de chaleur pariétale ϕ est liée au mode de transfert de chaleur latent par condensation comme suit

$$\phi = J_v L_v \quad (2.6.5)$$

L_v est la chaleur latente de changement de phase liquide-vapeur

Le nombre de Nusselt latent s'écrit :

$$Nu = \frac{J_v L_v R}{\lambda \Delta T} \quad (2.6.6)$$

Le nombre de Nusselt moyen évalué depuis l'entrée jusqu'à une longueur z de la paroi peut être calculé comme suit:

$$Nu_m = \frac{1}{z} \int_0^z Nu . dz \quad (2.6.7)$$

Par analogie avec les transferts de chaleur, les transferts de masse par condensation en film liquide peuvent être modélisés au moyen d'un autre paramètre adimensionnel appelé nombre de Sherwood. La densité de flux massique peut être exprimée avec un coefficient local de transfert massique α comme suit:

$$-(D + D_t) \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)_w = \alpha (C_0 - C_w) \quad (2.6.8)$$

Le nombre de Sherwood local s'écrit alors:

$$Sh = \frac{\alpha R}{(D + D_t)} = \frac{R}{C_w - C_0} \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)_w \quad (2.6.9)$$

7. Propriétés thermophysiques des fluides

Dans cette étude, on considère divers mélanges air-fluides frigorigènes à l'état vapeur et dont la condensation conduit à l'apparition d'une phase liquide. La modélisation effectuée dans cette étude nécessite la connaissance des principales propriétés thermodynamiques et de

transfert de ces fluides et de leur variation avec la température, la pression et la concentration en vapeur.

On a considéré 3 types de fluides frigorigènes : R12, R134a, R152a. Notre choix s'est porté sur ces fluides car les données complètes des propriétés thermophysiques de ces fluides à l'état liquide et vapeur sont disponibles dans la littérature et sont indiquées en Annexe. Le R12 est un fluide de type CFC (Chlorofluorocarbène) dont la production a été arrêtée depuis quelques années car le chlore contenu dans sa formule détruit la couche d'ozone. Ce fluide n'a été considéré dans cette étude qu'à titre de comparaison avec les autres fluides. Le R134a et le R152a sont des fluides de type HFC (Hydrofluorocarbène) sans impact sur la couche d'ozone et sont considérés comme des substituts aux CFC.

On présente ici les propriétés suivantes des fluides étudiés:

- conductivité thermique λ en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$,
- viscosité dynamique μ en $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$,
- masse volumique ρ en kg/m^3 ,
- chaleur massique c_p en $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$,
- chaleur latente de condensation L_c en J/kg ,
- coefficient de diffusion moléculaire de la vapeur dans le gaz D_v en m^2/s ,
- pression de vapeur saturante P_{vs} en atm

Ces propriétés ont été calculées soit à partir de relations empiriques ou théoriques, soit par interpolation à partir de valeurs tabulées [25-30].

7.1. Propriétés de l'air sec

- Masse volumique :

Selon la loi des gaz parfaits :

$$\rho_g = \frac{P_g M_g}{RT} \quad (2.7.1)$$

T = température en K

P_g = pression partielle du gaz

R = constante des gaz parfaits = 8.314 J. mol⁻¹. K⁻¹

M_g = masse molaire du gaz

Les corrélations empiriques utilisées pour le calcul des autres propriétés physiques de l'air sec sont proposées par Reid et al. [26]

Chaleur massique:

$$c_{pa}(T) = 1000 + 2.5 \times 10^{-7} T^3, \quad T \text{ en K, } c_{pa} \text{ en J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1} \quad (2.7.2)$$

Viscosité dynamique:

$$\mu_a(T) = 1.4888 \times 10^{-6} T^{1.5} / (118 + T), \quad T \text{ en K, } \mu_a \text{ en kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1} \quad (2.7.3)$$

Conductivité thermique:

$$\lambda_a(T) = 1.195 \times 10^{-3} T^{1.6} / (118 + T), \quad T \text{ en K, } \lambda_a \text{ en W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \quad (2.7.4)$$

7.2. Propriétés des mélanges gaz-vapeur

a. Pression totale du mélange

Selon la loi de Dalton :

$$P = P_g + P_v \quad (2.7.5)$$

P_g, P_v = pressions partielles de gaz et de vapeur

b. Concentration en vapeur :

La concentration en vapeur du mélange est le rapport entre la masse de vapeur m_v sur la masse totale du mélange contenu dans un volume V :

$$C = \frac{m_v}{m_g + m_v} = \frac{\rho_v}{\rho_g + \rho_v} \quad (2.7.6)$$

Par combinaison des relations, on obtient :

$$C = \frac{M_v P_v}{M_v P_v + M_g (P - P_v)} \quad (2.7.7)$$

Si le mélange est saturé en vapeur, on obtient l'expression de la concentration saturante :

$$C_{\text{sat}}(P, T) = \frac{M_v P_{\text{vs}}(T)}{M_v P_{\text{vs}}(T) + M_g (P - P_{\text{vs}}(T))} \quad (2.7.8)$$

M_v, M_g = masses molaires de la vapeur et du gaz

Pression partielle de vapeur :

$$P_v = P \frac{(1 - W_g)}{1 + W_g(\alpha - 1)} = \frac{PC}{C(1 - \alpha) + \alpha} \quad (2.7.9)$$

Avec $\alpha = \frac{M_v}{M_g}$ (2.7.10)

W_g = fraction massique de gaz dans le mélange

c. Masse volumique :

Dans l'hypothèse d'un mélange idéal de gaz parfaits, la masse volumique ρ du mélange s'écrit:

$$\rho = \frac{\rho_v}{C} = \frac{M_v P_v}{RTC} \quad (2.7.11)$$

d. Chaleur massique :

La chaleur massique du mélange gazeux est égale à la moyenne pondérée des chaleurs massiques de ses constituants :

$$c_p = C.c_{pv} + (1 - C).c_{pa} \quad (2.7.12)$$

e. Viscosité dynamique :

Elle est calculée selon la formule donnée par Reid et al. [26]:

$$\mu = \frac{x_v \mu_v}{x_v + x_g \phi_v} + \frac{x_g \mu_g}{x_g + x_v \phi_g} \quad (2.7.13)$$

$$\text{Avec } R = \frac{\mu_g}{\mu_v}, \quad \varphi_g = \frac{(1 + R^{0.5} \alpha^{0.25})^2}{\sqrt{8 + 8/\alpha}}, \quad \varphi_v = \frac{\varphi_g}{\alpha R} \quad (2.7.14-16)$$

x_v, x_g = fractions molaires de vapeur et de gaz dans le mélange

f. Conductivité thermique :

Elle est calculée selon la formule donnée par Reid et al. [26] :

$$\lambda = \frac{x_v \lambda_v}{x_v + x_g \varphi} + \frac{x_g \lambda_g}{x_g + x_v \varphi_g} \quad (2.7.17)$$

$$\text{Avec } \varphi = \frac{(1 + (\alpha R)^{-0.5} \alpha^{0.25})^2}{\sqrt{8 + 8\alpha}} \quad (2.7.18)$$

g. Coefficients de diffusion

Le coefficient de diffusion de vapeur dans l'air est calculé à partir de la relation suivante :

$$D_{AB} = \frac{(1.8583 \times 10^{-7}) T^{3/2}}{P \sigma_{AB}^2 \Omega_D} \left(\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B} \right)^{1/2} \quad (2.7.19)$$

D_{AB} = coefficient de diffusion binaire pour un mélange de 2 gaz A et B (en m²/s)

P = pression (en atm)

T = température (en K)

M_A, M_B = masses molaires des gaz A et B (en g/mol)

σ_{AB} = diamètre de collision des molécules A et B (en Å)

Ω_D = intégrale de collision (sans dimension)

Les valeurs de Ω_D et σ_{AB} sont calculées selon les méthodes suivantes :

$$\sigma_{AB} = (\sigma_A + \sigma_B) / 2 \quad (2.7.20)$$

σ_A, σ_B désignant les diamètres transversaux des molécules A et B

$$\Omega_D = A.T^{-B} + C.\exp(-D.T') + E.\exp(-F.T') + G.\exp(-H.T') \quad (2.7.21)$$

Avec $T' = kT/\varepsilon_{AB}$ (2.7.22)

$$A=1.06036, B=0.15610, C=0.19300, D=0.47635,$$

$$E=1.03587, F=1.52996, G=1.76474, H=3.89411$$

ε_{AB} = profondeur de puits de potentiel effective pour les collisions des molécules A et B

$\varepsilon_A, \varepsilon_B$ = profondeurs de puits de potentiel pour les molécules A et B (en J)

$$\varepsilon_{AB} = \sqrt{\varepsilon_A \varepsilon_B} \quad (2.7.23)$$

k = constante de Boltzmann ($k = 1.3805 \times 10^{-23}$ J/K)

Pour l'air, les valeurs des constantes de Lennard-Jones ($\sigma, \varepsilon/k$) et M_g sont données comme suit [24]:

$$\sigma = 3.711 \text{ \AA}, \quad \varepsilon/k = 78.6 \text{ K}, \quad M_g = 28.96 \text{ g/mol}$$

Pour les autres fluides, les constantes σ et ε/k peuvent également être calculées à partir des relations :

$$\sigma = (2.3551 - 0.087\omega)(T_c / P_c)^{1/3} \quad (2.7.24)$$

$$\frac{\varepsilon}{k} = (0.7915 + 0.1693 \cdot \omega) T_c \quad (2.7.25)$$

T_c = température critique en K

P_c = pression critique en atm

ω = facteur acentrique calculé comme suit :

$$\omega = -1.0 - \log_{10}(P_r) \text{ Pour } T_r = 0.7 \quad (2.7.26)$$

$$P_r = \text{pression réduite} : P_r = P/P_c \quad (2.7.27)$$

$$T_r = \text{température réduite} : T_r = T/T_c \quad (2.7.28)$$

Les valeurs des températures critiques, pressions critiques et masses molaires sont données ci-dessous :

	T_c (K)	P_c (atm)	M (g/mol)
Air	132.65	37.23	28.96
R12	385.12	40.83	120.93
R134a	374.18	40.03	102.03
R152a	386.41	44.58	66.05

Tableau 2.1 : Températures critiques, pressions critiques et masses molaires des fluides considérés [26]

CHAPITRE 3

RESOLUTION NUMERIQUE

1. Maillage

Pour résoudre les systèmes d'équations associées aux conditions aux limites, on a choisi une méthode numérique aux différences finies. Le but de cette méthode est d'établir un maillage préalable du domaine d'intégration et calculer les valeurs des variables ($U, V, T, C, k, \varepsilon$) en un certain nombre de points déterminés appelés nœuds.

Dans notre cas, les mailles du réseau bidimensionnel sont représentés par les indices (i, j) définis par les pas d'espace $\Delta r, \Delta z$ dans les directions radiale et axiale (Fig. 3.1). Le pas Δz est maintenu constant. Par contre, on a adopté un pas d'espace Δr variable. En effet, dans notre problème, la paroi $r=R$ est soumise à des intensités de flux de chaleur et de masse importants. On doit donc observer des gradients de vitesse, température et teneur en vapeur plus élevés au voisinage de la paroi que sur l'axe du tube. Un maillage irrégulier dans la direction radiale, particulièrement resserré au contact de la paroi, permettra un suivi plus fin et un calcul plus précis des variations des grandeurs considérées. On a donc adopté un pas d'espace radial Δr_i décroissant selon une progression géométrique de premier pas Δr_0 et de raison $\alpha < 1$. Le cas particulier $\alpha = 1$ correspond à un maillage uniforme.

Chaque pas Δ_i est relié au précédent Δ_{i-1} par la relation :

$$\Delta_i = \alpha \Delta_{i-1} \quad (i=1, \dots, N-1) \quad (3.1.1)$$

$$\text{Où } \Delta_i = \alpha^i \Delta_0 \quad (3.1.2)$$

Chaque nœud (i, j) correspond au point de coordonnées (r_i, z_j) :

$$r_i = \Delta_0 \frac{\alpha^i - 1}{\alpha - 1}, \quad z_j = j * \Delta z \quad (j = 0, \dots, M) \quad (3.1.3-4)$$

N, M = nombres de nœuds selon les directions radiale et axiale

On en déduit des relations entre nombre de nœuds et pas d'espace :

$$R = \Delta_0 \frac{\alpha^N - 1}{\alpha - 1} \quad (3.1.5)$$

$$L = M * \Delta z \quad (3.1.6)$$

On notera $\varphi(r_i, z_j) = \varphi(i, j)$ où φ désigne les variables (U, V, T, C, k, ϵ).

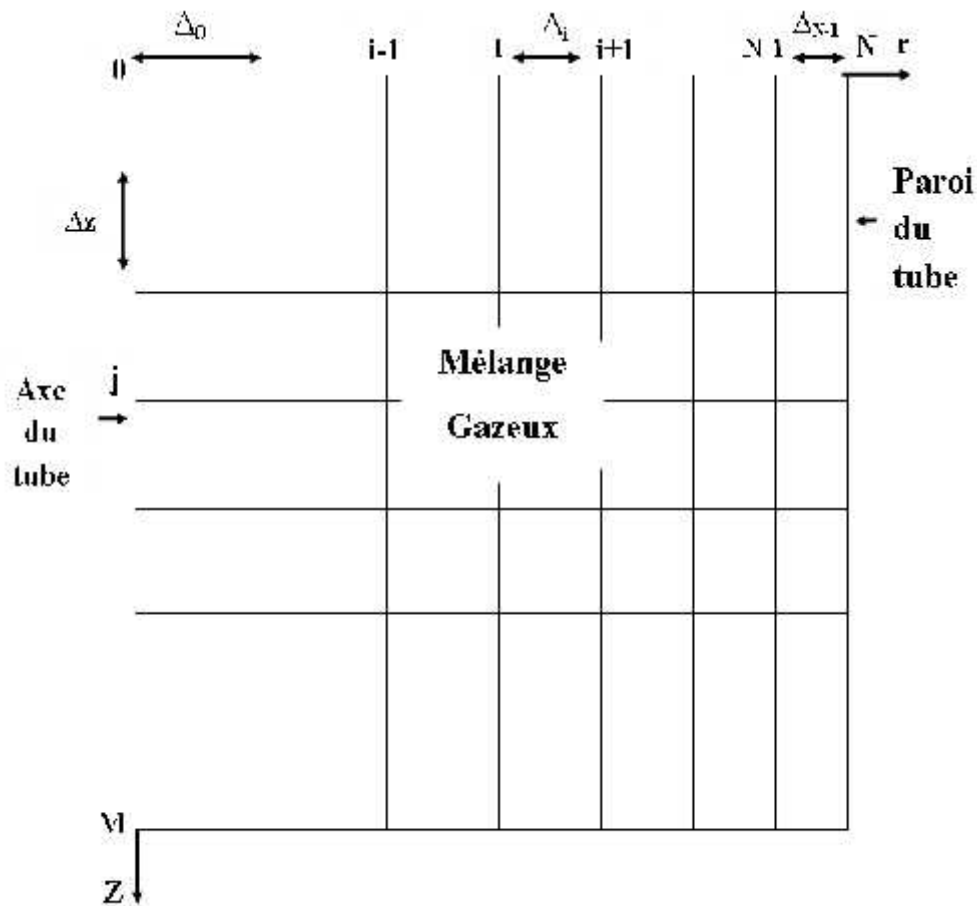


Fig.3.1. Maillage global du domaine d'étude

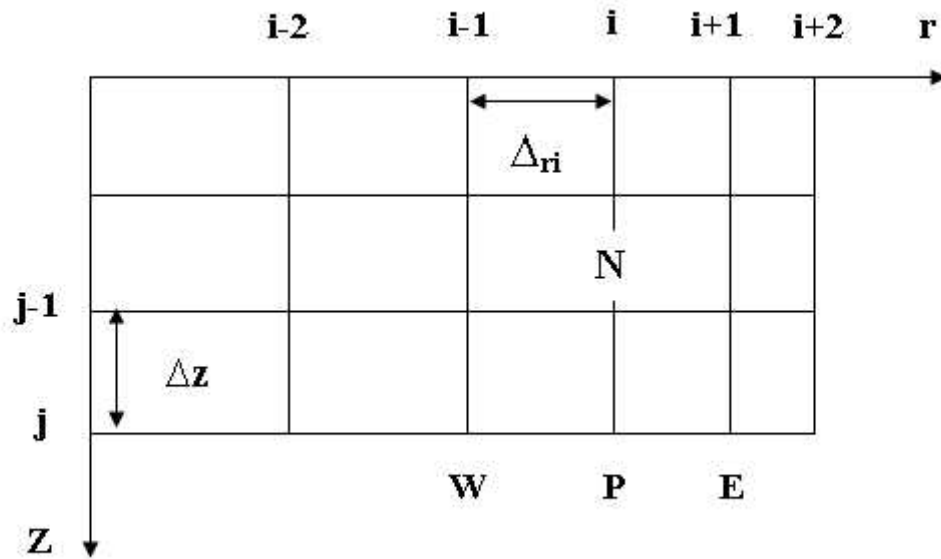


Fig.3.2.Schéma de la grille de discrétisation

2. Discrétisation

C'est l'approximation des dérivées partielles en expressions écrites en différences finies et obtenues partir de développements en série de Taylor [32]:

- Les dérivées en z à pas d'espace constant sont exprimées sous forme de différences régressives amont (précision du 1^{er} ordre) :

$$\frac{\partial \phi}{\partial z}_j \approx \frac{\phi(i, j) - \phi(i, j-1)}{\Delta z} \quad (3.2.1)$$

En effet, l'écoulement ayant lieu dans le sens descendant, les champs de vitesse, pression, température et concentration à chaque section z_j ne dépendent que des solutions en amont.

Les dérivées premières suivant r (à pas d'espace variable) sont approchées en utilisant les différences centrées pour les nœuds intérieurs [32]:

$$\frac{\partial \phi}{\partial r}_i \approx \frac{1}{\Delta_i (1 + \alpha)} \left[-\alpha^2 \phi(i-1, j) + (\alpha^2 - 1) \phi(i, j) + \phi(i+1, j) \right] \quad (3.2.2)$$

Les différences progressives ou régressives à 3 points sont utilisées pour les nœuds de frontière suivant les formules respectives suivantes (précision du 2^{ème} ordre):

$$\frac{\partial \phi}{\partial r}_0 \approx \frac{1}{\alpha(1+\alpha)\Delta_0} [-(\alpha^2 + 2\alpha)\phi(0, j) + (\alpha + 1)^2\phi(1, j) - \phi(2, j)] \quad (3.2.3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r}_N \approx \frac{1}{(1+\alpha)\Delta_{N-1}} [\alpha^2\phi(N-2, j) - (\alpha + 1)^2\phi(N-1, j) + (2\alpha + 1)\phi(N, j)] \quad (3.2.4)$$

La dérivée seconde suivant r est calculée en utilisant les différences centrées du second ordre :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2}_i \approx \frac{2\alpha}{\Delta_i^2(1+\alpha)} [\alpha\phi(i-1, j) - (1+\alpha)\phi(i, j) + \phi(i+1, j)] \quad (3.2.5)$$

3. Equation générale discrétisée

La forme générale des équations de transfert s'écrit comme suit :

$$U_M \frac{\partial \phi}{\partial z} + V_M \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{\Gamma}{r} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} + r \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} \right) + S \quad (3.3.1)$$

Les coefficients Γ et les termes S des équations peuvent être retrouvées selon le tableau 3.1.

En remplaçant les dérivées partielles $\partial\phi/\partial z$, $\partial\phi/\partial r$, $\partial^2\phi/\partial r^2$ par leurs approximations en différences finies selon les expressions décrites ci-dessus et après un réarrangement des termes, les équations générales de transfert deviennent comme suit :

$$a_i\phi(i-1, j) + b_i\phi(i, j) + d_i\phi(i+1, j) = e_i \quad (3.3.2)$$

Les coefficients a_i , b_i , d_i , e_i s'écrivent comme suit:

$$a_i = -\frac{(V(i, j) - \Gamma/r_i)\alpha^2}{\Delta_i(1+\alpha)} - \frac{2\Gamma\alpha^2}{\Delta_i^2(1+\alpha)} \quad (3.3.3)$$

$$b_i = \frac{U(i, j)}{\Delta z} + \frac{(V(i, j) - \Gamma/r_i)(\alpha^2 - 1)}{\Delta_i(1+\alpha)} + \frac{2\Gamma\alpha}{\Delta_i^2} \quad (3.3.4)$$

$$d_i = \frac{(V(i, j) - \Gamma / \xi_i)}{\Delta_i(1 + \alpha)} - \frac{2\Gamma\alpha}{\Delta_i^2(1 + \alpha)} \quad (3.3.5)$$

$$e_i = S + U(i, j) \frac{\phi(i, j - 1)}{\Delta z} \quad (3.3.6)$$

U (i, j) et V (i, j) étant les valeurs des vitesses au nœud (i, j) considérées à l'itération précédente.

Équation	ϕ	Γ	S
Quantité de mouvement	U	v_{eff}	$-\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} + g$
Énergie	T	α_{eff}	$\frac{(D + D_t)(c_{pv} - c_{pa})}{c_p} \frac{\partial T}{\partial r} \frac{\partial C}{\partial r}$
Diffusion	C	D_{eff}	0
Énergie cinétique turbulente	K	$\frac{1}{\rho} (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k})$	$(P_k - \rho \varepsilon + D') / \rho$
Taux de dissipation d'énergie	ε	$\frac{1}{\rho} (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon})$	$\frac{1}{\rho} [C_{\varepsilon 1} f_1 P_k \frac{\varepsilon}{k} - \rho C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\varepsilon^2}{k}] + \frac{E}{\rho}$

Tableau 3.1. Liste des variables ϕ , des coefficients Γ et des termes S

4. Discrétisation des conditions aux limites

a. A l'entrée du tube $j = 0$, pour i variant de 0 à $N-1$:

$$U(i, 0) = U_0, V(i, 0) = 0, P(0) = P_0 \quad (3.4.1-3)$$

$$T(i, 0) = T_0, C(i, 0) = C_0 \quad (3.4.4-5)$$

$$k(i, 0) = 1.5 I^2 U_0^2 \quad (3.4.6)$$

$$\varepsilon(i, 0) = \frac{k_i^{3/2}}{0.6R} \quad (3.4.7)$$

b. Sur l'axe du tube ($i = 0$), pour j variant de 1 à M :

La condition $\frac{\partial \phi}{\partial r}_0 = 0$ pour les variables $\phi = (U, T, C, k, \varepsilon)$ conduit à la relation suivante :

$$-(\alpha^2 + 2\alpha)\phi(0, j) + (\alpha + 1)^2\phi(1, j) - \phi(2, j) = 0 \quad (3.4.8)$$

c. A la paroi ($i = N$), pour j variant de 1 à M :

$$U(N, j) = k(N, j) = \varepsilon(N, j) = 0 \quad (3.4.9)$$

$$V(N, j) = \frac{-(D + D_t)}{1 - C_w} \frac{1}{(1 + \alpha)\Delta_{N-1}} \left[\alpha^2 C(N-2, j) - (\alpha + 1)^2 C(N-1, j) + (2\alpha + 1)C(N, j) \right] \quad (3.4.10)$$

$$C(N, j) = C_{\text{sat}}(T_w, P) = C_i = \frac{M_v P_{vs}(T_w)}{M_v P_{vs}(T_w) + M_a (P - P_{vs}(T_w))} \quad (3.4.11)$$

- Condition de paroi isotherme :

$$T(N, j) = T_w \quad (3.4.12)$$

- Condition de paroi refroidie par convection externe :

$$\frac{-\lambda}{(1 + \alpha)\Delta_{N-1}} \left[\alpha^2 T(N-2, j) - (\alpha + 1)^2 T(N-1, j) + (2\alpha + 1)T(N, j) \right] = h_e (T(N, j) - T_w) \quad (3.4.13)$$

5. Calcul du débit et du flux thermique

Le débit de fluide est déterminé selon la relation suivante :

$$q(z) = \int_0^R \rho U(r, z) 2\pi r dr \quad (3.5.1)$$

Cette intégrale est calculée par la méthode des trapèzes à pas d'espace variable.

$$q(z_j) = \rho\pi\Delta_0 \sum_0^{N-1} (\psi_i + \psi_{i+1})\alpha^i \quad (3.5.2)$$

$$\text{En posant } \psi_i = U(i, j)r_i \quad (3.5.3)$$

Après un réarrangement des termes, l'équation du débit s'écrit sous la forme suivante :

$$q(j) = \rho\pi\Delta_0 \left[\psi_0 + \psi_N\alpha^{N-1} + (1+\alpha) \sum_1^{N-1} \psi_i\alpha^{i-1} \right] \quad (3.5.4)$$

D'autre part, à chaque section z , la densité de flux φ est calculée par la méthode des différences régressives (à pas d'espace variable) et le flux thermique ϕ par la méthode des trapèzes (à pas d'espace Δz constant):

$$\varphi(j) = \frac{-\lambda}{(1+\alpha)\Delta_{N-1}} \left[\alpha^2 T(N-2, j) - (\alpha+1)^2 T(N-1, j) + (2\alpha+1)T(N, j) \right] \quad (3.5.5)$$

$$\phi(j) = \pi R \Delta z \left[\varphi_0 + \varphi_j + 2 \sum_1^{j-1} \varphi_k \right] \quad (3.5.6)$$

6. Calcul du champ de pression

En vue de déterminer le gradient axial de pression le long de l'écoulement qui intervient dans l'équation de quantité de mouvement, une procédure itérative particulière a été élaborée mise œuvre. En effet, à chaque distance z , le gradient de pression est calculé par la méthode numérique de la sécante en utilisant l'équation de conservation du débit massique total comme suit :

- On attribue successivement au gradient de pression deux valeurs arbitraires distinctes G_1 et G_2
- Pour chaque valeur, la résolution itérative des différentes équations (continuité, quantité de mouvement, énergie, diffusion, énergie cinétique turbulente, taux de dissipation d'énergie) est réalisée jusqu'à convergence de ces équations.
- L'erreur relative E_K sur le débit massique total est ensuite calculée comme suit :

$$E_K = \frac{q_{MK} + q_{LK}}{q_0} - 1 \quad (3.6.1)$$

- A partir de la 3ème itération ($K \geq 3$) :

Si $|E_K| > 10^{-6}$

La valeur de G est corrigée par la méthode de la sécante

Sinon, on estime la convergence sur le débit atteinte, la dernière valeur de G_K obtenue est adoptée et on passe à la ligne suivante.

7. Résolution numérique

Les équations algébriques obtenues après discrétisation ne sont pas linéaires. En effet, les coefficients (a_i, b_i, d_i, e_i) dépendent des valeurs des diverses grandeurs (U, V, k, ε).

Pour pallier cette non-linéarité, on opère selon un processus itératif. Les différentes équations de transfert ((2.3.2)-(2.3.12)) sont résolues successivement. Lors de la détermination d'une variable ϕ donnée, on considère dans les expressions des coefficients de l'équation à résoudre, les dernières valeurs disponibles des autres variables. La convergence est atteinte lorsque l'écart relatif entre les valeurs de chaque variable pour tous les nœuds entre deux itérations successives est suffisamment faible. Ce critère s'écrit sous la forme suivante :

$$\text{Max} \left| \frac{\phi^k(i, j) - \phi^{k-1}(i, j)}{\phi^k(i, j)} \right| < \varepsilon \quad (3.6.2)$$

K : indice de l'itération sur une ligne j.

Le critère d'arrêt des itérations a été fixé à $\varepsilon = 10^{-6}$. Cette valeur est choisie pour répondre à la fois à la rapidité, à la précision et à la convergence des calculs.

Par ailleurs, pour éviter les éventuels problèmes d'oscillation ou de divergence des variables pouvant survenir lors de la résolution itérative des équations, on utilise une méthode de sous-relaxation qui permet de réduire les variations des coefficients entre 2 itérations successives :

$$\phi_{p,\text{relaxé}} = \phi'_p + \alpha(\phi_p - \phi'_p) \quad (3.6.3)$$

ϕ'_p = valeur de ϕ_p à l'itération précédente

α_ϕ est un facteur de sous-relaxation qui contrôle les variations de ϕ . A chaque grandeur ϕ , correspond une valeur de α_ϕ déterminée au cours des calculs de façon empirique. Dans ce travail, les valeurs suivantes u coefficient α ont été utilisées :

- vitesse axiale : $\alpha_U = 0.4$
- gradient de pression : $\alpha_G = 0.4$
- vitesse radiale : $\alpha_V = 0.2$
- température : $\alpha_T = 0.4$
- fraction massique de vapeur : $\alpha_C = 0.4$
- énergie cinétique turbulente : $\alpha_k = 0.4$
- taux de dissipation d'énergie : $\alpha_\varepsilon = 0.4$

8. Algorithme de résolution

Un code de calcul en Fortran90 a été élaboré pour l'application de la procédure de résolution numérique décrite ci-dessus. Il permet de déterminer les profils de vitesse, température, concentration en vapeur, énergie cinétique turbulente, taux de dissipation d'énergie du mélange gazeux ainsi que les évolutions axiales du débit de condensat et du flux de chaleur. Les calculs sont effectués ligne par ligne jusqu'à ce que tout le domaine soit balayé. Les étapes de calcul sont les suivantes :

1. Entrée de toutes les données initiales du problème :

- dimensions du tube (rayon, hauteur)
- paramètres d'entrée du mélange gazeux : vitesse, température, pression, fraction massique de vapeur, énergie cinétique turbulente, taux de dissipation d'énergie,
- température de paroi et coefficient de convection externe.

2. Calcul des propriétés thermophysiques des fluides à la température moyenne du fluide à la section z considérée.
3. Une valeur arbitraire G_1 du gradient de pression est estimée à la section z .
4. L'équation de quantité de mouvement est résolue pour obtenir le champ de vitesse axiale et le gradient de pression.
5. Les composantes radiales de la vitesse sont calculées à partir de la discrétisation de l'équation de continuité
6. Les équations d'énergie cinétique turbulente, de taux de dissipation d'énergie, de chaleur et de diffusion sont résolues successivement en utilisant l'algorithme de Thomas, pour obtenir les champs de température et de fraction massique de vapeur.
7. Le critère de convergence (3.6.2) est testé pour les variables (U, V, T, C, k, ϵ), entre deux itérations successives. S'il est vérifié pour tous les nœuds de la ligne j , alors on passe à l'étape suivante. Sinon, les étapes 4-6 sont répétées.
8. Une 2^{ème} valeur arbitraire G_2 du gradient de pression est imposée. Les étapes 4-7 sont répétées jusqu'à convergence.
9. Les propriétés physiques des fluides sont réévaluées à partir des valeurs de températures et de fraction massique de vapeur obtenues à la dernière itération
10. Les étapes 3-9 sont répétées pour la nouvelle section z jusqu'à convergence
11. Arrêt des calculs à l'extrémité du tube.

9. Etude de stabilité

L'utilisation des méthodes numériques est délicate et demande de prendre en compte certains aspects spécifiques à la stabilité des algorithmes de résolution. Les instabilités surviennent notamment suite à l'amplification des erreurs d'arrondi et de troncature. Celles-ci proviennent des approximations effectuées lors des discrétisations des équations alors que les erreurs d'arrondi sont liées à l'utilisation d'un ordinateur et sont inhérentes au mode de stockage des valeurs numériques en mémoire. Une analyse de sensibilité aux pas d'espace utilisés permet de limiter les erreurs de troncature dans des limites acceptables. En pratique

cette étude est effectuée en résolvant le problème pour différentes valeurs des pas d'espace. Pour chaque dimension de maillage, les valeurs du nombre de Nusselt moyen sont comparées avec celles obtenues avec la grille la plus fine.

Sur la base des calculs effectués, on constate que l'augmentation du nombre de nœuds (N, M) de (24, 500) à (40, 2000) entraîne des changements ne dépassant pas 2 % pour les valeurs du nombre de Nusselt moyen, ce qui montre une bonne indépendance des résultats par rapport aux dimensions des maillages. Pour la suite des calculs, pour toutes les simulations effectuées dans ce travail, nous avons finalement retenu le maillage suivant : (N, M) = (32, 1000) avec un pas de progression géométrique $\alpha = 0.985$ correspondant aux valeurs suivantes des pas d'espace : $\Delta z = 1$ mm, Δr décroissant de 0.39 mm sur l'axe du cylindre jusqu'à 0.24 mm au niveau de la paroi du tube.

CHAPITRE 4

RESULTATS ET DISCUSSION

Dans ce chapitre, on présente l'ensemble des résultats obtenus concernant la condensation de mélanges de vapeurs de fluides frigorigènes en présence d'air sur la paroi interne d'un condenseur cylindrique vertical. La paroi est maintenue isotherme à température T_w inférieure à la température d'entrée T_0 . On présente ensuite une analyse physique des résultats obtenus concernant les évolutions des profils de température, vitesse et concentration en différentes sections du tube au cours de l'écoulement du mélange gazeux du fluide R134a. Par ailleurs une étude de simulation paramétrique a été également menée sur l'influence du type de fluide frigorigène, du nombre de Reynolds, de la température de paroi et de la fraction massique de vapeur du fluide à l'entrée sur les évolutions axiales du débit liquide, du flux thermique et du coefficient de transfert de chaleur à travers la paroi du tube.

1. Evolution de l'écoulement de fluide

Dans un premier temps, on considère un écoulement du fluide frigorigène R134a saturé en présence d'une faible fraction massique d'air dans un condenseur cylindrique vertical à paroi isotherme d'épaisseur négligeable. Les calculs ont été effectués pour les conditions suivantes :

- Dimensions : longueur $L = 1$ m, rayon : $R = 1$ cm

- Paramètres d'entrée du fluide: température $T_0 = 40 \text{ }^\circ\text{C}$, humidité relative $h_0 = 1$, nombre de Reynolds $Re_0 = 10000$, fraction massique de vapeur $C_0 = 0.95$, pression $P_0 = 12.07 \text{ bars}$, débit $q_0 = 2.05 \text{ g/s}$

- Température de paroi : $T_w = 35 \text{ }^\circ\text{C}$

A noter que les valeurs de la pression P_0 et du débit d'entrée q_0 sont calculées en fonction de ρ_0, C_0, T_0 .

- Les grandeurs limites de fin de condensation sont calculées analytiquement :

Concentration finale : $C_f = 0.91$, Débit liquide final : $q_{Lf} = 0.941 \text{ g/s}$

Les résultats de l'étude numérique sont présentés sous différentes formes:

- distributions des vitesses axiales, températures et concentrations en vapeur à différentes sections,

- variations axiales du débit liquide et du coefficient de transfert thermique pariétal.

La figure (4.1) représente les évolutions des profils de la composante axiale de la vitesse en fonction de la coordonnée radiale r en différentes sections z variant entre 0.05 et 1 m. Au bord d'entrée du tube, arrive un mélange air-R13a saturé à forte concentration en vapeur. Le phénomène de condensation en film liquide débute sous l'effet du brusque refroidissement du fluide au contact avec la paroi, conduisant à l'apparition d'une phase liquide d'épaisseur supposée négligeable. La vitesse d'entrée du fluide est supposée uniforme ayant pour valeur $U_0 = 0.155 \text{ m/s}$, correspondant au nombre de Reynolds $Re_0 = 10000$. En raison de l'effet d'adhérence du fluide visqueux à la paroi solide immobile, sa vitesse subit une brusque annulation au niveau de la paroi interne. Il s'ensuit l'apparition de gradients cinématiques élevés le long de la paroi, conduisant à une déformation continue des profils de vitesse le long du tube. La vitesse du mélange gazeux est maximale sur l'axe du tube et minimale à la paroi. Sur la figure (4.2), on constate que la vitesse subit une légère diminution au niveau de la région d'entrée puis augmente graduellement et tend vers sa valeur limite correspondant au régime établi, non encore atteint à la sortie du tube. Le profil final de fin de condensation est un écoulement déterminé à partir de la résolution de l'équation de quantité de mouvement au bout d'une distance relativement éloignée du bord d'entrée.

2. Evolution des températures et concentrations en vapeur

Les figures (4.3) montrent les évolutions des profils de température et de fraction massique de vapeur tracés aux mêmes côtes z que les profils cinématiques.

Au bord d'entrée, la température et la teneur en vapeur du fluide sont supposées uniformes ayant pour valeurs respectives $T_0 = 40^\circ\text{C}$ et $C_0 = 0.95$. Elles subissent ensuite une nette décroissance au contact de la paroi solide maintenue isotherme à température T_w et à concentration minimale correspondant à la saturation à la température de paroi ($C_f = 0.91$). Au cours de l'écoulement, on observe alors une diminution continue de ces grandeurs dans le fluide. Les distributions thermiques et massiques présentent des allures similaires tout le long du tube, avec des valeurs maximales sur l'axe du tube et minimales à la paroi. Le taux de condensation étant proportionnel au gradient massique de vapeur à la paroi, sa décroissance progressive le long du tube conduit à une diminution simultanée du taux de condensation et du transfert thermique résultant de la chaleur latente de condensation du fluide en écoulement par convection forcée dans le tube. Les profils tendent graduellement vers les valeurs uniformes correspondant à la situation d'isotherme et de saturation à la température de paroi, non encore atteinte à la sortie du tube. En effet, le régime hydrodynamique et thermique établi nécessite une grande longueur de tube, au cours de laquelle le fluide tend progressivement vers l'équilibre thermique correspondant à la fin du processus de condensation. Dans le cadre de cette étude, les calculs se sont limités à une longueur de tube $L = 1$ m jugée suffisante pour la modélisation des transferts thermiques et massiques dans le système considéré.

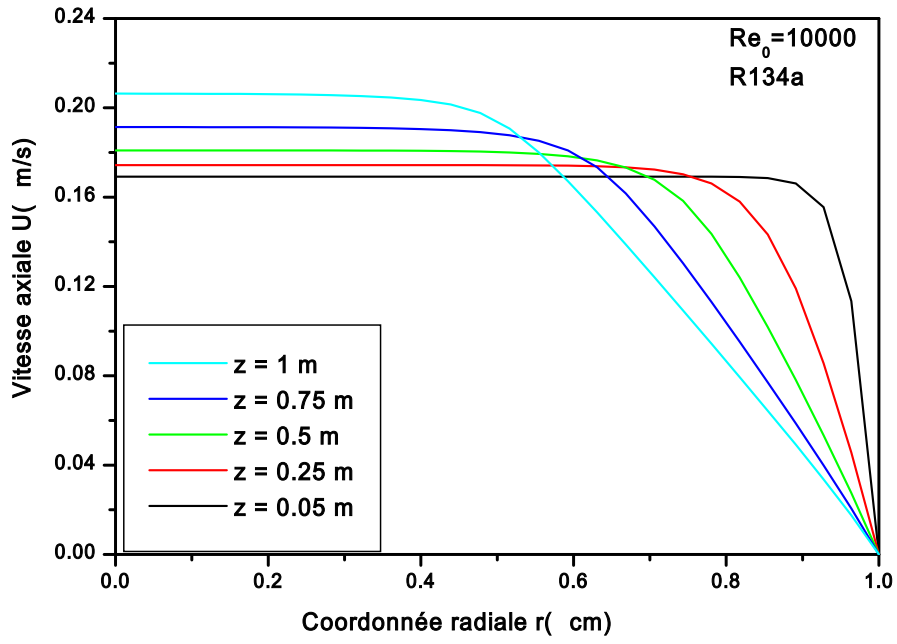


Fig. 4.1. Profils de vitesse du fluide air-R134a à diverses sections z

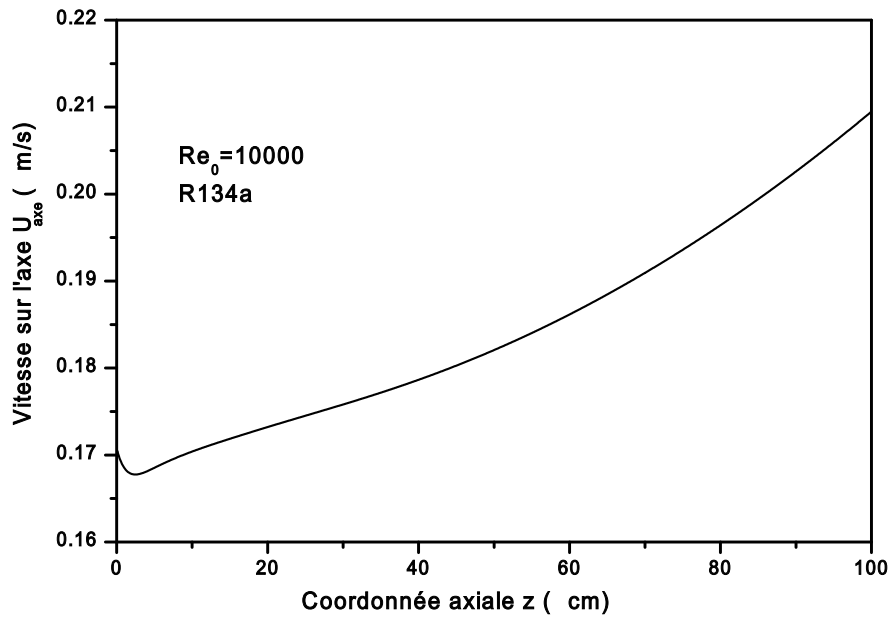


Fig. 4.2. Evolution de la vitesse du fluide air-R134a sur l'axe du tube

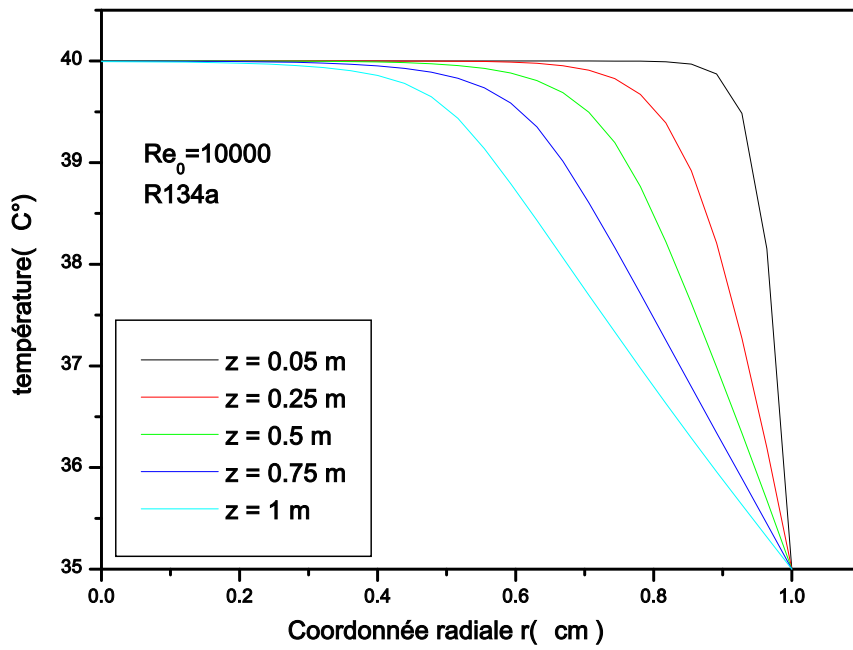


Fig. 4.3. Profils de température du fluide air-R134a à diverses sections z

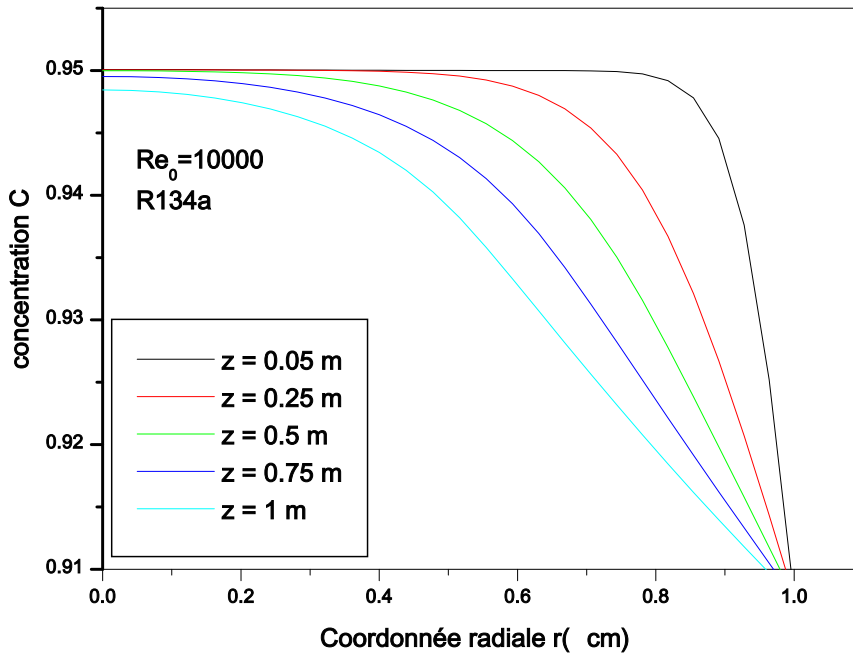


Fig. 4.4. Profils de concentration en vapeur air-R134a à diverses sections z

3. Simulation paramétrique

Dans ce paragraphe, on présente une étude comparative de l'influence des diverses conditions opératoires sur le processus de condensation des fluides frigorigènes, en faisant varier successivement les paramètres suivants :

- type de fluide frigorigène : R12, R134a, R152a
- fraction massique de vapeur à l'entrée du tube : $C_0 = 0.99, 0.97, 0.95, 0.93$
- nombre de Reynolds du fluide à l'entrée: $Re_0 = 5000, 7000, 10000, 13000$
- température de paroi : $T_w = 37, 35, 32, 30$ °C

Les résultats numériques présentés concernent les évolutions comparatives des grandeurs suivantes : débit liquide, flux thermique, coefficient de transfert convectif à la paroi du tube.

3.1. Analyse comparative du processus de condensation des différents fluides frigorigènes

Notre étude a porté sur les fluides frigorigènes suivants: R12, R134a, R152a . Le R12 est un fluide de type CFC (Chlorofluorocarbone de formule brute CCl_2F_2) dont la production a été arrêtée depuis plusieurs années car le chlore contenu dans sa formule détruit la couche d'ozone. Ce fluide a été considéré dans cette étude pour comparer ses performances avec les autres réfrigérants. Les fluides R134a, R152a sont de type HFC (Hydrofluorocarbone de formules brutes respectives $C_2H_2F_4$ et $C_2H_4F_2$) sans impact sur la couche d'ozone et sont considérés comme des substituts aux CFC. Ces fluides ont été considérés à l'état de vapeur saturée en présence d'une très faible fraction massique d'air dans les mêmes conditions de température et de pression. Leurs propriétés thermophysiques à l'état vapeur et liquide ainsi que les coefficients de diffusion de vapeur sont calculés à partir de relations théoriques ou empiriques ou par interpolation à partir de tables de données disponibles dans la littérature. Les calculs ont été effectués dans les mêmes conditions opératoires pour tous les fluides (indiquées au paragraphe 1).

Le tableau 4.1 présente une synthèse des valeurs des paramètres caractéristiques des écoulements (pression, débit gazeux, débit liquide, concentration en vapeur) à l'entrée du tube et en fin de condensation pour les différents fluides frigorigènes considérés. L'objectif est de comparer les performances thermiques de différents fluides dans les mêmes conditions opératoires. Les figures (4.5 ; 4.7 ; 4.6) représentent les évolutions axiales du débit liquide, du flux thermique et du coefficient d'échange de chaleur pour les différents fluides.

	R152a	R134a	R12
Débit d'entrée du mélange gazeux q_0 (g/s)	1.74	2.05	2.06
Vitesse d'entrée du mélange gazeux U_0 (m/s)	0.228	0.155	0.14
Pression d'entrée du mélange gazeux P_0 (bar)	10.2	12.07	11.7
Fraction molaire de vapeur à l'entrée x_0	0.893	0.843	0.820
Pression partielle de vapeur à l'entrée P_{v0}	9.11	10.2	9.59
Nombre de Reynolds liquide à la sortie Re_L	61.2	50.0	44.9
Débit liquide final q_{Lf} (g/s)	0.952	0.941	0.825
Concentration en vapeur finale C_f	0.89	0.908	0.916

Tableau 4.1. Paramètres caractéristiques des écoulements des différents fluides

Dans les différents mélanges air-vapeur, la pression d'entrée P_0 est calculée en fonction de C_0 , T_0 à partir de l'équation (2.5.14). Pour les mêmes valeurs du nombre de Reynolds Re_0 , les débits d'entrée des mélanges sont légèrement différents car les viscosités des fluides sont différentes, celui du mélange air-R152a étant le plus faible. Sur la Figure (4.8) représentant les profils de vitesse des trois fluides à l'entrée et à la sortie du tube, on constate que la vitesse du mélange gazeux subit une nette augmentation au niveau de la région centrale du tube où elle atteint des valeurs nettement supérieures à celles imposées à l'entrée, celle du R152a étant la plus élevée. Les écoulements de liquide restent toutefois laminaires, car les valeurs du nombre de Reynolds liquide sont suffisamment faibles pour tous les fluides (Tableau 4.1).

D'autre part, en effectuant une analyse comparative du processus de condensation de ces trois réfrigérants, on constate que les évolutions du débit liquide, du coefficient de convection et du flux thermique produit par la condensation sont les plus faibles pour le mélange air-R12, les plus élevées correspondant au mélange air-R152a (Les Figures(4.5) ,(4.6),(4.7)). Ces évolutions sont également confirmées avec les valeurs des paramètres indiquées dans le tableau 4.1 (nombre de Reynolds liquide, débit liquide et concentration en vapeur). En effet, une analyse des propriétés thermophysiques de ce dernier fluide (R152a) montre que celui-ci présente les plus faibles valeurs de pression vapeur saturante, conduisant au taux le plus bas de vapeur résiduelle C_f et du gradient de fraction massique d'air dans le mélange. De plus, son coefficient de diffusion de vapeur dans l'air est également supérieur à ceux des autres fluides. Il s'ensuit un taux de condensation plus important, conduisant à des valeurs plus élevées de l'épaisseur et du débit de condensat par rapport aux autres fluides.

En outre, les propriétés du fluide R152a se caractérisent également par les valeurs les plus élevées de chaleur latente de condensation et de conductivité thermique liquide, permettant d'obtenir un coefficient de convection par condensation et un flux de chaleur pariétal plus important que les autres fluides. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par Louahlia et Panday [7, 8, 0] pour la condensation des fluides R12 et R152a à l'état de vapeur pure saturée en écoulement entre deux plaques planes horizontales.

Par ailleurs, une analyse comparative des Figures (4.5 ;4.6) montre que les évolutions du débit liquide et du flux thermique tendent asymptotiquement vers des valeurs maximales limites correspondant à la fin de la condensation au bout d'une longueur non encore atteinte à la sortie du tube.

3.2. Influence du nombre de Reynolds

Pour une température d'entrée $T_0 = 40$ °C et une fraction massique de vapeur $C_0 = 0.95$ du mélange air-R134a, on analyse l'influence du nombre de Reynolds d'admission sur les évolutions le long du tube du débit de condensât, du coefficient d'échange convectif et du flux de chaleur à travers la paroi. On fait varier Re_0 dans l'intervalle (5000 – 13000) correspondant à un écoulement turbulent pour des vitesses d'entrée U_0 variant entre 0.078 et

0.2 m/s et des débits q_0 variant entre 1 et 2.67 g/s. A température de paroi T_w fixée, la fraction massique finale de vapeur est la même $C_w = 0.908$ dans tous les cas.

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures (4.9 ; 4.10 ; 4.11), représentant respectivement les évolutions axiales du débit de liquide, du coefficient d'échange convectif et du flux de chaleur à la paroi. Un accroissement de Re_0 conduit à une augmentation de la vitesse d'entrée du fluide et du débit du film liquide. En effet, les pentes des courbes du débit et du flux thermique augmentent fortement avec Re_0 . Il s'ensuit un accroissement du taux de condensation, du coefficient de transfert thermique à la paroi et du flux thermique pariétal. A la sortie du tube, la valeur du débit q_L de liquide passe de 0.33 g.s^{-1} (pour $Re_0 = 5000$) à 0.72 g.s^{-1} (pour $Re_0 = 13000$), alors que le flux de chaleur passe de 11.6 à 17 W pour les mêmes valeurs de Re_0 . Ainsi, le flux thermique étant essentiellement dû à la chaleur latente de changement de phase, présente une évolution sensiblement proportionnelle au taux de condensation en film liquide à la paroi, comme le montre la figure (4.13).

3.3. Influence de la température de paroi

En considérant à l'entrée un mélange air-R134a dans les conditions : $Re_0 = 10000$, $T_0 = 40 \text{ °C}$, $h_0 = 1$, $C_0 = 0.95$, on analyse l'effet de la température de paroi T_w . L'étude a été menée en faisant varier T_w dans l'intervalle (37, 30°C) correspondant à des écarts $\Delta T = T_0 - T_w$ variant entre 3°C et 10°C et des fractions massiques finales de vapeur C_w comprises entre 0.92 et 0.86.

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures (4.12 ; 4.13). On constate que dans la région d'entrée du tube, la différence entre la température de la paroi et celle du mélange vapeur-air influe sur les gradients thermiques dans le fluide. Ainsi, l'accroissement de cette différence de température entraîne des transferts plus élevés. On remarque aussi que, malgré les mêmes valeurs de débit d'entrée, pression P_0 et concentration en vapeur C_0 , les valeurs du débit liquide et du flux thermique ne convergent pas vers la même limite en fin de condensation. En effet, une augmentation de l'écart ΔT entraîne une diminution de la température pariétale, du taux de vapeur résiduelle C_f dans le mélange, d'où augmentation de l'écart entre les fractions massiques de vapeur ($C_0 - C_f$). Ce qui conduit à un accroissement des gradients de température, de concentration en vapeur et par conséquent du taux de condensation. Il s'ensuit une nette augmentation du débit liquide et du flux thermique à la

paroi. Par ailleurs, les pentes des courbes sont d'autant plus élevées que l'écart de température est important, ce qui entraîne une diminution de la longueur requise pour atteindre la fin du processus de condensation.

3.4. Influence de la concentration en vapeur

En maintenant $Re_0 = 10000$, $T_0 = 40\text{ °C}$, $h_0 = 1$, l'influence de la concentration en vapeur d'entrée C_0 a été étudiée en la faisant varier dans l'intervalle (0.93, 0.99), le mélange air-vapeur étant maintenu à l'état saturé. La condition nécessaire qui doit être vérifiée pour que la condensation se produise est $C_0 > C_w$, C_0 , C_w étant respectivement les concentrations en vapeur à l'entrée du tube et à la paroi.

Une augmentation de C_0 conduit à un accroissement de la pression partielle de vapeur au sein du mélange gazeux, et une diminution de la fraction massique de l'air dans le mélange à l'entrée du tube. Par ailleurs, l'écart de température ΔT étant fixé, il s'ensuit une augmentation de la concentration saturante finale du mélange. Les résultats obtenus présentés sur les figures (4.15 ; 4.17 ; 4.16) montrent l'effet important de C_0 sur le processus de condensation. Le gradient de fraction de vapeur à l'interface augmente nettement avec C_0 . Il s'ensuit une forte augmentation du taux de condensation, du débit liquide et du flux thermique et du coefficient de transfert de chaleur à toute section z du tube. Par ailleurs, la figure (4.14) montre également que l'augmentation de C_0 entraîne une augmentation des pentes axiales des courbes, conduisant à une réduction de la distance de tube requise pour la fin de condensation.

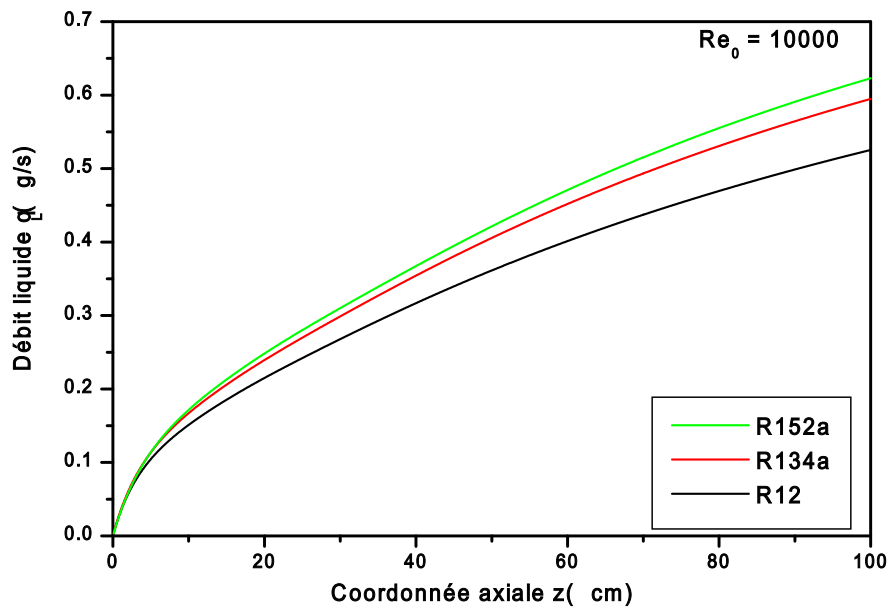


Fig. 4.5. Condensation de mélanges air-fluides frigorigènes. Evolution du débit de condensat.

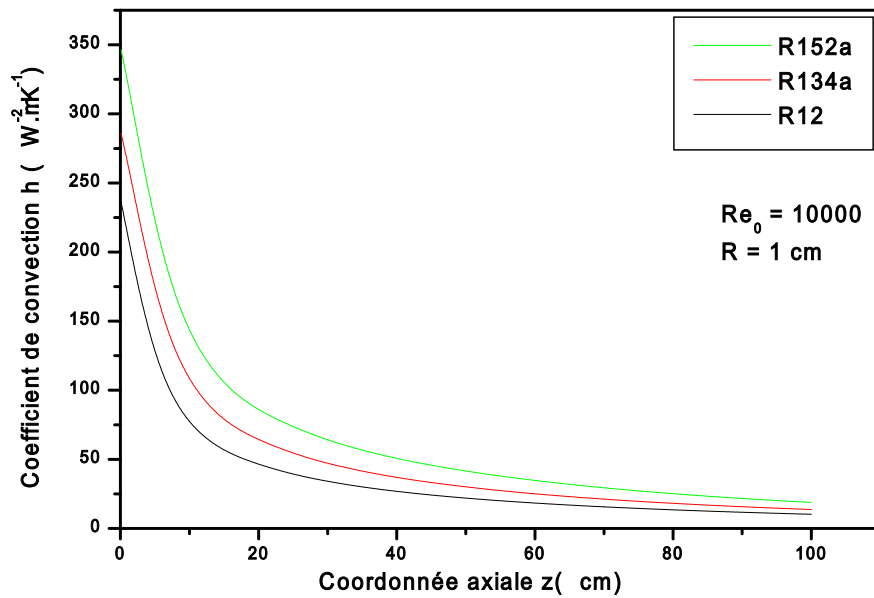


Fig. 4.6. Condensation de mélanges air-réfrigérants. Coefficient de transfert thermique

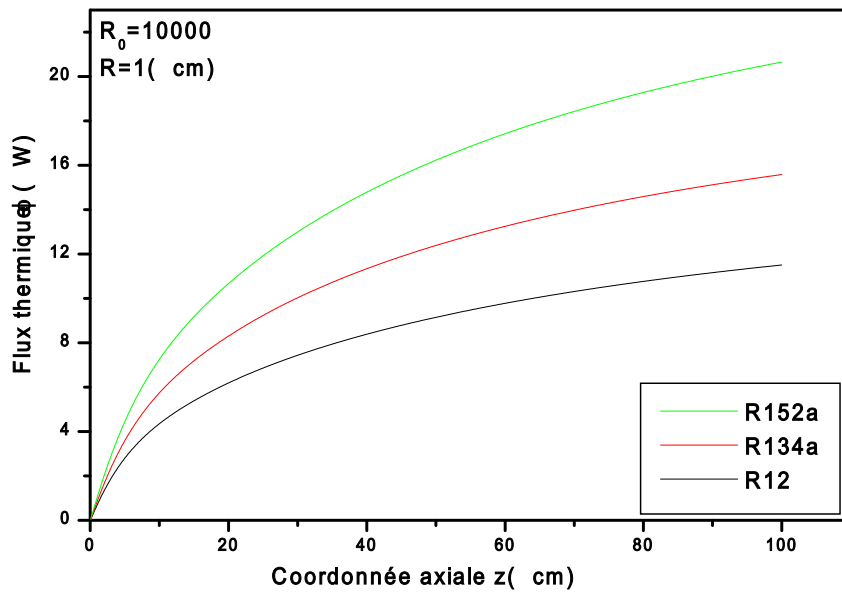


Fig. 4.7. Condensation de mélanges air-fluides frigorigènes. Evolution comparative du flux thermique

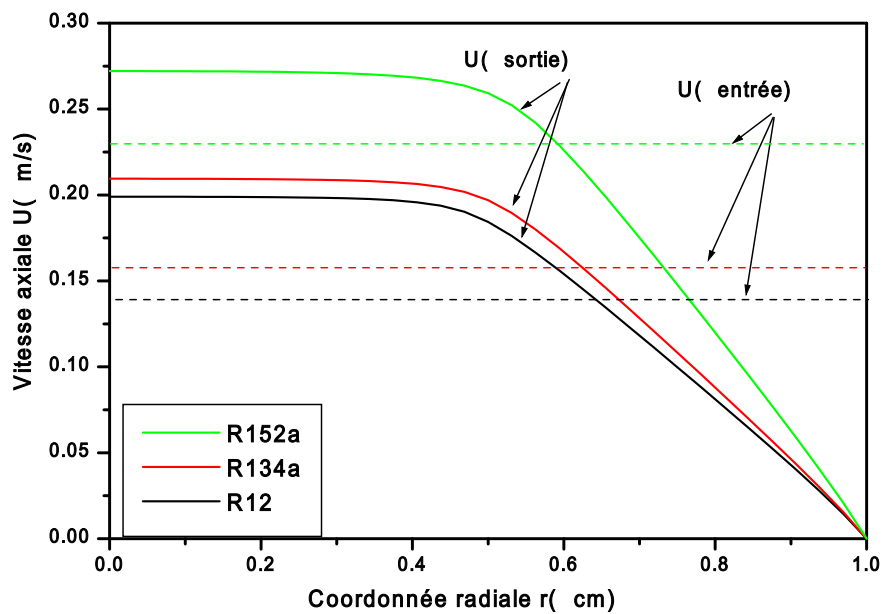


Fig. 4.8. Condensation de mélanges air-fluides frigorigènes. Profils de vitesse des fluides à l'entrée et à la sortie du tube

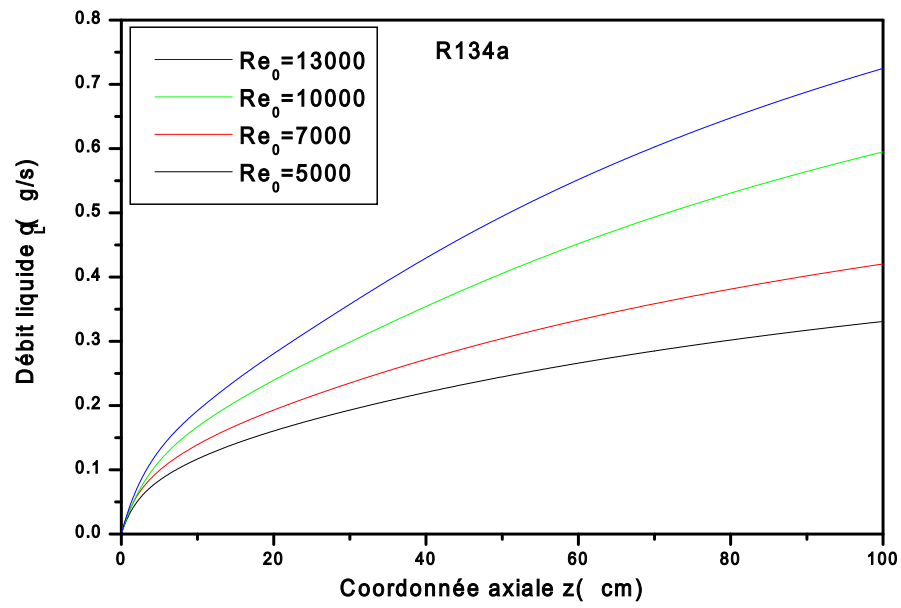


Fig. 4.9. Influence du nombre de Reynolds d'entrée sur le débit de condensat

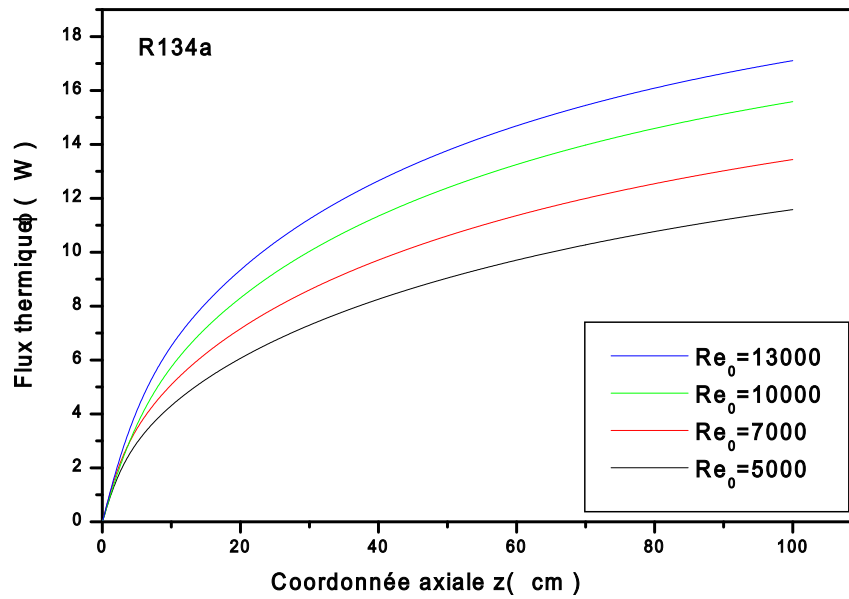


Fig. 4.10. Influence du nombre de Reynolds d'entrée sur le flux thermique

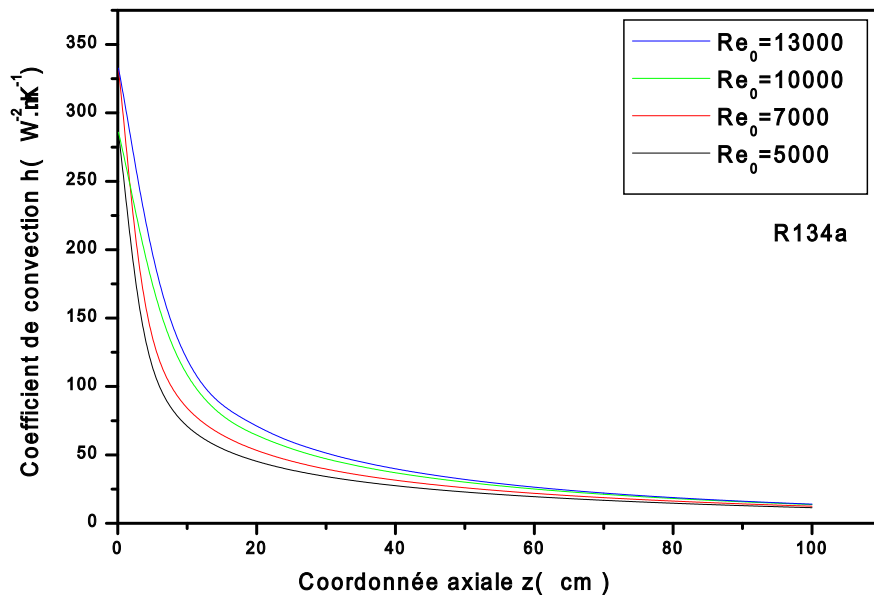


Fig. 4.11. Influence du nombre de Reynolds d'entrée sur le coefficient de convection

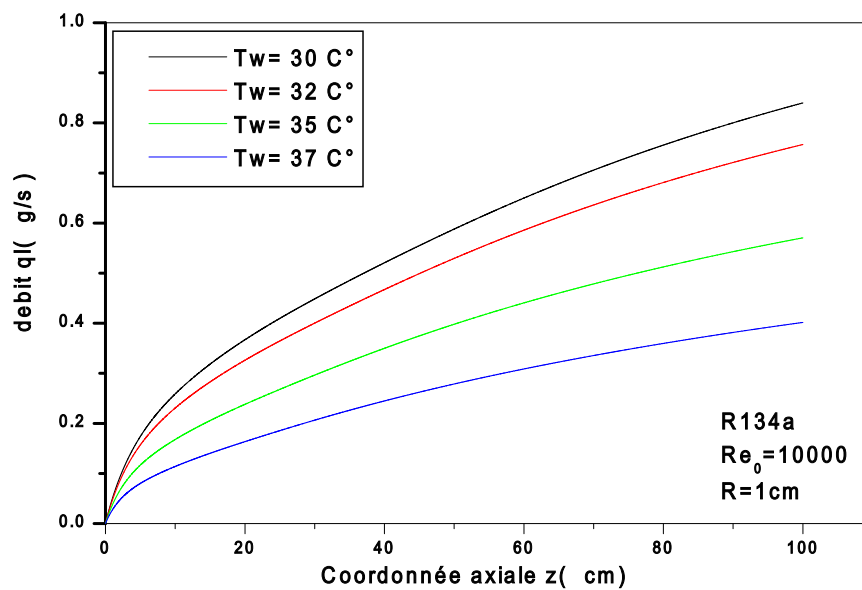


Fig. 4.12. Influence de la température de paroi sur le débit de condensat

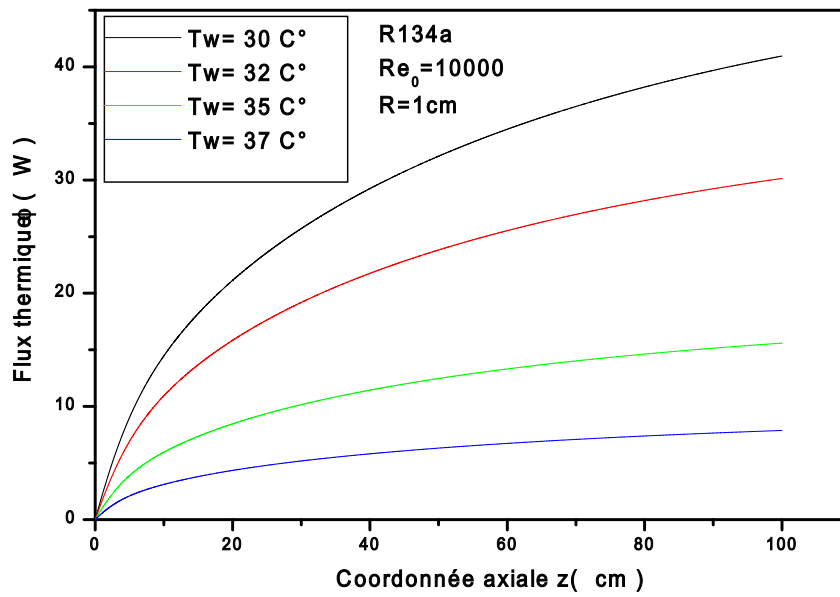


Fig. 4.13. Influence de la température de paroi sur le flux thermique

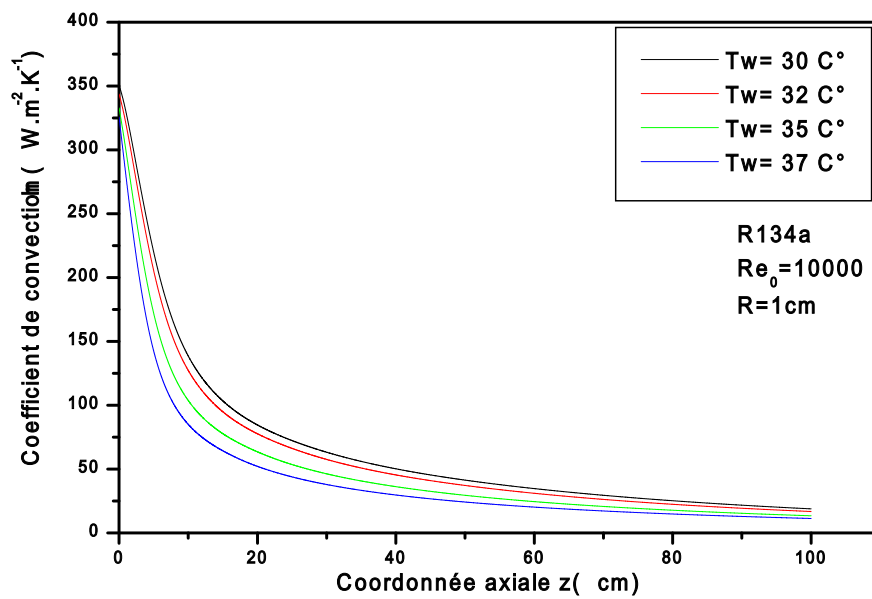


Fig. 4.14. Influence de la température de paroi sur le coefficient de convection

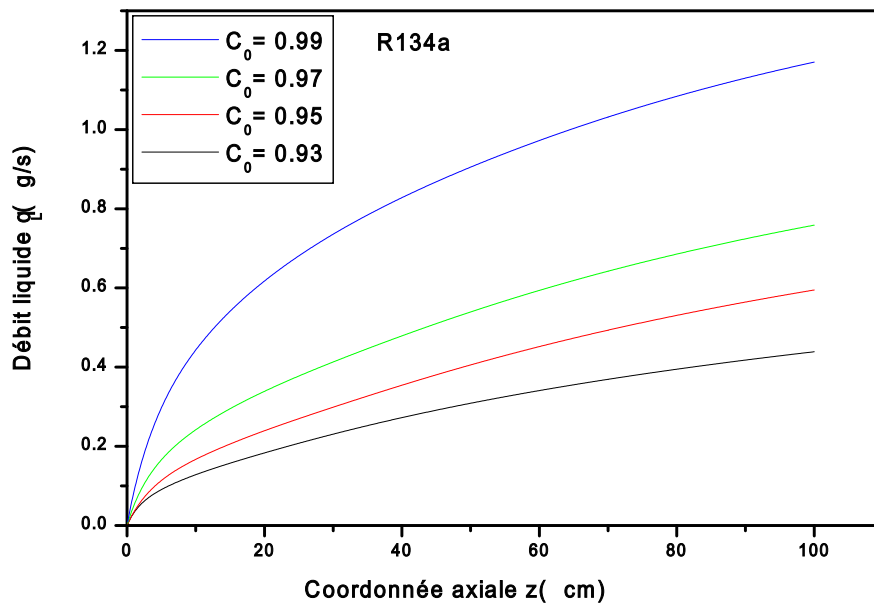


Fig. 4.15. Influence de la concentration en vapeur d'entrée sur le débit de condensat

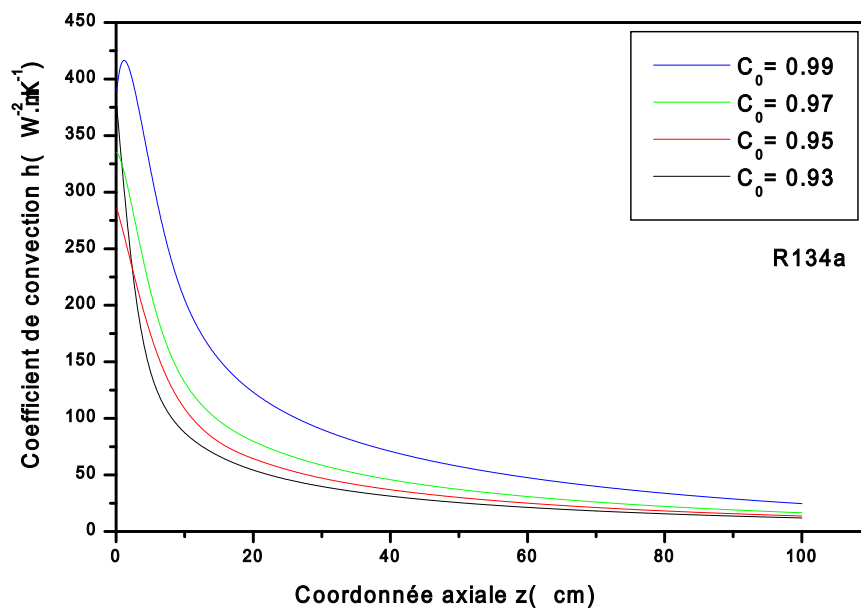


Fig. 4.16. Influence de la concentration en vapeur d'entrée sur le coefficient de convection

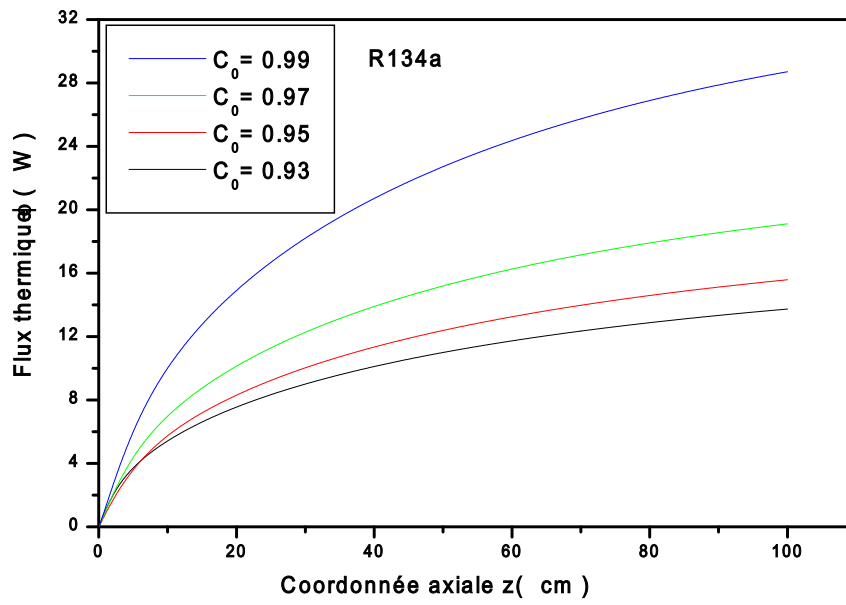


Fig.4.17. Influence de la concentration en vapeur d'entrée sur le flux thermique

CONCLUSION GENERALE

Ce travail a été consacré à la modélisation de la condensation de fluides frigorigènes en présence d'une faible concentration en air par convection forcée turbulente sur la paroi interne d'un tube vertical.

Une analyse bibliographique des études publiées dans la littérature concernant la condensation de réfrigérants dans des systèmes à différentes configurations géométriques a été préalablement menée. Elle nous a permis de déterminer les modèles mathématiques et les procédures numériques utilisées pour la résolution des équations de transferts et le calcul des principaux paramètres caractéristiques du phénomène de condensation tels que les coefficients de transfert de chaleur, le gradient de pression et le coefficient de frottement des fluides en écoulement.

Un modèle mathématique a ensuite été développé concernant le phénomène de condensation de mélanges air-réfrigérants dans un tube vertical à paroi isotherme, en adoptant le modèle de turbulence k-epsilon pour l'écoulement de fluide. Les équations de transfert sont discrétisées par la méthode des différences finies et résolues par l'algorithme de Thomas. Une étude de sensibilité aux pas d'espace a permis de déterminer le maillage optimal du domaine d'étude. Dans un premier temps, les calculs effectués pour l'écoulement du fluide R134a, ont permis de déterminer les évolutions des profils cinématiques, thermiques et massiques au sein du mélange gazeux à différentes sections du tube. Une étude de simulation paramétrique a été ensuite menée sur l'effet du type de réfrigérant (R12, R134a, R152a), du nombre de Reynolds, de la température de paroi et de la concentration en vapeur du fluide à l'entrée sur les évolutions du débit liquide, du flux thermique et du coefficient de transfert de chaleur à travers la paroi du tube. L'analyse comparative des résultats obtenus montre que les évolutions du débit liquide, du coefficient d'échange convectif et du flux thermique pariétal sont plus faibles pour le R12, et plus élevées pour le R152a. Par ailleurs, ces grandeurs

augmentent avec le nombre de Reynolds, l'écart de température fluide-paroi, et la concentration en vapeur du fluide à l'entrée du tube.

Enfin, pour la suite de ce travail, on peut signaler quelques perspectives intéressantes:

- Extension de l'étude à d'autres fluides frigorigènes tels que le R123, R32, R125, R22.
- Prise en compte de conditions aux limites de refroidissement convectif à la paroi.
- Analyse de la condensation dans d'autres configurations (cylindre horizontal, plaque plane inclinée, canal vertical) et étude de l'influence des dimensions du système sur le processus de transferts de chaleur et de masse dans le condenseur.

ANNEXE 1

PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DES FLUIDES FRIGORIGENES

Les propriétés des fluides frigorigènes à l'état vapeur et liquide sont calculées par interpolation linéaire à partir des valeurs ci-dessous d'après les tables de données disponibles dans ASHRAE Handbook [31]:

T	P _{vs}	ρ _L	V _v	h _L	h _v	c _{pL}	c _{pV}	μ _L	μ _v	λ _L	λ _v
°C	MPa	kg/m ³	m ³ /kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/(kg.K)		μPa.s		mW/(m.K)	
10	0.42267	1363.2	0.04135	209.46	357.18	0.954	0.656	223.8	11.15	72.3	9.39
12	0.44895	1356.5	0.03901	211.38	358.03	0.958	0.661	219.1	11.23	71.6	9.51
14	0.47643	1349.7	0.03683	213.31	358.88	0.962	0.667	214.6	11.31	70.9	9.62
16	0.50514	1342.8	0.03480	215.24	359.71	0.967	0.672	210.1	11.40	70.2	9.74
18	0.53513	1335.9	0.03290	217.18	360.54	0.971	0.678	205.7	11.48	69.6	9.86
20	0.56642	1328.9	0.03112	219.14	361.36	0.976	0.685	201.4	11.57	68.9	9.98
22	0.59905	1321.8	0.02946	221.10	362.17	0.981	0.691	197.2	11.65	68.2	10.10
24	0.63305	1314.6	0.02790	223.07	362.97	0.986	0.697	193.1	11.74	67.5	10.23
26	0.66846	1307.4	0.02643	225.05	363.76	0.991	0.704	189.0	11.83	66.8	10.36
28	0.70531	1300.1	0.02506	227.04	364.54	0.997	0.711	185.0	11.92	66.1	10.49
30	0.74365	1292.7	0.02377	229.04	365.31	1.002	0.718	181.1	12.01	65.4	10.62
32	0.78350	1285.2	0.02256	231.06	366.07	1.008	0.726	177.3	12.10	64.8	10.75
34	0.82491	1277.6	0.02142	233.08	366.81	1.014	0.734	173.5	12.19	64.1	10.89
36	0.86791	1269.9	0.02034	235.12	367.54	1.020	0.742	169.8	12.28	63.4	11.03
38	0.91253	1262.2	0.01933	237.16	368.26	1.026	0.750	166.1	12.38	62.7	11.18
40	0.95882	1254.3	0.01838	239.22	368.96	1.033	0.759	162.5	12.48	62.1	11.33
42	1.00680	1246.3	0.01748	241.29	369.65	1.040	0.768	159.0	12.57	61.4	11.48
44	1.05660	1238.1	0.01662	243.38	370.33	1.048	0.778	155.5	12.67	60.7	11.63
46	1.10810	1229.9	0.01582	245.47	370.98	1.055	0.788	152.0	12.78	60.0	11.79
48	1.16140	1221.5	0.01505	247.59	371.62	1.063	0.798	148.6	12.88	59.4	11.96
50	1.21660	1213.0	0.01433	249.71	372.24	1.072	0.810	145.3	12.99	58.7	12.13
52	1.27370	1204.4	0.01365	251.85	372.85	1.081	0.821	141.9	13.10	58.0	12.31
54	1.33270	1195.6	0.01300	254.01	373.43	1.090	0.834	138.7	13.21	57.3	12.49
56	1.39380	1186.6	0.01238	256.18	373.99	1.100	0.847	135.4	13.33	56.7	12.68
58	1.45680	1177.5	0.01180	258.38	374.53	1.111	0.861	132.2	13.45	56.0	12.87
60	1.52190	1168.1	0.01124	260.58	375.05	1.122	0.876	129.1	13.57	55.3	13.08

Tableau. A1.1. Propriétés thermophysiques du réfrigérant R12 [31].

Réfrigérant R152a

T °C	P _{vs} MPa	ρ _L kg/m ³	V _v m ³ /kg	h _L kJ/kg	h _v kJ/kg	c _{pL} kJ/(kg.K)	c _{pv} kJ/(kg.K)	μ _L μPa.s	μ _v μPa.s	λ _L mW/(m.K)	λ _v mW/(m.K)
10	0.37277	936.1	0.08583	217.19	513.78	1.734	1.152	194.7	9.51	104.5	13.03
12	0.39812	931.3	0.08052	220.67	515.08	1.742	1.164	190.1	9.58	103.6	13.25
14	0.42476	926.6	0.07560	224.17	516.36	1.750	1.177	185.6	9.65	102.7	13.48
16	0.45275	921.8	0.07104	227.69	517.62	1.759	1.190	181.3	9.73	101.8	13.71
18	0.48211	916.9	0.06680	231.22	518.86	1.768	1.203	177.1	9.80	101.0	13.95
20	0.51291	912.0	0.06286	234.77	520.09	1.776	1.217	173.0	9.87	100.1	14.18
22	0.54517	907.0	0.05919	238.34	521.30	1.786	1.231	169.0	9.95	99.3	14.42
24	0.57894	902.0	0.05577	241.93	522.50	1.795	1.246	165.1	10.02	98.4	14.66
26	0.61428	896.9	0.05258	245.53	523.67	1.805	1.261	161.3	10.10	97.5	14.91
28	0.65122	891.8	0.04960	249.16	524.83	1.815	1.277	157.6	10.18	96.7	15.16
30	0.68982	886.6	0.04682	252.80	525.96	1.826	1.293	154.0	10.26	95.9	15.41
32	0.73012	881.4	0.04422	256.47	527.07	1.837	1.309	150.4	10.34	95.0	15.67
34	0.77216	876.0	0.04179	260.16	528.16	1.848	1.326	147.0	10.42	94.2	15.93
36	0.81600	870.7	0.03951	263.86	529.23	1.860	1.344	143.6	10.50	93.3	16.20
38	0.86169	865.2	0.03737	267.60	530.27	1.872	1.362	140.3	10.58	92.5	16.47
40	0.90927	859.7	0.03536	271.35	531.28	1.885	1.381	137.1	10.66	91.7	16.74
42	0.95879	854.1	0.03348	275.13	532.27	1.898	1.401	134.0	10.75	90.8	17.03
44	1.01030	848.4	0.03170	278.93	533.23	1.912	1.421	130.9	10.84	90.0	17.32
46	1.06390	842.6	0.03004	282.76	534.16	1.926	1.443	127.9	11.21	89.2	17.60
48	1.11960	836.7	0.02846	286.62	535.06	1.941	1.465	125.0	11.32	88.4	17.90
50	1.17740	830.8	0.02699	290.50	535.93	1.957	1.489	122.1	11.42	87.5	18.22
52	1.23740	824.7	0.02559	294.41	536.77	1.974	1.513	119.2	11.53	86.7	18.54
54	1.29970	818.6	0.02427	298.35	537.56	1.992	1.539	116.5	11.64	85.9	18.87
56	1.36430	812.3	0.02303	302.33	538.32	2.010	1.566	113.7	11.76	85.1	19.21
58	1.43130	805.9	0.02185	306.34	539.04	2.030	1.595	111.1	11.88	84.2	19.56
60	1.50070	799.4	0.02074	310.38	539.72	2.051	1.626	108.4	12.00	83.4	19.92

Tableau. A1.2. Propriétés thermophysiques du réfrigérant R152a [31].

Réfrigérant R134a

T °C	P _{vs} MPa	ρ _L kg/m ³	V _v m ³ /kg	h _L kJ/kg	h _v kJ/kg	c _{pL} kJ/(kg.K)	c _{pv} kJ/(kg.K)	μ _L μPa.s	μ _v μPa.s	λ _L mW/(m.K)	λ _v mW/(m.K)
10	0.41461	1261.0	0.04944	213.58	404.32	1.370	0.945	238.8	11.15	87.6	12.40
12	0.44301	1254.0	0.04633	216.33	405.43	1.377	0.956	232.9	11.23	86.7	12.58
14	0.47288	1246.9	0.04345	219.09	406.53	1.383	0.967	227.1	11.32	85.9	12.77
16	0.50425	1239.8	0.04078	221.87	407.61	1.390	0.978	221.5	11.40	85.0	12.95
18	0.53718	1232.6	0.03830	224.66	408.69	1.397	0.989	216.0	11.49	84.1	13.14
20	0.57171	1225.3	0.03600	227.47	409.75	1.405	1.001	210.7	11.58	83.3	13.33
22	0.60789	1218.0	0.03385	230.29	410.79	1.413	1.013	205.5	11.67	82.4	13.53
24	0.64578	1210.5	0.03186	233.12	411.82	1.421	1.025	200.4	11.76	81.6	13.72
26	0.68543	1202.9	0.03000	235.97	412.84	1.429	1.038	195.4	11.85	80.7	13.92
28	0.72688	1195.2	0.02826	238.84	413.84	1.437	1.052	190.5	11.95	79.8	14.13
30	0.77020	1187.5	0.02664	241.72	414.82	1.446	1.065	185.8	12.04	79.0	14.33
32	0.81543	1179.6	0.02513	244.62	415.78	1.456	1.080	181.1	12.14	78.1	14.54
34	0.86263	1171.6	0.02371	247.54	416.72	1.466	1.095	176.6	12.24	77.3	14.76
36	0.91185	1163.4	0.02238	250.48	417.65	1.476	1.111	172.1	12.34	76.4	14.98
38	0.96315	1155.1	0.02113	253.43	418.55	1.487	1.127	167.7	12.44	75.6	15.21
40	1.0166	1146.7	0.01997	256.41	419.43	1.498	1.145	163.4	12.55	74.7	15.44
42	1.0722	1138.2	0.01887	259.41	420.28	1.510	1.163	159.2	12.65	73.9	15.68
44	1.1301	1129.5	0.01784	262.43	421.11	1.523	1.182	155.1	12.76	73.0	15.93
46	1.1903	1120.6	0.01687	265.47	421.92	1.537	1.202	151.0	12.88	72.1	16.18
48	1.2529	1111.5	0.01595	268.53	422.69	1.551	1.223	147.0	13.00	71.3	16.45
50	1.3179	1102.3	0.01509	271.62	423.44	1.566	1.246	143.1	13.12	70.4	16.72
52	1.3854	1092.9	0.01428	274.74	424.15	1.582	1.270	139.2	13.24	69.6	17.01
54	1.4555	1083.2	0.01351	277.89	424.83	1.600	1.296	135.4	13.37	68.7	17.31
56	1.5282	1073.4	0.01278	281.06	425.47	1.618	1.324	131.6	13.51	67.8	17.63
58	1.6036	1063.2	0.01209	284.27	426.07	1.638	1.354	127.9	13.65	67.0	17.96
60	1.6818	1052.9	0.01144	287.50	426.63	1.660	1.387	124.2	13.79	66.1	18.31

Tableau. A1.3 Propriétés thermophysiques du réfrigérant R134a [31].

ANNEXE 2

METHODE DE THOMAS

L'algorithme de Thomas (ou méthode TDMA: TriDiagonal Matrix Algorithm) est une méthode numérique pour la résolution rapide de systèmes d'équations linéaires à matrice tridiagonale [29]. Elle présente l'avantage d'occuper une place mémoire plus réduite qu'une matrice normale (3 tableaux de dimension N+1 au lieu d'une matrice de dimension (N+1)²)

On considère le système (A)(φ)=(D) à matrice A tridiagonale, à (N+1) équations algébriques à (N+1) inconnues s'écrivant sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} b_0 & c_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_1 & b_1 & c_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & . & . & . & . & . & 0 & . \\ 0 & . & a_i & b_i & c_i & . & 0 & . \\ 0 & . & . & . & . & . & 0 & . \\ 0 & . & . & . & a_{N-1} & b_{N-1} & c_{N-1} & \phi_{N-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_N & b_N & \phi_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_0 \\ \phi_1 \\ . \\ \phi_i \\ . \\ \phi_{N-1} \\ \phi_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_0 \\ d_1 \\ . \\ d_i \\ . \\ d_{N-1} \\ d_N \end{pmatrix}$$

On distingue les points de grille internes (i =1,..., N-1) des points de grille aux limites (i=0 et i=N).

$$b_0 \cdot \phi(0) + c_0 \cdot \phi(1) = d_0 \tag{A1.1}$$

$$a_i \cdot \phi(i-1) + b_i \cdot \phi(i) + c_i \cdot \phi(i+1) = d_i \quad (i=1, \dots, N-1) \tag{A1.2}$$

$$a_N \cdot \phi(N-1) + b_N \cdot \phi(N) = d_N \tag{A1.3}$$

L'algorithme de résolution du système par la méthode de Thomas s'effectue en 2 étapes successives :

-1^{ère} étape : bidiagonalisation du système :

Elle consiste à transformer le système $(A)(\phi)=(D)$ à matrice A tridiagonale en un système équivalent $(A')(\phi)=(\beta)$ à matrice A' bidiagonale unitaire (éléments diagonaux égaux à 1) en appliquant les relations de récurrence suivantes :

$$\gamma_0 = \frac{c_0}{b_0}, \quad \beta_0 = \frac{d_0}{b_0} \quad (A1.4)$$

$$\gamma_i = \frac{c_i}{b_i - a_i \cdot \gamma_{i-1}}, \quad \beta_i = \frac{d_i - a_i \cdot \beta_{i-1}}{b_i - a_i \cdot \gamma_{i-1}} \quad \text{pour } i = 1, \dots, N \quad (A1.5)$$

$$\begin{pmatrix} 1 & \gamma_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & \gamma_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & . & . & . & . & . & 0 \\ 0 & . & 0 & 1 & \gamma_i & . & 0 \\ 0 & . & . & . & . & . & 0 \\ 0 & . & . & . & 0 & 1 & \gamma_{N-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_0 \\ \phi_1 \\ . \\ \phi_i \\ . \\ \phi_{N-1} \\ \phi_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \beta_1 \\ . \\ \beta_i \\ . \\ \beta_{N-1} \\ \beta_N \end{pmatrix}$$

- 2^{ème} étape : résolution du système bidiagonal par la méthode de remontée :

$$\phi_N = \beta_N \quad (A1.6)$$

$$\phi_i = \beta_i - \gamma_i \cdot \phi_{i+1} \quad \text{Pour } i = N-1, \dots, 0 \quad (A1.7)$$

ANNEXE 3

Protocole de Montréal

Le protocole de Montréal relatif aux substances qui appauvrissent la couche d'ozone a été signé en 1987, par la Communauté Économique Européenne et 24 autres pays. Cet accord international est né à la suite de la Convention de Vienne sur la protection de la couche d'ozone qui a été adoptée en 1985 [1, 2, 3].

L'objectif du protocole est d'interdire la production et l'usage dans les pays développés des gaz nocifs pour la couche d'ozone, au premier rang desquels le CFC (chlorofluorocarbone). Il a été créé car la convention de Vienne n'était pas suffisante, c'était une convention cadre sans dispositif contraignant. La découverte en 1985 d'un "trou dans la couche d'ozone" au-dessus de l'antarctique a décidé les signataires de la convention de Vienne à mettre en place un dispositif contraignant afin de stopper la destruction de la couche d'ozone.

Chacune des parties membres du protocole s'est engagée à émettre un rapport annuel sur sa consommation, sa production, son exportation, mais aussi son importation de substances réglementées. Au fil des années, des produits supplémentaires se sont ajoutés à la liste des substances à éliminer, comme le bromure de méthyle (un fongicide utilisé dans la production fruitière) ou encore les HCFC (hydrochlorofluorocarbures) utilisés par exemple dans les aérosols.

En 2009 on dénombreait 196 pays signataires du protocole de Montréal, ce qui en fait le premier traité à atteindre la ratification universelle dans l'histoire des Nations Unies. Les parties au protocole se réunissent annuellement afin d'ajuster la liste des produits nocifs pour la couche d'ozone et de faciliter l'application du protocole.

Aujourd'hui, les CFC sont définitivement supprimés, sauf dans le milieu médical où leur usage est indispensable, mais où ils sont utilisés en très faibles quantités.



Fig. A3. 1. Phénomène de destruction de la couche d’ozone par les CFC

BIBLIOGRAPHIE

[1] Couche d'ozone.

Lien Internet https://fr.wikipedia.org/wiki/Couche_d'ozone

[2] Destruction de la couche d'ozone.

Lien Internet https://fr.wikipedia.org/wiki/Destruction_de_la_couche_d'ozone

[3] Hyperlien.

Lien Internet https://fr.wikipedia.org/wiki/Protocole_de_Montr%C3%A9al

[4] P. K. Panday.

Transfert en changement de phase. Condensation sur des surfaces lisses, Techniques de l'Ingénieur. BE 8 238.

[5] W. Nusselt.

Die oberflächen kondensation des wasserdampfes , Zeitschrift Vereines Deutscher Ingenieure 60, 541-546, 1916.

[6] V.A. Dorochenko, M. Tebbal.

Transferts de chaleur lors de changements de phase, Editions OPU, Alger, 1992

[7] H. Louahlia et P. K. Panday

« Etude de la condensation par convection forcée du R113, R152a et du R12 sur une plaque plane horizontale », J. Phys. III France 6, pages 873-892, (1996)

[8] H. Louahlia et P. K. Panday

Condensation en film entre deux plaques planes verticales : Comparaison des performances thermiques du R134a et du R12, THE CANADIAN JOURNAL OF CHEMICAL ENGINEERING, VOLUME 75, pp. 704-711, AUGUST, 1997

[9] **Hasna Louahlia, Prabodh Kumar Panday**

Transfert thermique pour la condensation du R123, du R134a et de leurs mélanges, en écoulement forcé entre deux plaques planes horizontales. Etude numérique. Revue Générale de Thermique, Vol. 35, pages 615-624, (1996)

[10] **A. Cavallini, D. Del Col, S. Mancin, L. Rossetto**

Condensation of pure and near-azeotropic refrigerants in microfin tubes: A new computational procedure , International Journal of Refrigeration, Volume 32, Issue 1, Pages 162-174, January 2009

[11] **Giovanni A. Longo, Giulia Righetti, Claudio Zilio**

A new computational procedure for refrigerant condensation inside herringbone-type Brazed Plate Heat Exchangers, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 82, Pages 530-536, March 2015.

[12] **Louay M. Chamra, Pedro J. Mago, Meng-Onn Tan, Chea-Chun Kung**

Modeling of condensation heat transfer of pure refrigerants in micro-fin tubes, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 48, Issue 7, Pages 1293-1302, March 2005.

[13] **Daisuke Jige, Norihiro Inoue, Shigeru Koyama**

Condensation of refrigerants in a multiport tube with rectangular minichannels , International Journal of Refrigeration, Volume 67, Pages 202-213, July 2016.

[14] **Peihua Li, J.J.J. Chen, Stuart Norris**

Review of flow condensation of CO₂ as a refrigerant, International Journal of Refrigeration, Volume 72, Pages 53-73, December 2016.

[15] **Özden Ağra, İsmail Teke**

Experimental investigation of condensation of hydrocarbon refrigerants (R600a) in a horizontal smooth tube ,International Communications in Heat and Mass Transfer, Volume 35, Issue 9, Pages 1165-1171, November 2008.

[16] **A.S. Dalkilic**

Condensation pressure drop characteristics of various refrigerants in a horizontal smooth tube, International Communications in Heat and Mass Transfer, Volume 38, Issue 4, Pages 504-512, April 2011.

[17] **Chi-Chuan Wang, Armin Hafner, Cheng-Shu Kuo, Wen-Der Hsieh**

An overview of the effect of lubricant on the heat transfer performance on conventional refrigerants and natural refrigerant R-744 , Renewable and Sustainable Energy Reviews, Volume 16, Issue 7, Pages 5071-5086, September 2012.

[18] **A. Cavallini, G. Censi, D. Del Col, L. Doretti, G.A. Longo, L. Rossetto**

Experimental investigation on condensation heat transfer and pressure drop of new HFC refrigerants (R134a, R125, R32, R410A, R236ea) in a horizontal smooth tube, International Journal of Refrigeration, Volume 24, Issue 1, Pages 73-87, January 2001.

[19] **D.W Shao, E Granryd**

Experimental and theoretical study on flow condensation with non-azeotropic refrigerant mixtures of R32/R134a, International Journal of Refrigeration, Volume 21, Issue 3, Pages 230-246, May 1998

[20] **Jones, W.P. and Launder**

«The Prediction of laminarization with a two-Equation model of turbulence», International Journal of Heat and Mass Transfer, 15, 301-314. B. E. (1972).

[21] **Launder, B.E. & D.B. Spalding**

«The numerical computation of turbulent flows; Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering» 3 (2): 269-289, ISSN00457825, (1974).

[22] **Wilcox, D.C.**

Turbulence Modelling for CFD, DCW Industries, Inc. (1993).

[23] **Bredberg, J.**

On the Wall Boundary Condition for Turbulence Models, Chalmers University of Technology Goteborg, Sweden, (2000).

[24] **Mahesh. P, Özden F. Turan, and Graham R.**

Thorpe, Program NATCON: For the numerical solution of buoyancy-driven laminar and turbulent flows in differentially heated cavities», Victoria University, July 2006.

http://vuir.vu.edu.au/469/1/Program_Natcon_Reportr2.pdf

[25] **Matene El-Hacene**

«Turbulence et sa modélisation» janvier 2010

<http://fr.slideshare.net/elhacematene/turbulence-et-sa-modilisationmatene-elhacene-3532912>».

[26] **A. Crabtree, M. Siman-Tov**

Thermophysical properties of saturated light and heavy water for advanced neutron source applications. Prepared by Oak Ridge National Laboratory, Tennessee 37831, May 1993.

[27] **R.C. Reid, J.M. Prausnitz, T.K. Sherwood**

The properties of gases and liquids, Third Ed., McGraw-Hill, 1977.

[28] **T. Fujii, Y. Kato, K. Mihara**

Expressions for transport and thermodynamic **properties** of **air**, steam and **water** Report 66, Sei San Ka Gaku Ken Kyu Jo, Kyu Shu University, Japan, 1977

[29] **T.F. Irvine Jr., P.E. Liley**

Steam and gas tables with computer equations. Academic Press, 1984.

[30] **Bruce E. Poling, John M. Prausnitz, John P. O'Connell**

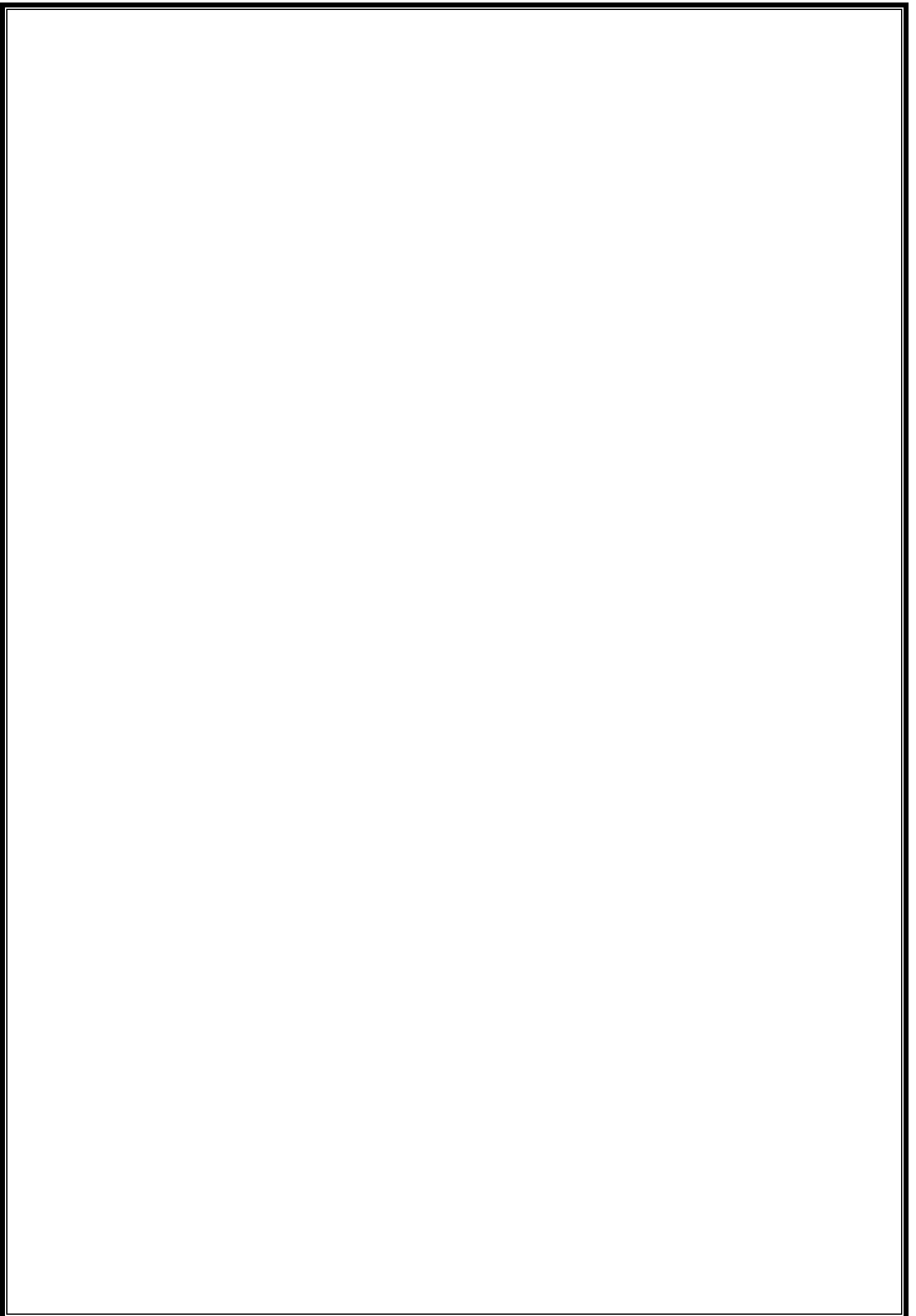
The Properties of Gases and Liquids, Fifth Edition, McGraw-Hill, 2004

[31] **ASHRAE Handbook**

Thermophysical properties of refrigerants, Fundamentals, SI Edition, 2009.

[32] **J.P. Nougier**

Méthodes de calcul numérique. Ed. Masson, 1991.



RESUME

On présente dans ce travail une analyse par simulation numérique du processus de condensation en film liquide par convection forcée turbulente de fluide frigorigènes en présence d'air dans un tube vertical à paroi supposée isotherme. Le modèle mathématique élaboré est basé sur les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, d'énergie et le modèle de turbulence k-epsilon du fluide en écoulement. Les évolutions du débit liquide et du gradient axial de pression sont déterminées par des procédures basées sur l'intégration du flux massique à la paroi et la conservation du débit massique total des fluides en écoulement. Les équations sont résolues par la méthode des différences finies en schéma implicite. Des tests de sensibilité au maillage ont été préalablement menés. Les calculs ont été effectués dans une vaste gamme de conditions opératoires. Les résultats obtenus permettent de tirer les conclusions suivantes :

- Le débit de condensat, le flux thermique pariétal et le coefficient de transfert thermique présentent de forts gradients à l'entrée du tube, puis tendent asymptotiquement vers des valeurs limites correspondant au régime de fin de condensation non encore atteinte à la sortie du tube.
- Ces grandeurs augmentent avec le nombre de Reynolds d'entrée du mélange gazeux, l'écart de température entre la paroi et le fluide et la teneur en vapeur du fluide.
- L'étude de la condensation de divers fluides frigorigènes saturés a été également effectuée, en considérant trois réfrigérants: R12, R134a, R152a. L'analyse comparative des résultats obtenus avec ces trois fluides montre que les évolutions du débit liquide, du flux de chaleur et du coefficient de transfert thermique pariétal sont relativement faibles pour le R12, mais nettement plus importants pour le R152a. Ces résultats concordent avec ceux obtenus par différents auteurs pour la condensation des fluides R12 et R152a à l'état de vapeur pure saturée en écoulement turbulent entre deux plaques planes horizontales.

Mots clés : Condensation, fluide frigorigène, tube vertical, différences finies.

Modeling of thermomassive transfers of refrigerants in a cylindrical condenser

ABSTRACT

We present in this work an analysis by numerical simulation of the process of condensation in liquid film by forced turbulent convection of refrigerants in the presence of air in a vertical tube with isothermal wall. The mathematical model developed is based on the conservation equations of mass, momentum, energy and the k-epsilon turbulence model of the flowing fluid. The evolutions of the liquid flow rate and of the axial pressure gradient are determined by procedures based on the integration of the mass flow to the wall and the conservation of the total mass flow rate of the flowing fluids. The equations are solved by the finite difference method in implicit schema. Mesh sensitivity tests were previously carried out. The calculations were carried out under a wide range of operating conditions. The results obtained make it possible to draw the following conclusions: The condensate flow, the parietal heat flux and the heat transfer coefficient have high gradients at the inlet of the tube and then tend asymptotically to limit values corresponding to the end-of-condensation regime not yet reached at the outlet of the tube.

-These quantities increase with the Reynolds number of the gas mixture entering, the temperature difference between the wall and the fluid and the vapor content of the fluid.
- The study of the condensation of various saturated refrigerants was also carried out, considering three refrigerants: R12, R134a, and R152a. The comparative analysis of the results obtained with these three fluids shows that changes in liquid flow rate, heat flux and parietal heat transfer coefficient are relatively low for R12 but significantly higher for R152a. These results agree with those obtained by different authors for the condensation of fluids R12 and R152a in the state of pure vapor saturated in turbulent flow between two flat horizontal plates.

Keywords: Condensation, refrigerant, vertical tube, finite differences