

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

**UNIVERSITE MOULOU D MAMMERI-TIZI OUZOU**  
**FACULTE DU GENIE DE LA CONSTRUCTION**  
**DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE**



**Mémoire de fin d'études**  
**EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE**  
**MASTER ACADÉMIQUE EN GÉNIE MÉCANIQUE**  
**OPTION:ÉNERGÉTIQUE**

**Intitulé du sujet:**

**Étude du l'assèchement dans un canal vertical chauffé**

**Réalisé par :**  
**Mr Boutlendj Nadir**  
**M<sup>elle</sup> CHIOUKH Nabila**

**Encadré par:**  
**Mr. M. FERROUK**

**Année universitaire: 2022/2023**



## *Dédicaces*

Ce projet fin d'études est dédié à mes très chers parents qui m'ont toujours poussé et motivé dans mes études, à toutes les personnes de ma grande famille, à mes meilleurs amis, à tous les étudiants de ma section et à tous ceux qui ont manifesté un intérêt pour mon travail et qui m'ont encouragé à rassembler les informations qui constituent aujourd'hui ce mémoire.

# *Remerciement*

*Nos remerciements s'adressent premièrement et avant tout à Dieu, le tout puissant, qui nous a donné la force, le courage et volonté d'aller jusqu'au bout et de mener ce présent travail à son point ultime.*

*De prime abord, on tient à exprimer notre profonde reconnaissance et notre vif remerciement à Monsieur Mr. M.FARROUK, qui nous a fait l'honneur d'encadrer ce travail avec une grande disponibilité. Sa confiance, ses encouragements, son support et la passion de son travail ont été très stimulants. Merci milles fois pour le temps que vous nous avez consacré. Nous tenons aussi à exprimer notre reconnaissance aux membres de jurys d'accepter la présidence de notre mémoire de fin d'études et d'avoir accepté d'examiner et d'évaluer notre travail.*

*Enfin nous remercions pour tous les enseignants du département de Génie Mécanique, nos amis et tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail, trouvent ainsi l'expression de notre profonde gratitude et respects.*

## **Résumé :**

*Le présent mémoire porte sur l'étude théorique du phénomène d'assèchement et les différentes configurations d'écoulements rencontrées lors d'un écoulement diphasique eau-air et eau vapeur. Les modèles permettant de prédire les configurations sont passés en revue.*

*Un programme fortran utilisant le modèle de Govan été élaboré. Le programme permet de calculer le gradient de la chute de pression, le débit massique, l'épaisseur de film liquide, la fraction de liquide entraîné ainsi que le taux d'entraînement et de déposition. Les résultats issus de ce programme sont présentés et discutés dans ce mémoire.*

### Liste des symboles

<b><i>A</i></b>	surface d'écoulement	$m^2$
<b><i>A<sub>f</sub></i></b>	zone d'écoulement occupée par la phase liquide	$m^2$
<b><i>A<sub>g</sub></i></b>	zone d'écoulement occupée par la phase gazeuse	$m^2$
<b><i>c</i></b>	concentration moyenne homogène des gouttelettes dans le noyau de vapeur	$kg/m^3$
<b><i>C<sub>E</sub></i></b>	concentration homogène équilibrée des gouttelettes dans le noyau de vapeur	$kg/m^3$
<b><i>D</i></b>	dimension caractéristique du diamètre du tuyau	$m$
<b><i>D<sub>d</sub></i></b>	taux de dépôt des gouttelettes	$kg/m^2s$
<b><i>d</i></b>	n'importe quel diamètre à l'intérieur du film liquide annulaire	$m$
<b><i>E</i></b>	taux d'entraînement des gouttelettes	$kg/m^2s$
<b><i>e</i></b>	fraction de liquide entraîné	$m$
<b><i>F<sub>TP</sub></i></b>	facteur de frottement en deux phases	$N$
<b><i>G<sub>ff</sub></i></b>	vitesse massique du film liquide	$kg/m^2s$
<b><i>G<sub>g</sub></i></b>	vitesse massique de la phase gazeuse seule	$kg/m^2s$
<b><i>g</i></b>	accélération gravitationnelle	$m/s^2$
<b><i>j<sub>g</sub></i></b>	vitesse superficielle de la phase gazeuse	$m/s$
<b><i>j<sub>f</sub></i></b>	vitesse superficielle de la phase liquide	$m/s$
<b><i>u<sub>f</sub></i></b>	vitesse réelle de la phase liquide	$m/s$
<b><i>u<sub>g</sub></i></b>	vitesse réelle de la phase gazeuse	$m/s$
<b><i>u<sub>i</sub></i></b>	Vitesse liquide interfaciale	$m/s$
<b><i>w<sub>f</sub></i></b>	Débit massique de la phase liquide	$kg/s$

$w_g$	Débit massique de la phase de vapeur	$kg/s$
$w_{fc}$	Débit d'écoulement du film en supposant une contrainte de cisaillement constante	$kg/s$
$w_{fv}$	Débit d'écoulement du film en tenant compte des forces gravitationnelles	$kg/s$
$\mu_f$	viscosité du liquide	$Ns/m^2$
$\mu_g$	Viscosité de la vapeur	$Ns/m^2$
$\rho_f$	densité du liquide	$kg/m^3$
$\rho_g$	Densité du gaz	$kg/m^3$
$\rho_c$	Densité moyenne du noyau de vapeur	$kg/m^3$
$\tau$	contrainte de cisaillement	$N/m^2$
$\tau_f$	Contrainte de cisaillement sur la paroi pour l'écoulement de la phase liquide seule	$N/m^2$
$\tau_g$	Contrainte de cisaillement sur la paroi pour l'écoulement de la phase gazeuse seule	$N/m^2$
$\tau_i$	contrainte de cisaillement interfaciale	$N/m^2$
$\tau_w$	contrainte de cisaillement sur la paroi	$N/m^2$
$\delta$	épaisseur du film	$m$
$\left(\frac{dp}{dz}\right)$	Gradient de pression	$N/m^2m$
$\left(\frac{dp}{dz} F\right)$	Gradient de pression dû au frottement	$N/m^2m$
$\left(\frac{dp}{dz} F\right)_f$	Gradient de pression de frottement en supposant un écoulement uniquement liquide	$N/m^2m$
$\left(\frac{dp}{dz} F\right)_g$	Gradient de pression de frottement en supposant un écoulement uniquement gazeux	$N/m^2m$
$\theta$	Angle par rapport au plan horizontal	$deg$

$\alpha_{12}$	La densité d'aire inter facial, la surface entre le gaz et le film Par unité de volume de mélange	$m^2/m^3$
$D_h$	Diamètre hydraulique	$m$
$p$	Pression	$Pa$
$w_1$	La vitesse moyenne axiale du gaz dans une section transversale	$m/s$
$w_2$	La vitesse moyenne axiale du film dans une section transversale	$m/s$
$w_3$	La vitesse moyenne axiale des gouttelettes dans une section transversale	$m/s$
$\eta_1$	La viscosité dynamique du gaz	$kg/(ms)$
$\eta_2$	La viscosité dynamique du liquide	$kg/(ms)$
$\mu_{23}$	La mass quittant le film et entrant dans le champ de gouttelettes par unité de temps et de volume de mélange	$kg/m^3 s$
$\rho_{3c}$	La mass de la gouttelette par unité de volume du mélange gaz- gouttelette	$kg/m^3$
$\sigma$	Tension superficielle	$N/m$

## Nombres adimensionnels

$\alpha$	Fraction de vide
$const$	La constant
$E_{\infty}$	La fraction massique d'équilibre du liquide entraîné, l'entraînement à l'équilibre.
$K$	Le coefficient de dépôt.
$Re_2$	Le nombre de Reynolds local du film, basé sur le diamètre hydraulique.
$Re_{2\infty}$	Le nombre de Reynolds local d'équilibre du film, basé sur le diamètre hydraulique.
$Re_{23}$	Le nombre de Reynolds total du liquide.
$Re_{2F}$	Le nombre de Reynolds local du film.
$Re_{2Fc}$	Le nombre de Reynolds local critique du film.
$Re_{core}$	Le nombre de Reynolds du noyau
$We_{ishii}$	Le nombre de Weber pour la corrélation d'entraînement d'Ishii.
$We_{lopez}$	Le nombre de Weber pour la corrélation de Lopez et al.
$We_m$	Le nombre de Weber.
$\alpha_1$	La fraction volumique de gaz.
$\alpha_2$	La fraction volumique de film.
$\alpha_3$	La fraction volumique de gouttelettes.
$\lambda_{R12}$	Le coefficient de frottement du film de gaz.
$\lambda_{R1}$	Le coefficient de frottement.
$\lambda_{R2}$	Le coefficient de frottement du film.
$f$	facteur de frottement
$f_f$	facteur de frottement basé sur l'écoulement du liquide uniquement
$f_g$	facteur de frottement basé sur l'écoulement du gaz uniquement
$f_i$	facteur de frottement interfacial
$\phi_f^2$	Coefficient de frottement en deux phases basé sur le gradient de pression pour l'écoulement du liquide seul
$\phi_g^2$	Coefficient de frottement en deux phases basé sur le gradient de pression pour l'écoulement de gaz seul

## Liste des Figures & Tableau

<b>Figure</b>	<b>page</b>
I. 1 différent mécanisme de crise d'ébullition	06
II.1 Régime d'écoulement gaz-liquide dans un tube vertical	09
II.2 Allure générale de la courbe de Nukiyama	10
II.3 Courbe de Nukiyama	10
II.4 Évolution des températures et régimes d'écoulement en ébullition convective	12
III.1 Bilan de mass dans un écoulement annulaire sur une longueur élémentaire du canal	16
III.2 Distribution de contrainte de cisaillement dans l'écoulement annulaire horizontale	17
III.3 Distribution de contrainte de cisaillement dans l'écoulement annulaire vertical	20
III.4 Interrelations dans l'écoulement annulaire	25
V.1 L'épaisseur du film en fonction de la fraction du liquide entraîné	38
V.2 Gradient de la chute de pression en fonction de la fraction du liquide entraîné	39
V.3 coefficient de frottement en fonction de la fraction du liquide entraîné	39
V.4 Fraction de vide en fonction de la fraction du liquide entraîné	40
<b>Tableau</b>	<b>page</b>
V.1 Épaisseur du film, facteur de frottement et du gradient pression en fonction de la fraction du liquide entraîné	38
V.2. Cas d'études possibles à choisir lors de l'exécution du programme	41

# Table des matières

Introduction générale.....	1
<b>Chapitre I : Généralités et notions fondamentales</b>	
I.1 Introduction .....	2
I.2 Domaines d'application .....	2
I.2.1 L'industrie pétrolière.....	2
I.2.2 L'industrie nucléaire .....	3
I.2.3 L'industrie alimentaire.....	3
I.2.4 L'industrie des semi-conducteurs .....	3
I.3 Principaux paramètres des écoulements diphasiques .....	3
I.3.1 Fraction de vide .....	3
I.3.2 Titres .....	3
I.3.3 débit massique spécifique .....	4
I.3.4 les vitesses de l'écoulement.....	4
I.3.5 Glissement .....	5
I.3.6 La température de saturation.....	5
I.3.7 Surchauffe.....	5
I.3.8 Sous refroidissement.....	5
I.3.9 La crise d'ébullition.....	5
I.4 Conclusion.....	7
<b>Chapitre II : Configuration d'écoulement et régime d'ébullition</b>	
II.1 Introduction .....	8
II.2 Régime d'écoulement diphasique (écoulement verticale).....	8
II.3 Ébullition en vase clos .....	10
II.4 Ébullition en convection forcée a l'intérieur d'un tube chauffant .....	12
II.5 conclusion .....	14
<b>Chapitre III : Écoulement annulaire</b>	
III.1 Introduction .....	15
III.2 Le mécanisme de la condition de flux de chaleur critique .....	15
III.3 Le film liquide .....	17
III.4 Le noyau de vapeur.....	22
III.5 Déposition et entrainement.....	23
III.6 Interrelations dans l'écoulement annulaire et procédure de calcul.....	25

III.7 Conclusion .....	27
<b>Chapitre IV : Entraînement et déposition dans un écoulement annulaire</b>	
IV.1 Introduction.....	28
IV.2 Entraînement de liquide dans un écoulement annulaire .....	28
IV.2.1 Le modèle de Whalley et al.....	29
IV.2.2 Le modèle d'Ishii et Mishima.....	31
IV.2.3 Le modèle de Kataoka et al.....	32
IV.2.4 Le modèle d'Adamsson et Anglart.....	33
IV.2.5 Le modèle de Hewitt et Govan.....	33
IV.3 Déposition dans un écoulement annulaire.....	34
IV.3.1 Le modèle de Kotto.....	34
IV.3.2 Le modèle Paleev et Filipovich.....	34
IV.3.3 Le modèle D'Okawa et al.....	35
IV.3.4 Le modèle de Hewitt et Govan .....	35
IV.4 Conclusion .....	36
<b>Chapitre V : Résultats &amp; Discussions</b>	
V.1 Introduction.....	37
V.2 Résultats obtenu pour un cas d'un écoulement eau-air .....	37
V.3 résultats obtenu pour un cas d'un écoulement eau-vapeur .....	40
V.4 conclusion générale .....	46
Annexe A	
Annexe B	

# Introduction générale

---

L'ébullition est un mode de transfert de chaleur intervenant dans un grand nombre de processus industriels. Il intervient soit de manière continue ou accidentelle. Il permet d'extraire de grandes quantités de chaleur à des écarts de température faible. Cependant sous certaines conditions, il conduit à un phénomène dangereux qu'il faut éviter et qu'on appelle crise d'ébullition ou flux thermique critique ou Critical Heat Flux (CHF) en anglais. Il existe deux types de crise d'ébullition : la caléfaction et l'assèchement.

Dans cette étude, on s'est intéressé à l'étude de la crise d'ébullition du second type : assèchement. L'étude de l'ébullition relève du domaine des écoulements diphasiques avec transfert de chaleur. A cet effet, le chapitre 1 a été consacré justement aux rappels et l'introduction des grandeurs définissant un écoulement diphasique. L'ébullition en vase clos et l'ébullition convective sont également décrites dans le chapitre 2.

Le chapitre 3 est consacré exclusivement à l'étude de l'écoulement annulaire qui est une configuration d'écoulement pré-CHF. Les modèles d'entraînement et de déposition de gouttelettes liquides régissant les transferts de masse et de chaleur dans cet écoulement annulaire sont passés en revue dans le chapitre 4.

Sur la base de ces modèles, un programme fortran permettant de prédire l'épaisseur du film liquide et le titre, le débit du liquide, le débit de déposition, de l'entraînement, du coefficient de déposition, de la concentration de gouttelettes, du débit de liquide dans le film, et de la fraction du liquide entraîné a été élaboré. Les résultats préliminaires obtenus par ce programme ont été présentés et discutés au chapitre 5.

Enfin une conclusion et les perspectives concernant cette étude sont données à la fin de ce présent mémoire.



**Chapitre I:**  
**Généralités &**  
**Notions fondamentales**

## **I.1 Introduction**

Dans les écoulements monophasiques, la phase unique peut être un liquide ou un gaz, tandis que dans les écoulements diphasiques, les deux phases peuvent être des liquides, des gaz ou des solides-liquides ou solides-gaz. Les écoulements diphasiques présentent donc des propriétés physiques et mécaniques qui diffèrent des écoulements monophasiques.

Les écoulements diphasiques peuvent présenter des instabilités, des phénomènes de transfert de masse et de chaleur différents, et des interactions entre les phases. Par exemple, l'écoulement diphasique peut présenter des phénomènes de vaporisation, de condensation, d'évaporation, de mélange et de séparation de phases.

La simulation numérique des écoulements monophasiques et diphasiques diffère également. Dans les écoulements monophasiques, les équations de Navier-Stokes peuvent être utilisées pour modéliser le comportement du fluide, tandis que pour les écoulements diphasiques, des équations supplémentaires pour modéliser les interactions entre les phases sont nécessaires. Les écoulements diphasiques sont donc plus complexes et plus difficiles à simuler que les écoulements monophasiques.

Enfin, les applications industrielles des écoulements diphasiques et monophasiques diffèrent également. Les écoulements monophasiques sont largement utilisés dans des applications telles que les systèmes de tuyauterie, les turbines, les pompes et les échangeurs de chaleur. Les écoulements diphasiques sont quant à eux largement utilisés dans des applications telles que les systèmes de refroidissement, les systèmes de combustion, les réacteurs chimiques et les systèmes de production d'énergie

Dans ce chapitre, on présentera les généralités sur les écoulements diphasiques (principaux paramètres, régimes et cartes d'écoulements) et les principales grandeurs décrivant ces derniers.

## **I.2 Domaines d'application**

Les écoulements diphasiques ont de nombreuses applications pratiques dans divers domaines tels que :

### **I.2.1 Industrie pétrolière**

Les écoulements diphasiques sont couramment utilisés dans l'exploration et la production de pétrole et de gaz naturel. Des études de simulation sur le comportement des fluides dans les puits de forage lors de l'injection du gaz afin d'augmenter la récupération de pétrole et lors de la conception des pipelines sont indispensables.

## **I.2.2 Industrie nucléaire :**

Les écoulements diphasiques sont importants pour la conception de réacteurs nucléaires, où les réactions nucléaires génèrent de la chaleur qui doit être évacuée par un fluide caloporteur pouvant bouillir.

## **I.2.3 Industrie alimentaire :**

Les écoulements diphasiques sont utilisés pour produire des émulsions, des mousses, la pasteurisation, la fermentation, des suspensions et d'autres produits alimentaires.

## **I.2.4 Industrie des semi-conducteurs :**

Les microprocesseurs et les composants électroniques génèrent et dissipent de grandes quantités de chaleur. Leur refroidissement n'est assuré efficacement qu'en faisant appel au mode de transfert par changement de phase caractérisé par un coefficient d'échange élevé.

Ces applications ne représentent qu'une partie des domaines d'application des écoulements diphasiques. Ils ont également des applications dans l'industrie automobile, l'aéronautique, l'industrie des plastiques, l'industrie textile, etc.

## **I.3 Principaux paramètres des écoulements diphasiques**

Les écoulements diphasiques liquide-vapeur sont caractérisés par plusieurs paramètres importants notamment [1]: la fraction volumique, massique et la vitesse de chaque phase, la densité et la viscosité du mélange.

Ces paramètres sont tous importants pour décrire les écoulements diphasiques liquide-vapeur. Ils permettent de déterminer les caractéristiques de l'écoulement, comme la répartition des phases, la pression et la température du mélange, ainsi que les forces qui agissent sur les surfaces de contact.

### **I.3.1. Fraction de vide :**

C'est le rapport dans une section plane perpendiculaire à l'écoulement, entre la surface occupée par la vapeur et la surface totale de la section :

$$\alpha = \frac{A_G}{A} \quad (\text{I.1})$$

### **I.3.2. Titres :**

On distingue trois titres:

➤ **Titre thermodynamique :**

En thermodynamique, un titre est la fraction massique d'un composant particulier dans un mélange.

Il est calculé à partir du bilan thermique :

$$x = \frac{i(z) - i_{LSAT}}{i_{LG}} \quad (I.2)$$

$$i(z) = i_{in} + \frac{1}{W} \int_0^z q'(z) dz \quad (I.3)$$

Où :

$i_{in}$  : Enthalpie du fluide à l'entrée

$i(z)$  : Enthalpie de la section droite  $z$

$i_{LSAT}$  : Enthalpie du liquide saturé

$i_{LG}$  : Chaleur latente de vaporisation

$q'(z)$  : Le flux linéaire à l'abscisse  $z$  d'un canal

$W$  : Le débit total du fluide

- **Titre réel** : On appelle titre réel  $x'$  le rapport du débit massique de vapeur au débit massique totale

$$x' = \frac{W_G}{W} = \frac{W_G}{W_G + W_L} \quad \text{et} \quad (1 - x) = \frac{W_L}{W_G + W_L} \quad (I.4)$$

Où

$w_g$  : Le débit massique du gaz

$w_L$  : Le débit massique de liquide

- **Titre volumique** : On appelle titre volumique  $\beta$  le rapport du débit volumique de vapeur au débit volumique total :

$$\beta = \frac{Q_G}{Q} = \frac{Q_G}{Q_G + Q_L} \quad \text{Et} \quad (1 - \beta) = \frac{Q_L}{Q_G + Q_L} \quad (I.5)$$

### I.3.3. Débit massique spécifique :

C'est le rapport du débit masse total à la section de passage de l'écoulement :

$$G = \frac{W}{A} \quad \text{Avec:} \quad w = \frac{W_G}{x} = \frac{W_L}{(1-x)} \quad (I.6)$$

$$w_G = GAx \quad (I.7)$$

$$w_L = GA(1 - x) \quad (I.8)$$

### I.3.4. Vitesses de l'écoulement :

- **La vitesse réelle :** C'est la vitesse à laquelle la phase évolue réellement le long du conduit. Elle est le rapport du débit volumique à la section de passage occupée par la phase.

$$u_g = \frac{Q_G}{A_G} = \frac{W_g}{\rho_g A_g} = \frac{Gx}{\rho_g \alpha} \quad (I.9)$$

$$u_L = \frac{Q_L}{A_L} = \frac{W_L}{\rho_L A_L} = \frac{G(1-x)}{\rho_L(1-\alpha)} \quad (I.10)$$

- **La vitesse surfacique :**

Si le débit volumique de liquide  $Q_L$  traversait la section totale  $A$ , la vitesse sera  $j_L$  qu'on appelle vitesse surfacique.

$$j = \frac{Q}{A} \quad (I.11)$$

$$j_g = u_g \alpha = j \beta = \frac{Gx}{\rho_g} \quad (I.12)$$

$$j_L = u_L(1 - \alpha) = j(1 - \beta) = \frac{G(1-x)}{\rho_L} \quad (I.13)$$

### I.3.5. Glissement :

C'est le rapport des vitesses moyennes de la vapeur et du liquide. Le titre, le taux de vide et le glissement sont liés par la relation :

$$S = \frac{u_G}{u_L} = \left( \frac{x}{1-x} \right) \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right) \left( \frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \quad (I.14)$$

### I.3.6. Température de saturation $T_{SAT}$ :

Si l'on fixe la valeur de la pression, (à condition que celle-ci reste inférieure à la pression critique), l'équilibre entre les phases liquide et vapeur a lieu pour une valeur de la température, notée  $T_{SAT}$ , et qu'on appelle température de saturation ou température d'ébullition.

### I.3.7. Surchauffe :

Elle représente la quantité positive entre la température  $T$  et la température de saturation  $T_{SAT}$  :

$$\Delta T_{SAT} = T - T_{SAT} \quad (I.15)$$

### I.3.8. Sous refroidissement :

Elle représente la quantité positive entre la température de saturation  $T_{SAT}$  et la température  $T$  :

$$\Delta T_{SUB} = T_{SAT} - T \quad (I.16)$$

### I.3.9. Crise d'ébullition :

L'ébullition est un phénomène thermique qui se produit lorsqu'un liquide est chauffé à une certaine température, appelée température d'ébullition. À cette température, le liquide commence à se vaporiser, produisant des bulles de vapeur qui remontent à la surface.

Il existe différents modes d'ébullition, tels que l'ébullition nucléée et l'ébullition en film, qui se produisent dans des conditions différentes et ont des propriétés thermodynamiques et de transfert de chaleur différentes. L'étude de l'ébullition est un domaine important de la thermodynamique et de la physique des fluides, avec des applications dans de nombreux domaines, tels que l'ingénierie, la chimie et la biologie.

L'ébullition permet d'extraire de grandes quantités de chaleur à des écarts de température faible cependant sous certaines conditions elle conduit à un phénomène brutal dangereux qu'il faut à tout prix éviter. C'est le phénomène de la crise d'ébullition.

### Différents mécanismes de crise d'ébullition :

Dans les systèmes à flux de chaleur imposé, l'élément chauffant peut alors atteindre des températures supérieures à son point de fusion et se dégrader brutalement, cet état de destruction est désigné par collier (1971,1981) par le terme (burnout). La limite de destruction survient généralement avec un certain retard par rapport aux limites de la caléfaction (DNB : Departure from Nucleate Boiling) et l'assèchement (dryout)

On distingue deux type de crises d'ébullition qui correspondent à des mécanismes physiques différents : La caléfaction ou «*Departure from Nucleate Boiling(DNB)*» et l'assèchement ou «*Dryout*».

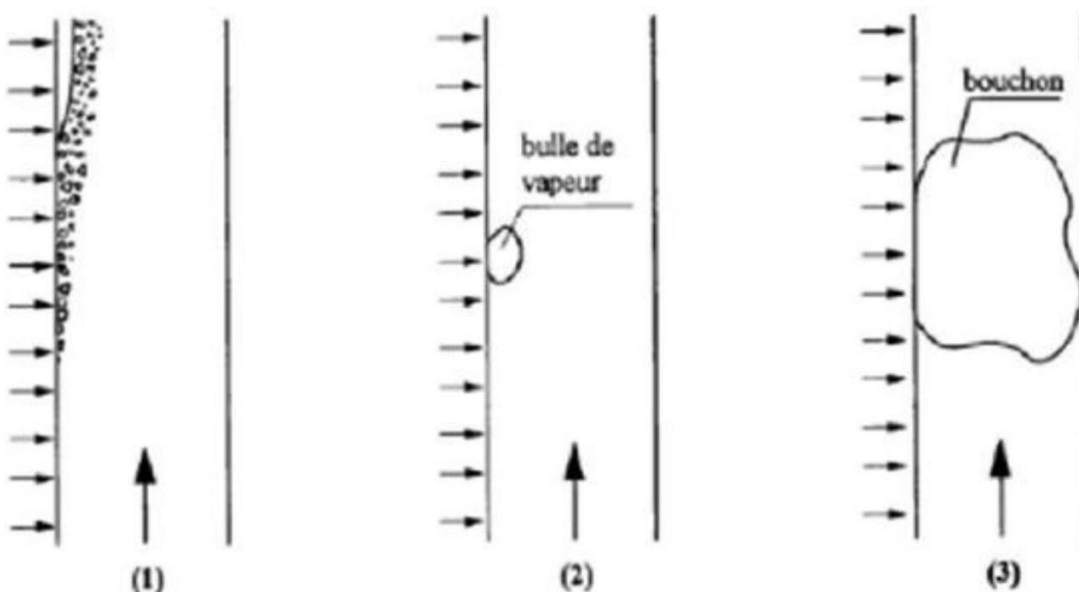


Figure I.1: différent mécanisme de crise d'ébullition.


1-L'accumulation des bulles de vapeur près de la paroi chauffante. Le recouvrement de la paroi par les bulles empêche tout contact avec le liquide.

2-Des fortes surchauffes locales de la paroi aux emplacements des sites de nucléation dues à la formation et à l'accroissement des bulles de vapeur, sous des conditions défavorables à leur détachement.

3- Formation des taches sèches pendant le passage de gros bouchons de vapeur en régime d'écoulement avec bouchons

## **I.4. Conclusion**

Dans ce chapitre, le domaine d'application et les paramètres ou les grandeurs définissant un écoulement diphasique sont passés en revue. Ces grandeurs sont indispensables à la compréhension du phénomène de l'ébullition et plus particulièrement à l'étude de la crise d'ébullition. Le chapitre suivant portera sur la description des configurations d'écoulement pré CHF et régime d'ébullition rencontrée dans un tube chauffé uniformément.



**Chapitre II:**  
**Configuration d'écoulement et**  
**régime d'ébullition**

### II.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes configurations d'écoulement qui apparaissent lors de l'ébullition à l'intérieur d'un tube chauffé uniformément. Avant de passer à l'ébullition en convection forcée, il est bon de rappeler les différents régimes d'ébullition rencontrés lors de l'ébullition en vase clos puis on va parler de l'ébullition convective.

### II.2 Régimes d'écoulement diphasique (écoulement verticale)

Lors d'un écoulement diphasique eau-air interne ascendant dans un tube vertical où la phase continue est le liquide, on distingue quatre configurations principales.

- **L'écoulement à bulle (bubbly flow) :** En arrivant typiquement aux très hautes vitesses liquides et des vitesses basses du gaz, ce régime caractérisé par la présence de bulles rapides naissantes avec un diamètre égale au diamètre capillaire.
- **L'écoulement à poches ou l'écoulement de Taylor (Taylor flow) :** Est caractérisé par des poches de gaz avec des longueurs plus grandes que le diamètre du canal qui se déplace le long du tube, séparées l'une de l'autre par des bouchons liquide. Selon les débits du gaz et du liquide et des propriétés thermo physiques, les poches ont souvent des sommets hémisphérique, ces poches sont appelées : bulles de Taylor
- **L'écoulement Churn (Churn flow) :** Cet écoulement est caractérisé par des très hautes vitesses du gaz et des très longues bulles de gaz avec des bouchons liquide relativement petits. En raison des vitesses élevées du gaz, le mouvement d'ondulation et souvent observé à la queue de la bulle. Plus loin l'augmentation du gaz aboutit à un écoulement annulaire.
- **L'écoulement annulaire (annular flow) :** A des très hautes vitesses du gaz et vitesse très basses du liquide, résulte l'écoulement annulaire. Une phase continue du gaz est présente dans le cœur central du capillaire avec la phase liquide déplacée pour former un anneau entre les parois du tube et la phase gazeuse.

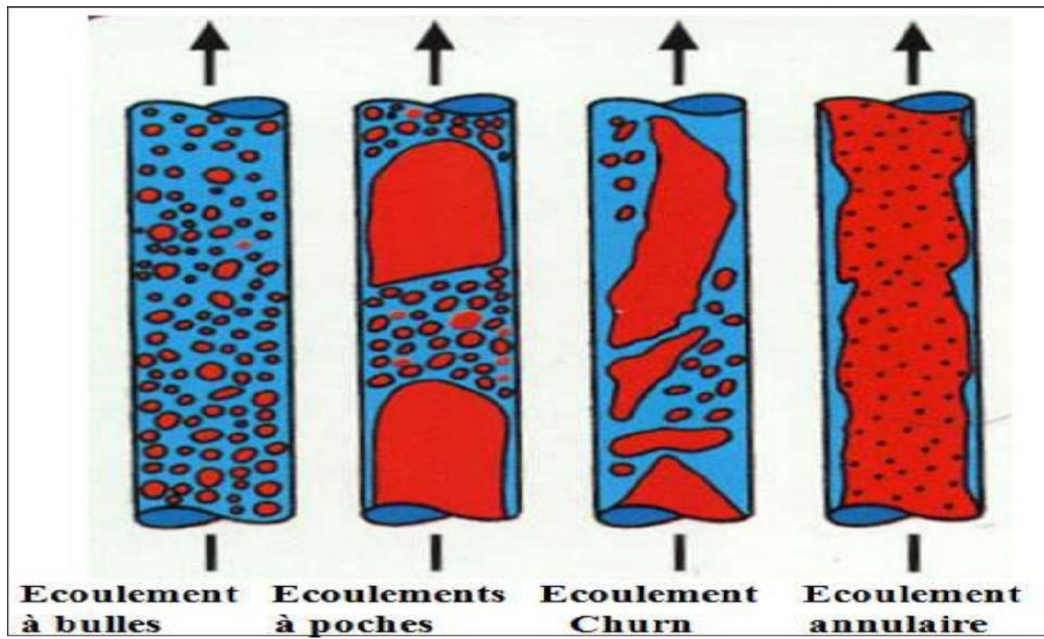


Figure II.1 : Régime d'écoulement gaz-liquide dans un tube vertical

### II.3 Ébullition en vase clos

C'est l'ébullition que l'on rencontre dans un volume rempli de réfrigérant à l'état statique, dans lequel sont plongés des éléments chauffants fournissant un flux de chaleur sur leur paroi.

Une expérience célèbre réalisée par Nukiyama [2] en 1934 a permis de mettre en évidence les différents régimes d'ébullition sur un fil chauffant plongé dans de l'eau. L'expérience consiste à chauffer progressivement le fil par effet de joule et à tracer la courbe donnant la densité de flux thermique  $\phi$  en fonction de la surchauffe  $\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}$ . Dans une première série d'essais, Nukiyama [2] a utilisé un fil de nichrome et a obtenu la branche AC de la figure 2.1. Au point C, le fil se rompit brutalement. Ayant remplacé le fil de nichrome par un fil de platine, Nukiyama [2] a obtenu la branche AC puis la branche CE. En diminuant la puissance électrique, la branche DE était décrite puis la branche DA.

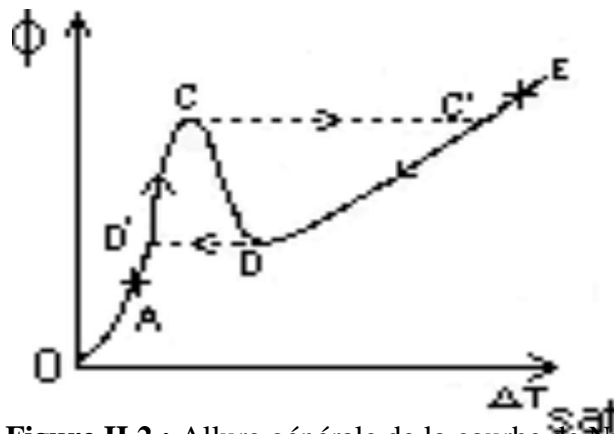


Figure II.2 : Allure générale de la courbe de Nukiyama.

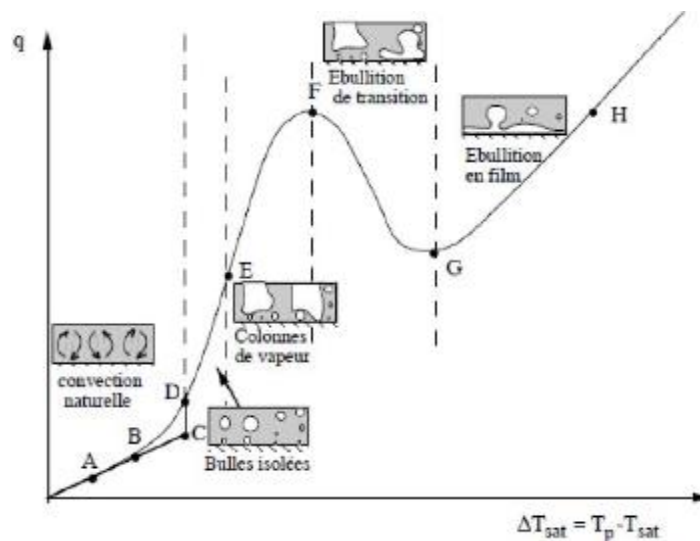


Figure II.3 : Courbe de Nukiyama (1934).

## **Chapitre II : Configuration d'écoulement et régimes d'ébullition**

---

### ➤ **Région AB : convection naturelle**

Bien que la température de la paroi soit légèrement supérieure à celle de saturation, mais il n'y a pas encore apparition de bulles et le fluide demeure intégralement sous forme liquide. Pour qu'il y ait de l'ébullition, il faut que la surchauffe dépasse une certaine valeur pour amorcer le développement des germes de nucléation. Ici l'échange se fait seulement par la convection naturelle, le flux de chaleur transmis par convection naturelle au fluide est :  $\Phi = h(T_w - T_{sat}) = h(T_w - T_\infty)$  avec  $(T_w - T_\infty)$  et le gradient de température entre la paroi et l'eau,  $h$  et le coefficient d'échange par convection.

### ➤ **Région BE : ébullition nucléé a bulles séparées**

Dans ce régime il ya la présence de bulles mais elles sont séparées. Ces bulles montent en colonnes à partir des points isolés de la paroi que l'on appelle les sites de nucléation, elles deviennent nombreuses si on augmente l'écart de température. Le coefficient d'échange  $h$  correspondant à cette région dépend de la nature du liquide, de la pression, de la géométrie et de l'état de la surface de l'élément chauffant. La puissance échangée est plus importante que celle du régime précédent.

### ➤ **Région EF : ébullition nucléée avec colonnes continues**

Le flux évacué est soutenu par la chaleur latente de vaporisation mais il croit très lentement cela à cause de la multiplication des bulles qui se fusionnent pour créer des poches de vapeur isolant la paroi chauffante et l'empêchant à s'irriguer par de l'eau.

### ➤ **Au point F : crise d'ébullition ou flux thermique critique**

En ce point la couche de vapeur isolante est continue. Elle isole complètement le liquide de la surface chauffante, l'échange se fait seulement à travers cette couche ce qui explique la difficulté de transfert de chaleur. Le point F s'appelle point critique.

### ➤ **Région FG : ébullition de transition**

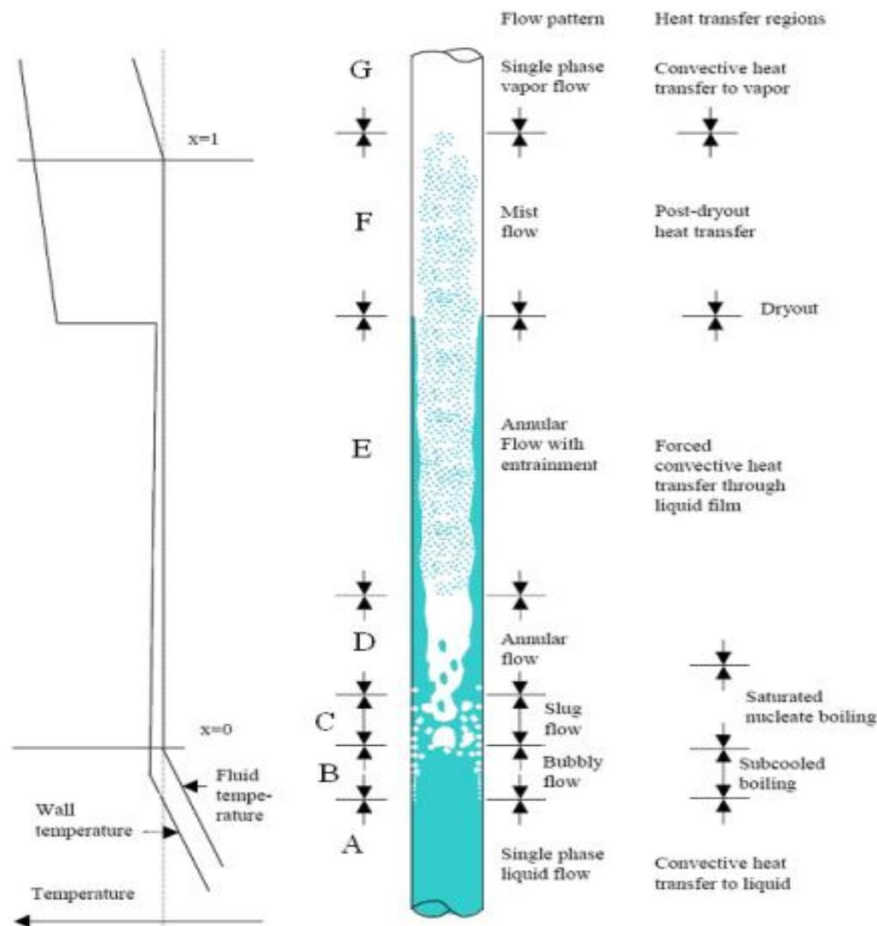
Dans ce cas, selon la température de fusion de la paroi chauffante par rapport à celle imposée, on peut avoir ou non la destruction de l'élément par assèchement. Cette région est décrite par la courbe en pointillés ce qui explique la diminution du flux thermique échangé, ce régime peut être aléatoire et instable.

### ➤ Région GH : ébullition en film

En plus de la convection paroi-vapeur, l'évacuation de la chaleur se fait par rayonnement à cause de la faible conductivité thermique de la pellicule (film) de vapeur isolant la paroi.

### II.4 Ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffant

La figure II.3 représente l'évolution d'un écoulement liquide-vapeur avec rapport de chaleur à la paroi (Collier & Thome, 1994) [3]. Le liquide entre au bas de conduit à débit constant et à une température inférieure à la température de saturation. Pour un flux de chaleur donné, l'évolution de la configuration de l'écoulement ainsi que la distribution qualitative des températures de fluide et de paroi sont données sur la figure (II.3). Sur cette dernière, sept régions, où se produisent des phénomènes bien caractéristiques, apparaissent clairement :



**Figure II.4:**Évolution des températures et régimes d'écoulement en ébullition convective (Collier&Thome, 1994)[3]

## Chapitre II : Configuration d'écoulement et régimes d'ébullition

---

**Région A:** il s'y produit de la convection forcée et éventuellement des bulles de dégazage. Cet état est dénommé: convection forcée en simple phase liquide.

**Région B:** région d'ébullition locale où les bulles de vapeur se forment à la paroi et se condensent au centre du canal, là où le liquide n'a pas encore atteint la température de saturation. Dans cette région, on observe une stabilisation de la température de paroi de quelques degrés au-dessus de la température de saturation. Cependant, si le flux de chaleur (de paroi) devient important, le taux de production de vapeur s'accroît de telle sorte qu'une couche de vapeur vient isoler la paroi entraînant une dégradation brutale du coefficient de transfert de chaleur. C'est le phénomène de crise d'ébullition, ou caléfaction (DNB: Departure from Nucleate Boiling) Dans un réacteur PWR, le risque de la crise d'ébullition oblige à se limiter à l'ébullition locale. On peut cependant rencontrer les régions d'ébullition suivantes dans les réacteurs à eau bouillante (BWR) et dans les générateurs de vapeur.

**Région C:** les bulles devenant très nombreuses s'agglomèrent (phénomène de coalescence) et forment des bouchons de vapeur. Cette région est appelée: écoulement à bouchon (plug-flow ou slug-flow).

**Région D :** les bouchons se rejoignent les uns les autres et forment un manchon de vapeur au centre du tube. La paroi est baignée par un mince film annulaire de liquide, d'où le nom de cette région dite à écoulement annulaire (annular-flow).

**Région E:** le film liquide annulaire s'épuise peu à peu par vaporisation. Lorsqu'il disparaît on assiste au phénomène d'assèchement (crise d'ébullition) ou dryout qui peut lui aussi entraîner le burnout. L'écoulement annulaire se produit sur la majeure partie de la gamme de titre thermodynamique,  $x$  allant de 0.1 à l'unité.

**Région F:** le film liquide a complètement disparu, il ne reste plus qu'un brouillard formé de microscopiques gouttelettes en suspension dans la vapeur, d'où le nom d'«écoulement à brouillard» donné à cette région (mist-flow).

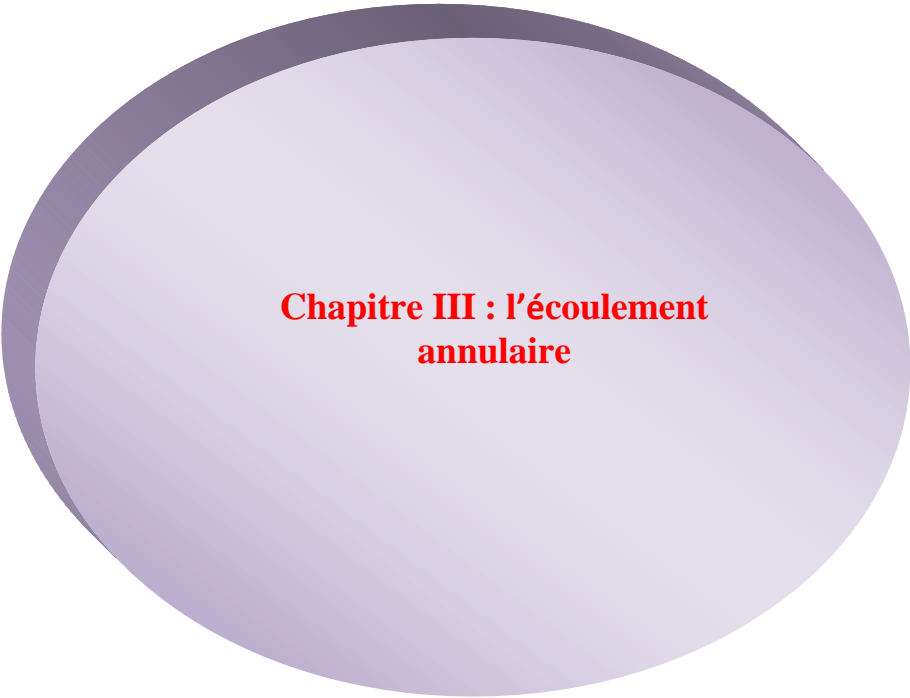
## **Chapitre II : Configuration d'écoulement et régimes d'ébullition**

---

**Région G** : il n'ya plus du tout de phase liquide, on a un écoulement simple phase de vapeur sèche où s'appliquent les lois classiques de la convection forcée.

### **II.5. Conclusion**

Dans ce chapitre, on a présenté en premier lieu les configurations rencontrées lors de l'écoulement diphasique ascendant à deux constituants (eau-air). Puis les configurations et régimes de transfert d'un écoulement diphasique mono constituant chauffé uniformément sont décrits brièvement. Le chapitre suivant portera sur l'étude de la configuration de l'écoulement annulaire.



**Chapitre III : l'écoulement  
annulaire**

### **III.1. Introduction**

L'écoulement annulaire est une configuration d'écoulement particulièrement importante, car pour une large plage de pression et de débit, il se produit sur la majeure partie du titre thermodynamique allant de 0,1 presque jusqu'à l'unité. En d'autres termes, dans un évaporateur à tube vertical, jusqu'à 90 % de la longueur du tube peut être en écoulement annulaire.

L'analyse bidimensionnelle de la configuration d'écoulement annulaire, en appliquant les méthodes normales de l'écoulement monophasique semble, à première vue, relativement simple et directe.

En pratique, la plage de conditions d'écoulement, pour laquelle le débit total de liquide supposé contenu à l'intérieur d'un film symétrique sur la paroi du canal avec une interface lisse entre le film et le noyau de vapeur, est très restreinte.

Dans le cas général, une fraction inconnue,  $e$ , du débit de liquide sera entraînée dans le noyau de vapeur et l'interface entre le film et le noyau de vapeur sera fortement perturbé.

Une compréhension des processus physiques d'entraînement et de déposition de liquide se produisant dans un écoulement annulaire en non-équilibre a été principalement développée grâce aux efforts de Hewitt et Hall-Taylor (1970) [4], Hewitt (1978) et Govan et al. (1988) [5]. Cette compréhension a conduit à une méthode quantitative pour le calcul des écoulements annulaires en non-équilibre. Cette méthode sera discutée dans ce chapitre. Les processus physiques d'entraînement et de déposition régissent l'apparition de l'importante transition d'assèchement dans les systèmes chauffés (Govan et al. 1988) [6].

Seules les relations essentielles permettant le calcul de la perte de pression, de l'épaisseur du film, du débit du film et des taux d'entraînement et de déposition de liquide seront examinées dans cette étude.

### **III.2. Le mécanisme de la condition de flux de chaleur critique :**

Il n'y a, à l'heure actuelle, aucune compréhension complète des mécanismes conduisant à la condition critique de flux de chaleur malgré la très grande quantité de travaux de recherche qui ont été effectués. En effectuant des mesures du débit du film liquide annulaire à la sortie d'un tube chauffé en fonction de la longueur du tube et de la puissance appliquée.

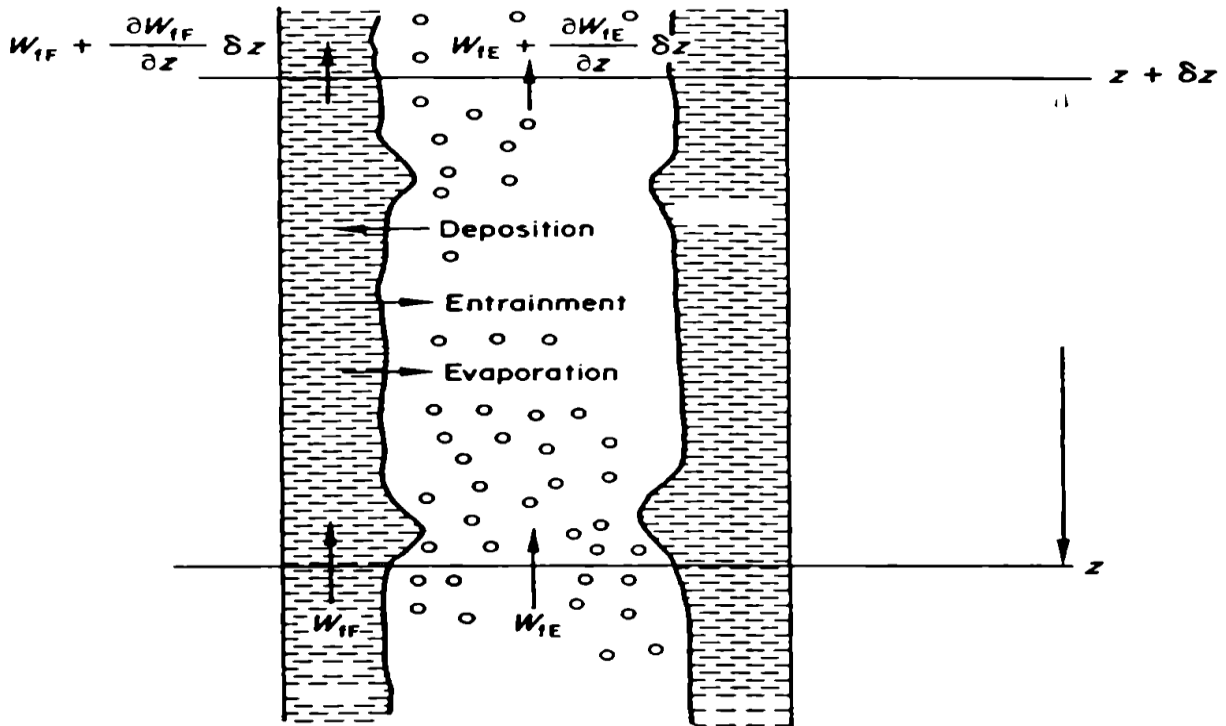
Hewitt et al (1963, 1965) [35] et Hewitt (1964) [36], ont pu dresser une image complète de la condition se produisant le long du tube chauffé, et ont pu démontrer que la condition CHF se

produisait lorsque le débit du film liquide sur la surface chauffée diminuait et approchait la valeur nulle.

La figure III.1 montre le bilan de masse sur une longueur élémentaire de tube  $\delta z$ . Un bilan de masse sur le film liquide donne :

$$W_{Ff} + \pi D(D_d) \delta z = \left( W_{Ff} + \frac{\partial W_{Ff}}{\partial z} \delta z \right) + \pi D E \delta z + \pi D \frac{\phi}{i_{fg}} \delta z + \frac{\delta M_{Ff}}{\partial t} \delta z \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{\partial W_{Ff}}{\partial z} = \pi D \left[ D_d - E - \frac{\phi}{t_{fg}} - \rho_f \frac{\partial \delta}{\partial t} \right] \quad (\text{III.2})$$



**Figure.III.1.** Bilan de mass dans un écoulement annulaire sur une longueur élémentaire du canal (Whalley et al.1 974) [7].

En régime permanent :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = 0$$

Alors :

$$\frac{\partial W_{Ff}}{\partial z} = \pi D \left[ D_d - E - \frac{\phi}{t_{fg}} \right] \quad (\text{III.3})$$

Où

$W_{FF}$  : est le débit du film liquide.

$D$  : Diamètre du tube.

$D_d$  : Taux de dépôt des gouttelettes sur le film.

$\emptyset$  : Flux thermique local.

$i_{fg}$  : Chaleur latente de vaporisation du liquide.

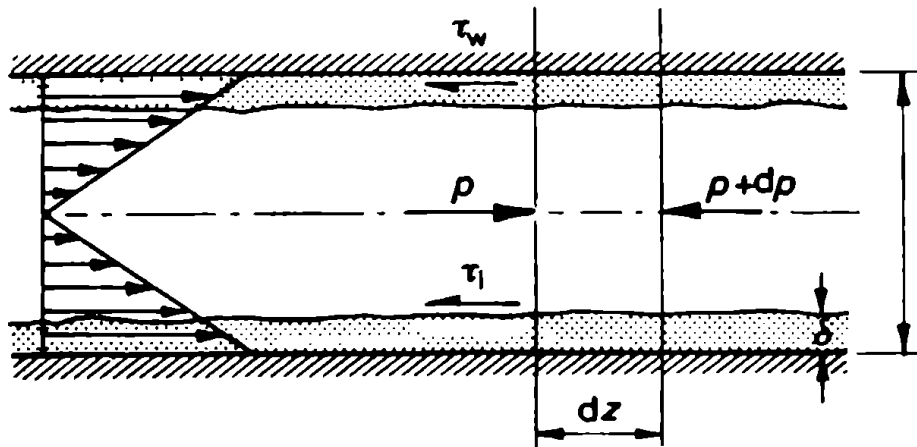
$M_{FF}$  : La masse de liquide contenue dans le film par unité de longueur ( $=\pi D\delta\rho_f$ ).

$\delta$ : L'épaisseur moyenne du film.

$\rho_f$  : La densité du liquide.

### III.3. Le film liquide

Malgré la plage limitée d'application, il est pratique de commencer par considérer que la totalité du liquide est dans le film et que l'interface est lisse. De plus, on suppose que les forces gravitationnelles et d'accélération sont absentes, c'est-à-dire un écoulement horizontal, isotherme, stable et axisymétrique (Fig. III.2). À partir d'un équilibre des forces sur les phases combinées, puis sur la phase vapeur seule.



**Figure.III.2.** Distribution de contrainte de cisaillement dans l'écoulement annulaire horizontale

$$-\left(\frac{dp}{dz} F\right) = \frac{4\tau_w}{D} \quad (III.4)$$

$$-\left(\frac{dp}{dz} F\right) = \frac{4\tau_i}{(D-2\delta)} \quad (III.5)$$

Il est pratique de développer la présente analyse en termes de paramètres déjà familiers tels que  $\phi_f^2$  et  $\alpha$  ('En divisant l'équation (III.4) par  $\left(\frac{dp}{dz}F\right)_f$ , le gradient de pression pour la phase liquide considérée comme étant seule à s'écouler dans le canal.

$$\phi_f^2 = \frac{\tau_w}{\tau_f} \quad (III.6)$$

Où  $\tau_f$  est la contrainte de cisaillement de paroi lorsque la phase liquide s'écoule seule dans le canal.

$$\tau_w = f_{TP} \left( \frac{\rho_f u_f^2}{2} \right) \quad ; \quad \tau_f = f_f \left( \frac{\rho_f j_f^2}{2} \right) \quad (III.7)$$

En substituant l'équation (III.7) dans l'équation (III.6) et en se souvenant que  $u_f = \frac{j_f}{(1-\alpha)}$  alors :

$$\phi_f^2 = \frac{1}{(1-\alpha)^2} \left( \frac{f_{TP}}{f_f} \right) \quad (III.8)$$

Il est intéressant de constater que le nombre de Reynolds du film liquide sur la paroi du canal  $\left( \frac{4\delta u_f \rho_f}{\mu_f} \right)$  est identique au nombre de Reynolds lorsque le liquide est supposé s'écouler seul dans le canal  $\left( \frac{D j_f \rho_f}{\mu_f} \right)$ . Étant donné que le facteur de frottement  $f_{TP}$  peut être lié de la même manière au nombre de Reynolds du film liquide qu'à celui du liquide s'écoulant seul,

On peut prendre  $\frac{f_{TP}}{f_f}$  comme étant égal à l'unité. Par conséquent :

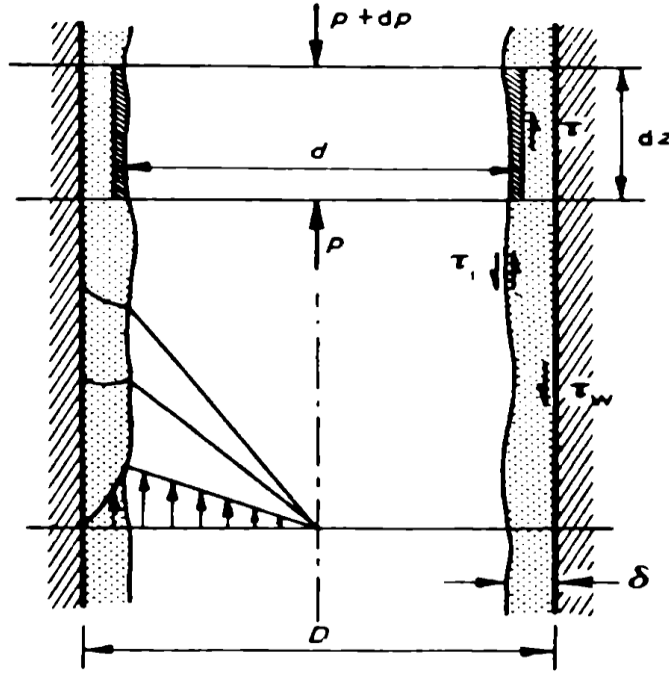
$$\phi_f^2 = \frac{1}{(1-\alpha)^2} \quad (III.9)$$

Ce résultat simple est important car, en connaissant le débit du liquide du film, il est possible d'obtenir l'épaisseur du film de liquide à partir du gradient de pression ou vice versa. Des analyses plus raffinées qui relient le débit de liquide du film au gradient de pression par frottement et à l'épaisseur du film ont été publiées par Calvert et Williams (1958) [8], Mantzouranis (1959) [9], Dukler (1960) (écoulement descendant) [10], Hewitt (1961) (écoulement ascendant) [11], et Kunz et Yerazunis (1967) [12]. La procédure générale dans ces traitements a été de décrire la distribution de contrainte de cisaillement dans le film liquide, de la relier au gradient de vitesse en utilisant l'une des relations empiriques pour la viscosité turbulente, d'intégrer pour obtenir le profil de vitesse et d'intégrer une fois de plus pour obtenir le débit du film. Les traitements antérieurs impliquent soit une contrainte de cisaillement constante à travers le film (Mantzouranis 1959) ou incorrectement admis l'effet

des forces gravitationnelles (Calvert et Williams 1958) [8]. Une série d'améliorations ont été incorporées de manière systématique dans les théories ultérieures, incluant l'utilisation de la bonne distribution de contrainte de cisaillement (Hewitt 1961) [11], l'effet de la courbure (Dukler 1960[10]; Hewitt 1961[11]), l'influence de la distribution de contrainte de cisaillement sur la relation de viscosité turbulente (Kunz et Yerazunis (1967)[12]) et l'inclusion de la viscosité moléculaire dans la région turbulente (Kunz et Yerazunis (1967)[12]). Dans le cas où l'influence des forces de gravité peut être ignorée, ces théories améliorées donnent toutes des résultats très proches de l'équation (III.9). Un graphique du facteur de frottement du film liquide  $f_{TP}$  en fonction du nombre de Reynolds du film liquide confirme qu'aux faibles ( $Re < 200$ ) et aux forts ( $Re > 8000$ ) nombres de Reynolds, les relations conventionnelles de facteur de frottement laminaires et turbulentes (Blasius) pour les écoulements monophasiques sont également valables pour l'écoulement du film. À un nombre de Reynolds de 1000, la valeur de  $f_{TP}$  se situe à environ 1,5 fois la relation laminaire conventionnelle sur une courbe lisse ayant les relations de facteur de frottement laminaires et turbulentes comme asymptotes.

Dans le cas général, une fraction de masse ( $e$ ), du débit liquide total peut être entraînée dans le flux de vapeur et le débit de film liquide sera alors  $w_f(1 - e)$ . Dans de nombreux cas, les gouttelettes entraînées peuvent être supposées se déplacer à des vitesses proches de la vitesse de vapeur et pour de grandes valeurs du rapport  $\left(\frac{v_g}{v_f}\right)$ , leur contribution à la fraction volumique liquide ( $1 - \alpha$ ) est faible. Dans ce cas, L'équation (III.9) peut être modifiée de manière à inclure l'évaluation de  $\phi_f^2$ , la chute de pression correspondant au débit total de liquide ( $w_f$ ) s'écoulant seul dans le canal et remplacée par la chute de pression correspondant au débit d'écoulement du film liquide  $w_f(1 - e)$ .

Dans l'écoulement annulaire vertical, il est nécessaire de prendre en compte l'influence des forces gravitationnelles sur la distribution de contrainte de cisaillement dans le film liquide. En effectuant un équilibre des forces sur l'élément ombragé du film liquide, on peut montrer que la contrainte de cisaillement à n'importe quel diamètre  $d$  à l'intérieur du film liquide est donnée par :



**Figure.III.3.** Distribution de contrainte de cisaillement dans l'écoulement annulaire vertical

$$\tau = \tau_i \left[ \frac{(D-2\delta)}{d} \right] + \frac{1}{4} \left( \frac{dp}{dz} + \rho_f g \right) \left[ \frac{(D-2\delta^2-d^2)}{d} \right] \quad [3] \quad (\text{III.10})$$

Où

$$\tau_i = \frac{1}{4} \left( \frac{dp}{dz} + \rho_f g \right) (D - 2\delta) \quad (\text{III.11})$$

Une expression analytique pour la distribution de vitesse dans le film et le débit d'écoulement du film peuvent être dérivée ( $\tau = \mu_f \left( \frac{du_f}{dy} \right); u_f = 0 \text{ } d = D$ ) pour le cas de l'écoulement laminaire par intégration de l'équation (III.10).

Dans l'écoulement annulaire vertical, à mesure que la vitesse de vapeur diminue continuellement pour un débit de film liquide donné, on observe un minimum dans le gradient de pression. Ce minimum correspond étroitement à la condition spéciale intéressante de contrainte de cisaillement nulle sur la paroi. La distribution de contrainte de cisaillement dans ce cas est illustrée à la figure III.3. En ignorant tout changement de quantité de mouvement des fluides, le gradient de pression total  $\left( \frac{dp}{dz} \right)$  ne consiste qu'en la composante de hauteur statique.

$$-\left( \frac{dp}{dz} \right) = g \sin \theta \left[ \rho_g \frac{A_g}{A} + \rho_f \frac{A_f}{A} \right] = g \sin \theta [\alpha \rho_g + \rho_f (1 - \alpha)] \quad (\text{III.12})$$

Puisque le gradient de pression de frottement (basé sur la force de cisaillement de la paroi) est nul. Cette condition met en évidence les différences fondamentales entre les approches de bilan de quantité de mouvement et d'énergie pour la perte de charge diphasique. Dans ce cas particulier, bien que des pertes de frottement ne se produisent pas au niveau de la paroi du canal, des pertes d'énergie irréversibles se produisent encore à l'interface. Cette condition correspond, à faibles débits de liquide, à une valeur de  $de_j^* \approx 1,1$ . Si la vitesse de vapeur est réduite en dessous de cette valeur, le gradient de pression augmente brusquement, la contrainte de cisaillement de la paroi devient négative et le liquide proche de la paroi s'écoule vers le bas tandis que celui près de l'interface remonte. Enfin, la contrainte de cisaillement interfaciale ne peut plus assurer le transport de l'écoulement liquide entrant dans le tube, une « inversion de l'écoulement » se produit et la limite inférieure de l'écoulement annulaire Co-courant vers le haut est atteinte.

La distribution de contrainte de cisaillement donnée par l'équation (III.10) (ou des simplifications de celle-ci) constitue le point de départ des traitements analytiques de l'écoulement annulaire vertical (Hewitt 1961[9]), Kunz et Yerazunis 1967[10]). Une quantité considérable d'informations tabulées sous forme adimensionnelle pour les profils de vitesse et les débits de film en fonction de la contrainte de cisaillement de la paroi, de l'épaisseur de film et de l'équilibre entre les forces interfaciales et gravitationnelles a été présentée par Hewitt (1961) [11]. Wallis (1969) [13] a tracé certains de ces résultats en termes de facteur de frottement de film liquide  $f_{TP}$  pour l'écoulement vertical en fonction du nombre de Reynolds de film. Le facteur de frottement  $f_{TP}$  pour l'écoulement vertical, à perte de charge constante, suit celui pour l'écoulement horizontal (c'est-à-dire les relations d'écoulement monophasique habituelles) jusqu'à une certaine valeur particulière du nombre de Reynolds de film après quoi, comme on pourrait s'y attendre, il diminue considérablement. Wallis a donné des équations empiriques reliant cette valeur critique de nombre de Reynolds à la perte de charge. Une correction simple mais précise pour prendre en compte l'influence des forces gravitationnelles dans l'écoulement vertical a été proposée par Collier et Hewitt (1961) [11].

$$\frac{w_{fv}}{w_{fc}} = \frac{(3\tau_i - 3\rho_f \delta g)}{(3\tau_i - 2\rho_f \delta g)} \quad \text{(III.13)}$$

Où  $W_{fv}$  est le débit de film prenant en compte les forces de gravité et  $W_{fc}$  est le débit de film pour une contrainte de cisaillement constante. Ainsi, pour une chute de pression donnée et une épaisseur de film, le débit de film diminue en dessous de celui implicite dans l'équation (III.9) lorsque  $(\rho_f \delta g)$  devient une fraction significative de  $\tau_i$ .

### III.4 Le noyau de vapeur

Considérons maintenant le noyau de vapeur. En revenant à l'équation (III.2) et en la divisant par  $\left(\frac{dp}{dz} F\right)_g$ , le gradient de pression pour la phase vapeur s'écoulant seule dans le canal

$$\phi_g^2 = \frac{\tau_i}{\tau_g} \frac{D}{(D-2\delta)} = \frac{\tau_i}{\tau_g} \frac{1}{\alpha^{1/2}} \quad (III.14)$$

Où  $\tau_g$  est la contrainte de cisaillement à la paroi lorsque la phase gazeuse s'écoule seule dans le canal.

$$\tau_i = f_i \left[ \frac{\rho_g (u_g - u_i)^2}{2} \right] \quad \tau_g = f_g \left[ \frac{\rho_g j_g^2}{2} \right] \quad (III.15)$$

Où  $f_i$  est le facteur de frottement interfacial,  $u_g$  est la vitesse moyenne du noyau de vapeur et  $u_i$  est la vitesse de la phase liquide à l'interface. En général, la vitesse à l'interface est très faible par rapport à la vitesse du noyau de vapeur et peut être négligée. En substituant (III.15) dans (III.14) et en rappelant que  $u_g = \frac{j_g}{\alpha}$ , on obtient :

$$\phi_g^2 = \frac{1}{\alpha^{5/2}} \frac{f_i}{f_g} \quad (III.16)$$

Si l'interface est lisse, alors  $\frac{f_i}{f_g}$  sera proche de l'unité, et donc

$$\phi_g^2 \approx \frac{1}{\alpha^{5/2}} \quad (III.17)$$

Cette équation est une mauvaise représentation de la variation expérimentale de  $\phi_g^2$  avec  $\alpha$ , sauf à très faibles débits liquides ( $Re_f < 100$ ). À des débits liquides plus élevés, l'interface est perturbée par de petites ondulations et le facteur de frottement interfacial ( $f_i$ ) augmente progressivement au-dessus de la valeur du tube lisse ( $f_g$ ). Shearer et Nedderman (1965) [14], ont donné des recommandations pour calculer la contrainte de cisaillement interfaciale dans cette région de "vagues de rides". À des débits liquides plus élevés ( $Re_f > 400$ ), des ondes de perturbation beaucoup plus importantes se produisent à l'interface avec l'apparition de la turbulence dans le film. Plusieurs tentatives ont été faites pour corréler la variation du facteur de frottement interfacial ou de la rugosité interfaciale effective dans cette région de "vagues de perturbation" avec les autres paramètres d'écoulement. Ces études comprennent celles de Wallis (1969) [13], Calvert et Williams (1958) [8], Mantzouranis (1959) [9], Hewitt et Hall-Taylor (1970) [4], Asali et al. (1985) [15], et Lopes et Dukler (1986) [16]. La principale conclusion de ces études a été que le facteur de frottement interfacial ou la rugosité est une fonction directe de l'épaisseur du film liquide. La plus simple

des relations proposées est celle de Wallis (1969) [13], qui indique que, dans le cas de l'absence d'entraînement et en ignorant la vitesse d'interface  $u_i$

$$\frac{f_i}{f_g} = 1 + 300 \frac{\delta}{D} = 1 + 75(1 - \alpha) \quad (\text{III.18})$$

La substitution de l'équation (III.18) dans l'équation (III.16) donne :

$$\phi_g^2 = \left[ \frac{1+75(1-\alpha)}{\alpha^{5/2}} \right] \quad (\text{III.19})$$

Cette relation, la relation d'interface lisse (équation. (III.17)) et la courbe empirique de Lockhart-Martinelli sont représentées sur la figure 3.5, ainsi qu'une variation typique de  $\phi_g^2$  avec le débit de liquide à une vitesse de vapeur constante. Wallis a étudié l'effet de la vitesse d'interface et de l'entraînement sur la contrainte de cisaillement interfaciale et a suggéré des corrections empiriques pour ces effets. En supposant que la vitesse d'interface  $u_i$  est deux fois la vitesse de film moyenne  $u_f$ , alors :

$$\tau_i = f_i \left[ \frac{\rho_c (u_g - 2u_f)^2}{2} \right] \quad (\text{III.20})$$

Où  $\rho_c$  est la densité moyenne du noyau de vapeur, y compris l'entraînement, donnée par :

$$\rho_c = \left[ \frac{w_g + ew_f}{w_g} \right] \rho_g \quad (\text{III.21})$$

En utilisant l'équation pour le rapport  $\frac{u_g}{u_f}$  [3]

$$\frac{u_g}{u_f} = \frac{w_g \rho_f A_f}{w_f \rho_g A_g} = \left( \frac{x}{1-x} \right) \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} \right) \left( \frac{1-\alpha}{\alpha} \right)$$

Alors :

$$\left[ \frac{u_g - 2u_f}{u_g} \right]^2 = \left[ 1 - 2 \left( \frac{u_f}{u_g} \right) \right]^2 = \left[ 1 - 2 \left( \frac{\alpha}{1-\alpha} \right) \left( \frac{\rho_g}{\rho_f} \right) \left( \frac{w_f(1-e)}{w_g} \right) \right]^2 \quad [3] \quad (\text{III.22})$$

Appliquer ces corrections à l'équation (3.19) :

$$\phi_g^2 = \left[ \frac{1+75(1-\alpha)}{\alpha^{5/2}} \right] \left[ \frac{w_g + ew_f}{w_g} \right] \left[ 1 - 2 \left( \frac{\alpha}{1-\alpha} \right) \left( \frac{\rho_g}{\rho_f} \right) \left( \frac{w_f(1-e)}{w_g} \right) \right]^2 \quad (\text{III.23})$$

Lopes et Dukler (1986)[16] ont démontré que l'échange de l'élan dû à l'entraînement et à la déposition de gouttelettes fournit une part significative du gradient de pression. Ces mesures ont permis d'évaluer séparément cette contribution de celle due à la rugosité inter faciale.

### III.5 Dépôt et entraînement

Les équations précédentes données dans les sections (III.3) et (III.4) peuvent être utilisées uniquement si la fraction de liquide entraîné dans le noyau de vapeur ( $e$ ) n'est spécifiée ou connue. Cependant, dans tous les cas généraux, on peut s'attendre à ce que l'entraînement de liquide à partir du film tende d'augmenter ( $e$ ) ou, alternativement, la déposition des gouttelettes de liquide sur le film puisse entraîner une réduction de ( $e$ ). Dans des circonstances particulières, le taux d'entraînement ( $E$ ) peut être exactement égal au taux de déposition ( $D_d$ ) et, dans ce cas, la fraction d'entraînement de liquide ( $e$ ) ne change pas avec la longueur et l'écoulement peut être dit être en équilibre hydrodynamique (c'est-à-dire « complètement développé »).

Le taux de dépôt ( $D_d$ ) des gouttelettes du noyau de vapeur sur le film liquide peut être donné par :

$$D_d = KC \quad (III.24)$$

Où  $k$  est le coefficient de déposition ou de transfert de masse (m/s) et  $C$  est la concentration moyenne homogène des gouttelettes dans le noyau de vapeur ( $\text{kg/m}^3$ ), qui peut être calculée à condition que ( $e$ ) soit connu. Des mesures de  $k$  ont été réalisées et il est clair que la concentration des gouttelettes a un effet important sur  $k$ , tout comme la tension de surface, la densité du gaz et le diamètre du tube. Govan et al. (1988) [6], ont corrélé les données disponibles en établissant une relation entre  $k \left( \frac{\rho_g D}{\sigma} \right)^{1/2}$  et  $\frac{c}{\rho_g}$ .

$$\begin{aligned} K \left( \frac{\rho_g D}{\sigma} \right)^{1/2} &= 0.18 \quad \text{si } c/\rho_g < 0.3 \\ K \left( \frac{\rho_g D}{\sigma} \right)^{1/2} &= 0.083 \left( \frac{c}{\rho_g} \right)^{-0.65} \quad \text{si } c/\rho_g > 0.3 \end{aligned} \quad (III.25)$$

Il y a une dispersion considérable, mais environ les deux tiers des points se trouvent dans une déviation de  $\pm 30\%$ . L'entraînement à partir d'un film liquide est associé à l'apparition d'ondes de perturbation à l'interface et, en général, dépend à la fois des débits de vapeur et de liquide. À des faibles débits de liquide correspondant aux régions de film « lisse » et « ondulé » (nombres de Reynolds du film liquide inférieurs à 200), peu ou pas d'entraînement ne se produira même à des vitesses de vapeur très élevées. Govan et al. (1988)[6] ; fournissent une expression pour le nombre de Reynolds critique du film liquide pour le début de l'entraînement :

$$Re_{f,crit} = \exp \left[ 5.8504 + 0.4249 \left( \frac{\mu_g}{\mu_f} \right) \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{1/2} \right] \quad (III.26)$$

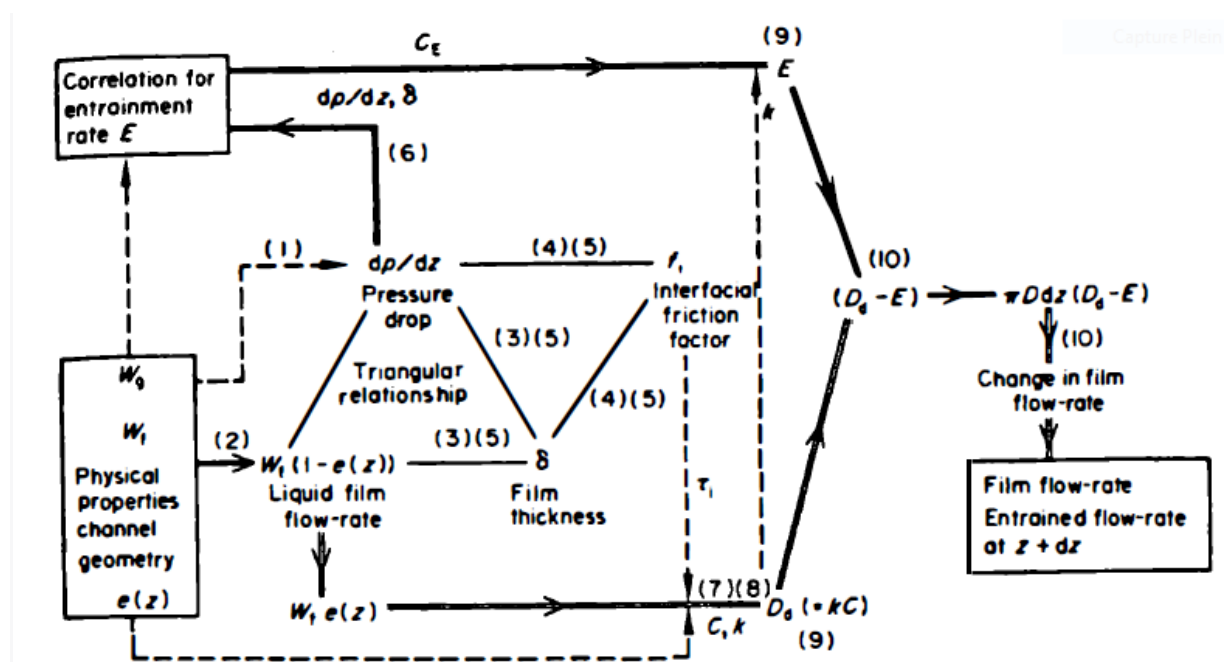
Avec l'apparition de la turbulence dans le film, pour des nombres de Reynolds compris entre 200 et 3000, la quantité d'entraînement dépend à la fois des débits de vapeur et de liquide. Dans un écoulement totalement turbulent, au-dessus d'un nombre de Reynolds du film de 3000, les conditions pour le début de l'entraînement dépendent principalement de la vitesse de la vapeur. Dans le cas d'un film totalement turbulent ( $Re_f > 3000$ ), la vitesse critique de la vapeur pour le début de l'entraînement à partir du film peut être donnée par :

$$j_g = 1.5 \times 10^{-4} \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{1/2} \frac{\sigma}{\mu_g} \quad (III.27)$$

Cette relation avec une constante différente ( $2.42 \times 10^{-4}$ ) a été suggérée par Steen et recommandée par Wallis (1969) [13]. En pratique, il est difficile de définir précisément la vitesse de la vapeur à laquelle commence l'entraînement.

### III.6 Interrelations dans l'écoulement annulaire et procédure de calcul

Les relations individuelles discutées dans les sections III.3, III.4 et III.5 peuvent être combinées de différentes manières pour fournir une méthode d'analyse complète de l'écoulement annulaire axisymétrique. La méthode particulière choisie pour cette combinaison des relations individuelles dépend de la nécessité de faire une prédiction à partir de variables indépendantes connues, ou bien de tester une relation particulière à l'aide de données expérimentales réelles.



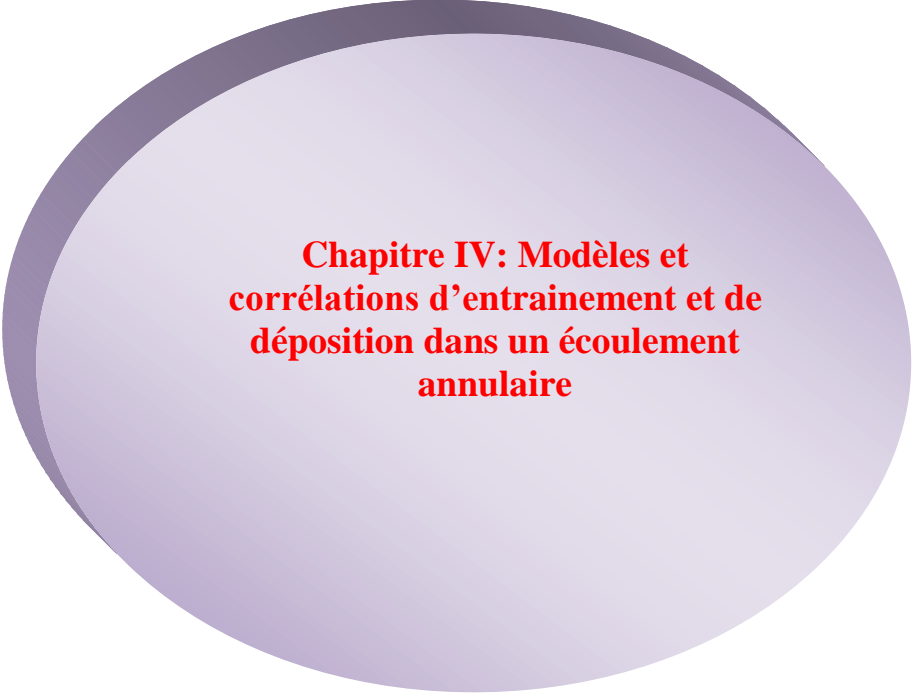
**Figure III.4** Interrelations dans l'écoulement annulaire.

Dans le cas où une prédiction doit être faite, les variables indépendantes connues sont généralement les débits de phase individuels, les propriétés physiques des phases et la géométrie du canal. De plus, une certaine idée de la quantité initiale d'entraînement ( $e = 0$ ,  $e=1$  ou "équilibre") peut être obtenue à partir de la connaissance de la conception du dispositif de mélange des phases et de son emplacement par rapport au point d'intérêt (c'est-à-dire proche ou en amont). La procédure de calcul du débit du film à  $(z + dz)$  étant donné les conditions à  $z$  est présentée sous forme d'un diagramme dans la figure III.3 et se déroule comme suit :

1. Utiliser les valeurs connues des débits de phase, des propriétés physiques et de la géométrie du canal pour obtenir une estimation initiale du gradient de pression combiné de frottement et de la hauteur statique à partir des modèles d'écoulement homogène ou séparé
2. Utiliser les informations sur la quantité d'entraînement liquide à  $z$  pour obtenir le débit de film liquide  $w_f(1 - e(z))$
3. Utiliser le gradient de pression et le débit de film liquide pour obtenir l'épaisseur du film liquide.
4. Utiliser le débit de phase vapeur, les propriétés physiques et la géométrie du canal ainsi que l'épaisseur de film calculée et la fraction de liquide entraîné  $e(z)$  pour obtenir la valeur de  $\phi_g^2$  (éq. (III.23)) et une nouvelle estimation du gradient de pression.
5. Revenir à l'étape (3) et itérer entre les étapes (3) et (5) pour obtenir des valeurs cohérentes pour l'épaisseur du film et le gradient de pression.
6. Utiliser ces valeurs d'épaisseur de film et de gradient de pression pour calculer  $C_E$
7. Utiliser la valeur calculée de la contrainte de cisaillement interfaciale  $\tau_i$  (éq. (III.20)) et les propriétés physiques pour calculer  $k$  à partir de (éq. (III.25)).
8. Utiliser le débit de liquide entraîné ( $w_f e(z)$ ) et le débit de gaz ( $w_g$ ) pour calculer la concentration moyenne homogène de gouttelettes dans le noyau de vapeur  $C = \frac{w_f e(z) \rho_g}{w_g}$
9. Utiliser  $k$  et  $C$  pour calculer  $D_d$ , utiliser  $k$  et  $C_E$  pour calculer  $E$ .
10. Calculer  $(D_d - E)$ , multiplier par la surface de la paroi du tube  $\pi D d_z$  pour obtenir la variation du débit de film (positif ou négatif) sur la distance  $dz$ . Calculer la valeur de  $e(z + d_z)$  Et répéter les étapes (1) à (10) pour le prochain incrément le long du canal.

### **III.7 Conclusion**

On a parlé dans ce chapitre de l'écoulement annulaire et le mécanisme de la condition de flux de chaleur critique ainsi que le film liquide et Le noyau de vapeur puis on a passé a la déposition et l'entraînement avec leurs interrelation dans un écoulement annulaire. Le chapitre prochain portera sur les différents modèles de l'entraînement et de déposition connu dans la littérature.



**Chapitre IV: Modèles et  
corrélations d'entraînement et de  
déposition dans un écoulement  
annulaire**

## Introduction

Dans ce chapitre, on présente les modèles et ou corrélations d'entraînement et de déposition rapportés dans la littérature pour la prédiction du phénomène d'assèchement. Ce chapitre contient deux sections. La première est consacrée à l'entraînement et la seconde à la déposition des gouttelettes liquides.

### IV.1 Entraînement de liquide dans un écoulement annulaire

L'entraînement est un processus défini comme un transfert de masse mécanique du champ de vitesse liquide continu vers le champ de gouttelettes. Par conséquent, l'entraînement n'est possible que s'il y a une paroi dans l'écoulement, c'est-à-dire dans un écoulement de canal. L'instabilité de surface sur le film causée par la vitesse relative du film-gaz est la raison de la formation de gouttelettes et de leur entraînement.

L'entraînement est quantitativement décrit par des modèles pour les caractéristiques suivantes :

- Identification de la condition de départ de l'entraînement
- La masse quittant le film et entrant dans le champ de gouttelettes par unité de temps et de volume de mélange

$$\mu_{23} = \alpha_{23}E \quad (IV.1)$$

Où  $\alpha_{23}$  est la densité de surface d'interface, c'est-à-dire la surface entre le gaz et le film par unité de volume de mélange.

- La taille des gouttelettes entraînées.

Les gouttelettes dans le noyau du gaz peuvent suivre la turbulence pulsation des gaz en fonction de leurs tailles, à cet effet, une sorte de diffusion turbulence des régions à forte concentration de gouttelettes vers une région à plus faible concentration est possible, si les gouttelettes sont suffisamment petites.

Le dépôt de gouttelettes du flux de gaz vers la paroi conduisant à une augmentation de l'épaisseur de la paroi du film, si le centre de gaz est turbulent, il ya dans tous les cas le dépôt des gouttelettes sur la paroi.

Cette section contient un ensemble de corrélations empiriques utilisées dans la littérature pour modéliser le débit massique d'entraînement.

### IV.1.1 Le modèle de Whalley et al.

Whalley et al. (1974) [17] proposent une formule pour le taux de masse d'entraînement et de déposition :

$$E = fC \quad (IV.2)$$

$$D_d = fC_{eq} \quad (IV.3)$$

Avec :

$$C = \frac{\alpha_3}{\alpha_1 + \alpha_3} \rho_c \quad (IV.4)$$

Représente la concentration homogène de gouttelettes en  $K_g/m^3$  dans le noyau de vapeur. Le coefficient de disposition  $f$  dépend de la taille des particules, elle-même dépendante de la tension de surface et d'autres paramètres locaux. Afin d'éviter le calcul de la taille des particules, Whalley et al.(1974) [17] ont tracé la dépendance de  $f$  en fonction de la tension de surface, qui a ensuite été corrélée par Katto (1984)[18]. Comme la quantité de déposition est égale à celle de l'entraînement à l'état d'équilibre, la même valeur de  $f$  est utilisée dans les équations (IV.32) et (IV.32). Les données collectées par Hutchinson et Whalley en (1973) [19] pour la concentration d'équilibre des gouttelettes  $C_{eq}$  sont fonction du cisaillement inter facial.

$$\frac{\tau_i \delta}{\sigma} \quad (IV.5)$$

$\delta$  : Épaisseur du film

$\sigma$  : Coefficient de tension superficielle

$\tau_i$ : Contrainte inter facial

Tomiyama et al. (1988)[20] les a approximées avec :

$$C_{eq} = \begin{cases} 186,349 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^2 + 0,185919 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) - 0,0171915 \rightarrow \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) \leq 0,047 \\ 92,6903 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^2 + 10,5584 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) - 0,309705 \rightarrow 0,047 < \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) \leq 0,1 \\ 51,6429 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^2 + 27,1302 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) - 1,65863 \rightarrow 0,1 < \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) \leq 0,3 \\ 145,8329 \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right)^{2,13707} \rightarrow \left( \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \right) > 0,3 \end{cases} \quad (IV.6)$$

Satio (1978) [21] a proposé une approximation antérieurement comme suit :

$$C_{eq} = 2.141 \times 10^4 \frac{\tau_i \delta^5}{\sigma} - 8.135 \times 10^3 \frac{\tau_i \delta^4}{\sigma} + 8.84 \times 10^2 \frac{\tau_i \delta^3}{\sigma} + 1.925 \times 10 \frac{\tau_i \delta^2}{\sigma} - 0.171 \frac{\tau_i \delta}{\sigma} - 2.65 \times 10^{-4} \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \leq 0.1 \quad (IV.7)$$

$$C_{eq} = 4.681 \times 10 \frac{\tau_i \delta^{*5}}{\sigma} - 1.01 \times 10^2 \frac{\tau_i \delta^{*4}}{\sigma} + 6.351 \times 10 \frac{\tau_i \delta^{*3}}{\sigma} - 9.901 \times 10 \frac{\tau_i \delta^{*2}}{\sigma} + 8.97 \frac{\tau_i \delta}{\sigma} - 0.376 \quad 0.1 < \frac{\tau_i \delta}{\sigma} \quad (IV.8)$$

La contrainte inter faciale est donnée par l'équation suivante :

$$\tau_i = \frac{\lambda_{R12}}{8} = \rho_c j_g^2 \quad (IV.9)$$

Avec:

❖ La vitesse superficielle (gaz-liquide) :

$$j_g = \alpha_1 w_1 + \alpha_3 w_3 \quad (IV.10)$$

❖ Densité :

$$\rho_c = \frac{(\alpha_1 \rho_g w_1 + \alpha_3 \rho_{3c} w_3)}{j_g} \quad (IV.11)$$

❖ Le coefficient de frottement :

$$\lambda_{R12} = \lambda_{R1} \left( \frac{1+360\delta}{D_h} \right) \quad (IV.12)$$

❖ Le coefficient de frottement calculé en utilisant le nombre de Reynolds :

$$\lambda_{R1} = \begin{cases} \frac{64}{Re_{core}} \rightarrow Re_{core} \leq 2000 \\ \frac{0.3164}{Re_{core}^{1/4}} \rightarrow Re_{core} > 2000 \end{cases} \quad (IV.13)$$

$$Re_c = (\alpha_1 \rho_g w_1 + \alpha_3 \rho_{3c} w_3) \frac{D_h}{\eta_1} \quad (IV.14)$$

Satio et al. (1978) [21] ont utilisé 310 points expérimentaux au lieu de 360 pour l'air dans l'équation du coefficient de frottement, l'épaisseur du film est évaluée avec la relation triangulaire

$$\left( \frac{d_p}{d_z} \right)_f = \frac{4\delta}{D_h} \left( \frac{d_p}{d_z} \right)_g \quad (IV.15)$$

Selon Turner et Wallis (1965) [22], où :

$$\left(\frac{d_p}{d_z}\right)_f \approx \frac{4\tau_i}{D_h} \quad (IV.16)$$

Est la perte de charge par frottement diphasique est exprimée en unité de longueur

$$\left(\frac{d_p}{d_z}\right)_f = \frac{\frac{1}{2}\rho_f W_2^2 \lambda_{R2}}{D_h} \quad (IV.17)$$

Est la perte de charge par frottement en unité de longueur dans le film

Le coefficient de frottement du film

$$\lambda_{R2} = \lambda_{R2}\left(R_{e2}, \frac{k}{D_h}\right) \quad (IV.18)$$

Est estimé en utilisant l'analyse de Hewitt. Si trois modèles de fluide sont utilisés, l'épaisseur du film est le résultat naturel de l'intégration de l'équation de conservation de masse pour la géométrie mouillée particulière.

#### IV.1.2 Le modèle d'Ishii et Mishima

Ishii et Mishima (1981) [23] ont observé une dispersion plus importante dans la région avec une faible valeur de  $\left(\frac{\tau_i \delta}{\sigma}\right)$ , ce qui suggère qu'un seul paramètre adimensionnel n'est pas suffisant pour décrire correctement l'entraînement à l'équilibre. Ils ont préconisé l'utilisation d'un nombre de Weber modifié et d'un nombre de Reynolds pour le liquide. Leur corrélation est donnée par l'équation (IV.19).

$$C_{eq} = \rho_g \tanh\left(7.25 \times 10^{-7} W_{em}^{1.25} R_{el}^{1.25}\right) \frac{G_l}{G_g} \quad (IV.19)$$

$$\frac{C_{eq} G_g}{\rho_g G_l} = E_\infty = \tanh\left(7.25 \times 10^{-7} W_{em}^{1.25} R_{el}^{1.25}\right)$$

Avec :

$$W_{em} = \frac{\rho_g j_g^2 d_{eq}}{\sigma} \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g}\right)^{1/3} \quad (IV.20)$$

$$R_{el} = \frac{\rho_l j_l d_{eq}}{\mu_l}$$

### IV.1.3 Le modèle de Kataoka et al.

Kataoka et Ishii (1982) [24] ont constaté que l'entraînement commence si la condition suivante est remplie :

$$Re_{2f} > Re_{2fc} \quad (IV.21)$$

Ensuite, les auteurs ont distingué deux régimes d'entraînement selon que le champ de gouttelettes est sous-entraîné ou surentraîné par rapport à l'état d'équilibre. La fraction de masse entraînée du débit de masse totale de liquide qui définit la limite entre ces deux régimes est définie par la corrélation suivante :

$$E_{\infty} = \tanh(7,25 \times 10^{-7} \times W_{ishii}^{1,25} \times Re_{e23}^{\frac{1}{4}}) \quad (IV.22)$$

La corrélation ci-dessus pour  $E_{\infty}$  a été vérifiée avec des données dans la région :

$$2 \times 10^4 < W_{eishii}^{1,25} Re_{e23}^{1/4} < 8 \times 10^6$$

$$1 < p < 4 \text{ bar}$$

$$0.0095 < D_h < 0.032 \text{ m}$$

$$320 < Re_2 < 6400$$

$$\alpha_1 V_1 < 100 \text{ m/s}$$

Dans cette région de paramètres, la valeur maximale de l'entraînement sans dimension était de  $E \frac{\eta_2}{D_h}$  et  $\approx 20$ . Le régime sous-entraîné (section en tranche et injection régulière de liquide sous forme de film, entraînant un excès de liquide dans le film par rapport à l'état d'équilibre) est défini par :

$$Re_2 > Re_{2\infty}$$

Dans ce régime, le débit de masse entraîné est décrit par la corrélation suivante qui a été publiée par Kataoka et Ishii en (1983) [24] :

$$E = \frac{\eta_2}{D_h} \left( \frac{[0,72 \times 10^{-9} \times Re_{e23}^{1,75} \times W_{ishii} (1-E_{\infty})^{0,25} (1-\frac{e}{E_{\infty}})^2]}{+[6,6 \times 10^{-7} \times (Re_{e23} W_{eishii})^{0,925} \times (1-e)^{0,185} \times (\frac{\eta_1}{\eta_2})^{0,26}]} \right) \quad (IV.23)$$

Pour le régime de surentraînement (l'entraînement est causé par la séparation des crêtes d'ondes de rouleaux par l'écoulement de noyau de gaz), défini par :

$$Re_2 \leq Re_{2\infty} \quad (IV.24)$$

Le débit de masse entraîné est corrélé par Kataoka et Ishii (1983) [24] comme suit :

$$E = \frac{\eta_2}{D_h} [6,6 \times 10^{-7} \times (Re_{e23} W_{eishii})^{0,925} \times (1-e)^{0,185} \times (\frac{\eta_1}{\eta_2})^{0,26}] \quad (IV.25)$$

Lopez de Bertodano et al. (1998) [25] ont recommandé en 1998 de remplacer la corrélation de Kataoka et Ishii par la corrélation suivante

$$E = \frac{\eta_2}{D_h} \left\{ 4.47 \times 10^{-7} \times [(R_{e_{2f}} - R_{e_{2fc}}) W_{e_{lopez}}] \right\}^{0.925} \left( \frac{\eta_1}{\eta_2} \right)^{0.26} \quad (IV.26)$$

Cette corrélation donne les mêmes résultats que la corrélation de Kataoka et Ishii pour les pressions basses et les débits de masse relativement faibles, mais une meilleure concordance avec les données pour les pressions élevées et les grands débits de masse de gaz.

Le taux de dépôt de gouttelettes de diffusion a été étudié par plusieurs auteurs et des données fiables sont disponibles. La corrélation la plus fréquemment utilisée dans la littérature est celle de Paleev et Filipovich (1966) [26] ; qui est utilisée par Kataoka et Ishii avec de légères modifications :

$$E = \left( \frac{\eta_2}{D_h} \right) \times 0.022 \times \left( \frac{\eta_1}{\eta_2} \right)^{0.26} \times (R_{e_{23}} - R_{e_2})^{0.74} \quad (IV.27)$$

Pour les gouttelettes existantes, c'est-à-dire pour  $\alpha_3 > 0.0001$ , le modèle de Kataoka-Ishii était basé sur des données dans les régions suivantes :

$$277 < R_{e_{23}} < 5041$$

$$1414 < W_{e_{ishii}} < 9602$$

$$0.0095 < D_h < 0.032$$

#### IV.1.4 Le modèle d'Adamsson et Anglart(2004) [27]

$$E = k_e \rho_f \pi_e^n \quad (IV.28)$$

Avec :

$$\pi_e = \frac{f_i \rho_g j_g^2}{\sigma / \delta} \quad (IV.29)$$

#### IV.1.5 Le modèle de Hewitt et Govan

Un modèle a été proposé par Hewitt et Govan (1989) [27]. Pour l'entraînement, les auteurs recommandent la corrélation de Govan et al. (1988) [6].

Il existe un manque de techniques expérimentales satisfaisantes pour mesurer le taux d'entraînement (E). Une approche consiste à déduire (E) à partir de mesures expérimentales du débit de liquide entraîné dans des conditions d'équilibre hydrodynamique. Dans ces circonstances :

$$E = K C_{eq} \quad (IV.30)$$

Où  $C_{eq}$  est la concentration homogène d'équilibre des gouttelettes dans le cœur de gaz. Govan et al. (1988)[6] ; ont donné la corrélation suivante pour prédire le taux d'entraînement à l'équilibre ;

Pour  $G_{fF} > G_{Fcrit}$

$$E = 5.75 \times 10^{-5} G_g \left[ (G_{fF} - G_{fcrit})^2 \left( \frac{D\rho_f}{\sigma\rho_g^2} \right) \right]^{0.316} \quad (IV.31)$$

Et pour  $G_{fF} \leq G_{Fcrit}$

$$E = 0$$

## IV.2 Modèles de déposition dans un écoulement annulaire

### IV.2.1 Le modèle de Kotto (1984):

Ces corrélations manquent cependant dans la non inclusion du terme de tension superficielle, l'influence de la tension superficielle sur le coefficient de dépôt a été observé à partir des travaux de whalley et al ; basé sur l'influence dominante de la tension superficielle, Katto [18] a corrélé le coefficient de dépôt en fonction de la tension superficielle seule, sa corrélation (IV.32) bien que dimensionnelle, est valable sur une large gamme de pression (0.2-18 MPA).

$$\begin{aligned} k &= 0.405\sigma^{0.915} && \text{pour } \sigma \leq 0.0383 \text{ N/m} \\ k &= 9.480 \times 10^4 \sigma^{4.7} && \text{pour } \sigma > 0.0383 \text{ N/m} \end{aligned} \quad (IV.32)$$

### IV.2.2 Le modèle Paleev et Filipovich (1966) :

$$\frac{k}{j_g} = 0.022 R e_g^{0.25} \left( \frac{C}{\rho_g} \right)^{-0.26} \quad (IV.33)$$

Le taux de dépôt, k est corrélé à partir de ces mesures du taux de dépôt, l'une des premières corrélations de ce type (V.33) est due à Paleev et Filipovich (1966) [30] qui ont mené des expériences dans un canal rectangulaire, ils avaient observé que le coefficient de dépôt diminuait avec la concentration, ils avaient adimensionné le coefficient de dépôt en considérant son rapport avec la vitesse du centre de gaz. Il en résulte que le k calculé dépend du débit de gaz.

### IV.2.3 Le modèle d'Okawa et al :

Étant donné que le nombre de weber est indicatif de la taille des gouttelettes dans un écoulement annulaire, le terme tente en fait d'incorporer la taille des gouttelettes et est donc peut être fonctionnellement plus approprié que d'utiliser simplement la vitesse du gaz (ou la vitesse superficielle du gaz). Des travaux plus récents d'Okawa et de kataoka [32] prescrivent également l'utilisation du même terme. La corrélation d'Okawa et al (2003) [33], dérivée des mêmes données que celles de Hewitt et Goven est donnée par :

$$k \sqrt{\frac{\rho_g d_{eq}}{\sigma}} = 0.0632 \left( \frac{c}{\rho_g} \right)^{-0.5} \quad (IV.34)$$

### IV.2.4 Le modèle de Hewitt et Govan :

Une autre corrélation, incorporant l'effet de la tension superficielle est celle due à Hewitt et Goven(1990) [34], cette corrélation (IV.38) qui correspond le mieux à une large gamme de données pour différents fluides est non dimensionnel et comprend la plupart des paramètres sauf la vitesse de la phase gazeuse.

$$k \sqrt{\frac{\rho_g d_{eq}}{\sigma}} = 0.18 \quad ; \left( \frac{c}{\rho_g} \right) \leq 0.3 \quad (IV.35)$$

$$= 0.083 \left( \frac{c}{\rho_g} \right)^{-0.65} \quad ; \left( \frac{c}{\rho_g} \right) > 0.3$$

Valable pour l'air-genklene, fluoroheptane, air-eau, vapeur-eau et  $P < 110 \times 10^5$  Pa.

#### **IV.4 Conclusion**

Dans ce chapitre on a rapporté les différents modèles et corrélations d'entraînement et de déposition les plus connues dans la littérature. Ces modèles ont été mis en œuvre, en élaborant des programmes informatiques rédigés en langage fortran. Quelques résultats, obtenus par ces programmes sont présentés dans le prochain chapitre.



**Chapitre V: Résultats&Discutions**

### V.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les résultats de notre programme rédigé en langage fortran, basé sur la méthode décrite au chapitre (III). L'organigramme et la procédure de calcul décrits au chapitre (III) a été mise en oeuvre. Le programme fortran élaboré est donné en annexe.

### V.2 Écoulement eau-air

Les résultats obtenus par ce programme dans le cas d'un écoulement eau-air rapporté dans la référence [3] pour un tub vertical de diamètre 30 mm, où s'écoule un mélange d'eau et d'air de débit massique respectifs de 0.2 et 0.1 kg/s, la fraction de liquide entraîné,  $e$ , est estimée à 0.615 avec les propriétés physiques des deux phases suivantes :

$$\rho_f = 1000 \text{ kg/m}^3 \quad \rho_g = 1.64 \text{ kg/m}^3$$
$$\mu_f = 10^{-3} \text{ N s/m}^2 \quad \mu_g = 1.8 \times 10^{-5} \text{ N s/m}^2$$

$$\sigma = 0.072 \text{ N/m}$$

A l'aide de la méthode décrite dans le chapitre III, on s'est fixé comme objectif de prédire l'épaisseur du film liquide, le coefficient de frottement double phase et le gradient de pression.

Les résultats donnés dans la référence [3] sont présentés ci après :

thickness. Iteration finally obtains consistent values of the film thickness and two-phase pressure drop

$$\delta = 0.175 \text{ mm}, \quad \phi_g^2 = 5.19, \quad -\left(\frac{dp}{dz} F\right) = \underline{15.2 \text{ (kN/m}^2\text{)/m}}$$

Les résultats obtenus par notre programme concordent très bien avec ceux de la référence [3]. Nous les représentons ci après :

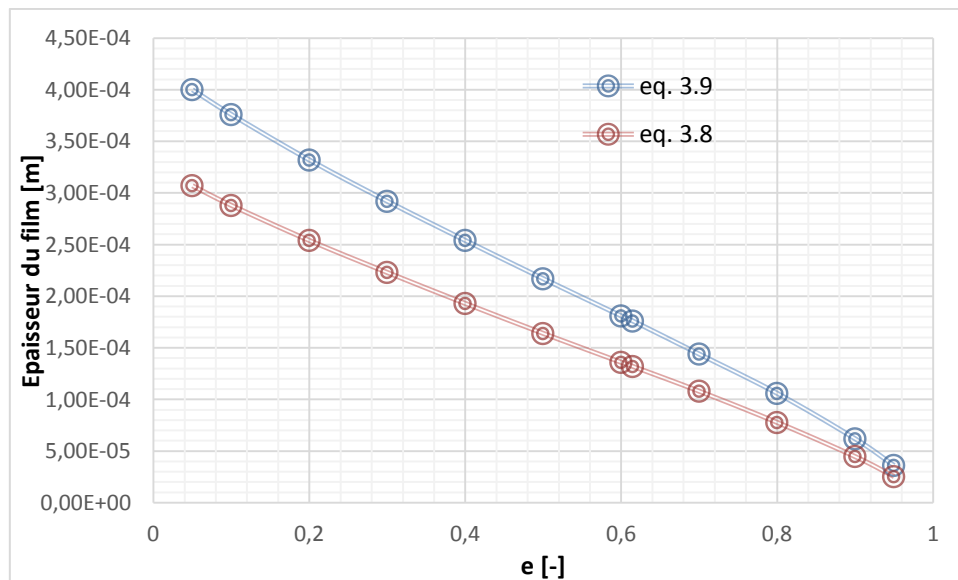
## Chapitre v : Résultats & discussions

Tableau 5.1. Épaisseur du film, facteur de frottement et du gradient pression en fonction de la fraction du liquide entraîné.

E	DELTA	TPMG	DPDZF
.050	.400E-03	.485E+01	.141E+05
.100	.376E-03	.499E+01	.146E+05
.200	.332E-03	.520E+01	.152E+05
.300	.292E-03	.533E+01	.156E+05
.400	.254E-03	.538E+01	.157E+05
.500	.217E-03	.533E+01	.156E+05
.600	.181E-03	.519E+01	.151E+05
.615	.176E-03	.516E+01	.151E+05
.700	.144E-03	.494E+01	.144E+05
.800	.106E-03	.454E+01	.132E+05
.900	.620E-04	.392E+01	.114E+05
.950	.360E-04	.346E+01	.101E+05

L'effet de la fraction de liquide entraîné a été étudié. Les figures V.1 à V.4 montrent l'évolution de l'épaisseur du film, du coefficient de frottement, et du gradient de la chute de pression en fonction de la fraction du liquide entraîné.

Lors du développement de l'équation (III.16), le rapport des coefficients de frottement  $\frac{f_{TP}}{f_f}$  à été supposé égal à 1. Dans notre programme, nous avons tenu compte du calcul de ce rapport, et les résultats obtenus sont représentés par les courbes en rouge.



**Figure V.1.** L'épaisseur du film en fonction de la fraction du liquide entraîné

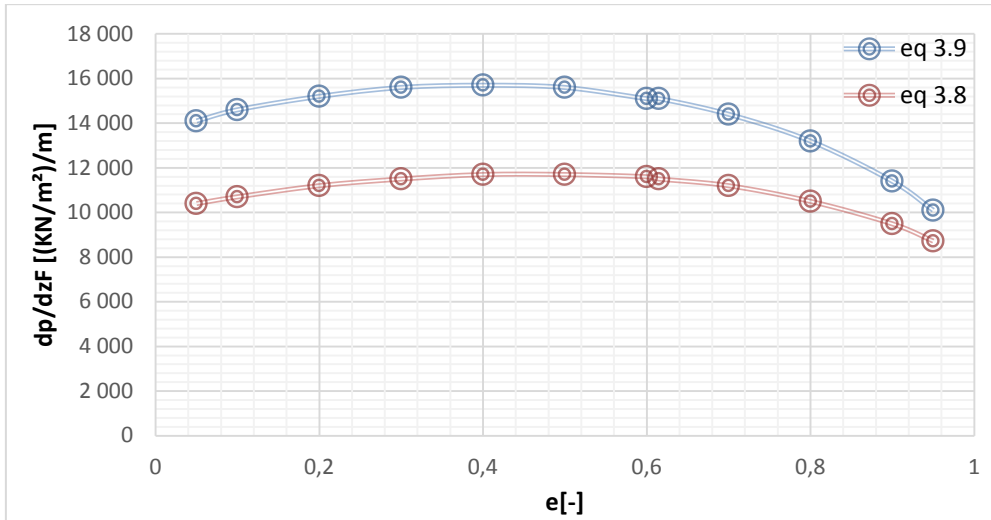


Figure V.2. Gradient de la chute de pression en fonction de la fraction du liquide entraîné.

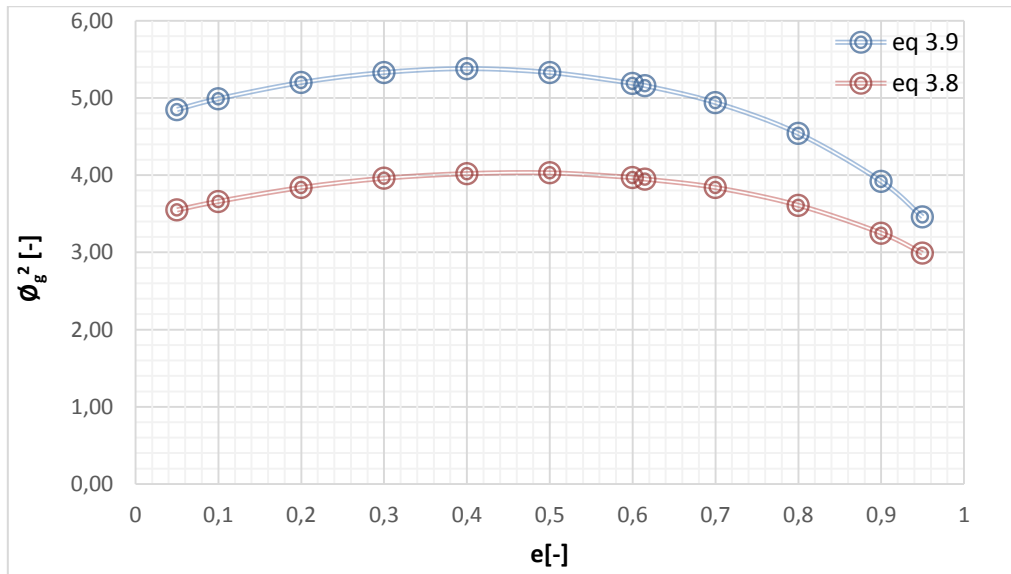
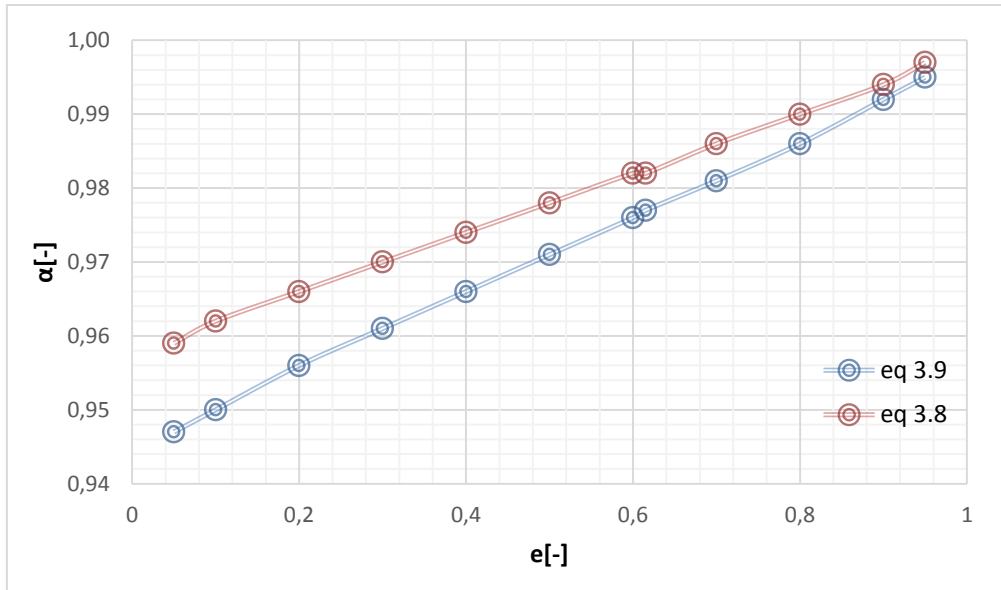


Figure V.3 coefficient de frottement en fonction de la fraction du liquide entraîné.



**Figure V.4.** Fraction de vide en fonction de la fraction du liquide entrainé.

### V.3 Écoulement eau-vapeur

Nous avons aussi traité le cas d'un écoulement eau-vapeur dans les conditions suivantes :

Longueur de tube : 5.563 m

Diamètre : 12.62 mm

Flux de chaleur : 902331 w/m<sup>2</sup>

Température : 265.8 °C

Pression : 68.9 bar

Débit massique : 0.170 Kg/s

Débit spécifique : 1356 Kg/m<sup>2</sup>s

Sept cas de modèle ont été mis en œuvre, les modèles de déposition et d'entraînement rapportés dans la littérature qui sont retenus sont les suivants :

Tableau 5.2. Cas d'études possibles à choisir lors de l'exécution du programme

N° I DEPOSITION RATE	I ENTRAINEMENT RATE'
1: I Katto (1984)	I Tomiyama et al. (1988)'
2: I Katto (1984)	I Ishii et Mishima (1981)'
3: I Paleev-Filipovich (1966)	I Katooka et al. (2000)'
4: I Okawa et al. (2003)	I Adamson-Anglart (2000)'
5: I Hewitt (1978)	I Tomiyama et al. (1988)'
6: I Hewitt-Govan (1988)	I Hewitt-Govan. (1988)'
7: I Paleev-Filipovich (1966)	I Ishii et Mishima (1981)'

## Chapitre v : Résultats & discussions

Les équations des modèles ci-dessus sont données au chapitre précédent. Dans ce chapitre, nous présentons les résultats préliminaires obtenus pour le cas N°6.

Le programme élaboré calcule en premier lieu, les propriétés thermophysiques de l'eau et de sa vapeur à l'état de saturation. Les limites du flux thermique critique, le titre correspondant au début de l'écoulement annulaire et la cote correspondante.

Les distributions du titre, du débit du liquide, du débit de déposition, de l'entraînement, du coefficient de déposition, de la concentration de gouttelettes, de l'épaisseur de film, du débit de liquide dans le film, et de la fraction du liquide entraîné, sont données à la fin du

### Fichier output.

```

Fichier output.
***          DONNEES D'ENTREES          ***

FLUX = 902331. (W/M2) G = 1356. (KG/M2 S) TFI = 265.8 (°C)
      L_TUBE = 5.563 (M) DI = 12.62 (MM)
      DEBIT = .170 (KG/S) P = 68.9 (BAR)

***          SORTIES DU CODE          ***

PROPRIETES PHYSIQUES DE L'EAU ET DE SA VAPEUR A
L'ETAT DE SATURATION POUR UNE PRESSION DE : 68.9 bar

      TSAT = 284.8 (°C) TENSION = .01788 (N/M)
      VF = .13484E-02 (M3/KG) VG = .027855 (M3/KG)
      CPF = 5.379 (KJ/KG K) CPG = 5.301 (KJ/KG K)
      HF = 1261.91 (KJ/KG) HG = 2773.95 (KJ/KG)
      CONDF = .570 (W/M K) CONDG = .0639 (W/M K)
      VISF = .9165E-04 (N S/M) VISG = .19E-04 (N S/M)

      X_INLET = -.065 (-) (TITRE A L'ENTREE DU TUBE)
      X_EXIT = .711 (-) (TITRE A LA SORTIE DU TUBE)
      DELTAH = .117E+07 (J/KG) (GAIN D'ENTHALPIE)

      LES LIMITES DU FLUX CRITIQUE :

      CHFMIN = 62711. (W/M2)
      CHFMAX = 1241674. (W/M2)

TITRE CORRESPONDANT AU DEBUT DE L'ECOULEMENT ANNULAIRE SELON LA FORMULE DE WALLIS : .117
LA COTE A LAQUELLE A LIEU LE DEBUT D'ECOULEMENT ANNULAIRE EST = 1.308 (M)

```

## Chapitre v : Résultats & discussions

LE MODELE CHOISI EST LE CAS 6 ==>Hewitt-Govan (1988) | Hewitt-Govan. (1988)

Z	TITRE	WF	DD	E	K	C	DELTA	WLF	e
[m]	[-]	[kg/s]	[kg/m <sup>2</sup> s]	[kg/m <sup>2</sup> s]	[m/s]	[kg/m <sup>3</sup> ]	[um]	[kg/s]	[-]
1.329	.120	.149	.677	.537	.000E+00	52.595	46.6	.149	.200
1.351	.123	.149	.670	.549	.000E+00	51.154	49.1	.149	.200
1.372	.126	.148	.664	.561	.000E+00	49.781	51.7	.149	.200
1.393	.129	.148	.657	.573	.136E-01	48.471	54.2	.148	.200
1.414	.132	.147	.651	.585	.136E-01	47.220	56.9	.148	.200
1.436	.135	.147	.646	.597	.136E-01	46.024	59.5	.147	.200
1.457	.138	.146	.640	.609	.136E-01	44.879	62.2	.147	.200
1.478	.141	.146	.634	.620	.136E-01	43.783	65.0	.146	.200
1.500	.144	.145	.629	.632	.136E-01	42.731	67.8	.146	.200
1.521	.147	.145	.624	.644	.136E-01	41.723	70.6	.145	.200
1.542	.150	.144	.619	.655	.136E-01	40.754	73.6	.145	.200
1.563	.153	.144	.614	.667	.136E-01	39.823	76.6	.144	.200
1.585	.156	.143	.609	.678	.136E-01	38.927	79.6	.144	.200
1.606	.159	.143	.604	.690	.136E-01	38.065	82.8	.143	.200
1.627	.162	.142	.599	.701	.136E-01	37.235	86.1	.142	.200
1.648	.165	.142	.595	.712	.136E-01	36.434	89.4	.142	.200
1.670	.168	.141	.590	.723	.136E-01	35.662	92.9	.141	.200
1.691	.171	.141	.586	.735	.136E-01	34.917	96.5	.141	.200
1.712	.174	.140	.582	.746	.136E-01	34.197	100.3	.140	.200
1.734	.176	.140	.578	.757	.136E-01	33.501	104.3	.139	.200
1.755	.179	.139	.574	.768	.136E-01	32.829	108.4	.139	.200
1.776	.182	.139	.570	.779	.136E-01	32.178	112.8	.138	.200
1.797	.185	.138	.566	.789	.136E-01	31.548	117.4	.137	.200
1.819	.188	.138	.562	.800	.136E-01	30.938	122.3	.137	.200
1.840	.191	.137	.558	.811	.136E-01	30.347	127.7	.136	.200
1.861	.194	.137	.554	.822	.136E-01	29.774	133.5	.135	.200
1.882	.197	.136	.551	.832	.136E-01	29.218	139.8	.134	.200
1.904	.200	.136	.547	.843	.136E-01	28.678	146.9	.134	.200
1.925	.203	.135	.544	.853	.136E-01	28.155	155.1	.133	.200
1.946	.206	.135	.540	.864	.136E-01	27.646	164.8	.132	.200
1.968	.209	.134	.537	.874	.136E-01	27.152	176.9	.131	.200
1.989	.212	.134	.533	.884	.136E-01	26.672	194.5	.130	.200
2.010	.215	.133	.530	.894	.136E-01	26.205	890.4	.130	.200
2.031	.218	.133	.527	.905	.136E-01	25.750	881.2	.129	.200
2.053	.221	.132	.524	.915	.136E-01	25.308	872.2	.128	.200
2.074	.224	.132	.521	.925	.136E-01	24.878	*****	.127	.200
2.095	.227	.131	.517	.935	.136E-01	24.459	854.5	.126	.200
2.116	.230	.131	.514	.945	.136E-01	24.050	845.9	.125	.200
2.138	.233	.130	.511	.954	.136E-01	23.652	837.5	.125	.200
2.159	.236	.130	.508	.964	.136E-01	23.264	829.2	.124	.200
2.180	.239	.129	.506	.974	.136E-01	22.886	821.0	.123	.200
2.202	.242	.129	.503	.984	.136E-01	22.517	812.9	.122	.200
2.223	.245	.128	.500	.993	.136E-01	22.157	805.0	.121	.200
2.244	.248	.128	.497	1.003	.136E-01	21.806	797.2	.120	.200
2.265	.251	.127	.494	1.012	.136E-01	21.463	789.5	.119	.200
2.287	.254	.127	.492	1.022	.136E-01	21.128	782.0	.118	.200
2.308	.257	.126	.489	1.031	.136E-01	20.800	774.5	.117	.200
2.329	.260	.126	.486	1.040	.136E-01	20.480	767.2	.116	.200
2.350	.263	.125	.484	1.049	.136E-01	20.168	759.9	.115	.200
2.372	.266	.125	.481	1.059	.136E-01	19.862	752.8	.114	.200
2.393	.268	.124	.479	1.068	.136E-01	19.563	745.8	.113	.200

## Chapitre v : Résultats & discussions

---

2.414	.271	.124	.476	1.077	.136E-01	19.271	738.8	.112	.200
2.436	.274	.123	.474	1.086	.136E-01	18.985	732.0	.111	.200
2.457	.277	.123	.471	1.095	.136E-01	18.705	725.3	.110	.200
2.478	.280	.122	.469	1.103	.136E-01	18.431	718.6	.109	.200
2.499	.283	.122	.466	1.112	.136E-01	18.163	712.1	.108	.200
2.521	.286	.121	.464	1.121	.136E-01	17.900	705.6	.107	.200
2.542	.289	.121	.462	1.129	.136E-01	17.643	699.3	.106	.200
2.563	.292	.120	.459	1.138	.136E-01	17.391	693.0	.105	.200
2.584	.295	.120	.457	1.147	.136E-01	17.144	686.8	.104	.200
2.606	.298	.119	.455	1.155	.136E-01	16.902	680.6	.103	.200
2.627	.301	.119	.452	1.163	.136E-01	16.664	674.6	.102	.200
2.648	.304	.118	.450	1.172	.136E-01	16.432	668.6	.100	.200
2.670	.307	.118	.448	1.180	.136E-01	16.204	662.7	.099	.200
2.691	.310	.117	.446	1.188	.136E-01	15.980	656.9	.098	.200
2.712	.313	.117	.444	1.196	.136E-01	15.760	651.2	.097	.200
2.733	.316	.116	.442	1.204	.136E-01	15.545	645.5	.096	.200
2.755	.319	.116	.439	1.212	.136E-01	15.333	639.9	.095	.200
2.776	.322	.115	.437	1.220	.136E-01	15.126	634.4	.094	.200
2.797	.325	.115	.435	1.228	.136E-01	14.922	628.9	.092	.200
2.818	.328	.114	.433	1.236	.136E-01	14.722	623.5	.091	.200
2.840	.331	.114	.431	1.243	.136E-01	14.526	618.1	.090	.200
2.861	.334	.113	.429	1.251	.136E-01	14.333	612.9	.089	.200
2.882	.337	.113	.427	1.258	.136E-01	14.143	607.7	.088	.200
2.904	.340	.112	.425	1.266	.136E-01	13.957	602.5	.086	.200
2.925	.343	.111	.423	1.273	.136E-01	13.774	597.4	.085	.200
2.946	.346	.111	.421	1.281	.136E-01	13.594	592.4	.084	.200
2.967	.349	.110	.419	1.288	.136E-01	13.417	587.4	.083	.200
2.989	.352	.110	.417	1.295	.136E-01	13.243	582.4	.082	.200
3.010	.355	.109	.416	1.302	.136E-01	13.072	577.6	.080	.200
3.031	.358	.109	.414	1.309	.136E-01	12.904	572.8	.079	.200
3.052	.360	.108	.412	1.316	.136E-01	12.739	568.0	.078	.200
3.074	.363	.108	.410	1.323	.136E-01	12.576	563.3	.076	.200
3.095	.366	.107	.408	1.330	.136E-01	12.416	558.6	.075	.200
3.116	.369	.107	.406	1.337	.136E-01	12.259	554.0	.074	.200
3.138	.372	.106	.405	1.343	.136E-01	12.104	549.4	.073	.200
3.159	.375	.106	.403	1.350	.136E-01	11.951	544.9	.071	.200
3.180	.378	.105	.401	1.357	.136E-01	11.801	540.4	.070	.200
3.201	.381	.105	.399	1.363	.136E-01	11.654	536.0	.069	.200
3.223	.384	.104	.397	1.370	.136E-01	11.508	531.6	.067	.200
3.244	.387	.104	.396	1.376	.136E-01	11.365	527.2	.066	.200
3.265	.390	.103	.394	1.382	.136E-01	11.224	523.0	.065	.200
3.286	.393	.103	.392	1.388	.136E-01	11.085	518.7	.063	.200
3.308	.396	.102	.391	1.395	.136E-01	10.948	514.5	.062	.200
3.329	.399	.102	.389	1.401	.136E-01	10.813	510.3	.061	.200
3.350	.402	.101	.385	1.407	.136E-01	10.680	506.2	.059	.200
3.372	.405	.101	.380	1.412	.136E-01	10.550	502.1	.058	.200
3.393	.408	.100	.376	1.418	.136E-01	10.421	498.0	.057	.200
3.414	.411	.100	.371	1.424	.136E-01	10.294	494.0	.055	.200
3.435	.414	.099	.367	1.430	.136E-01	10.168	490.0	.054	.200
3.457	.417	.099	.362	1.435	.136E-01	10.045	486.1	.052	.200
3.478	.420	.098	.358	1.441	.136E-01	9.923	482.2	.051	.200
3.499	.423	.098	.353	1.446	.136E-01	9.803	478.3	.049	.200
3.520	.426	.097	.349	1.452	.136E-01	9.685	474.5	.048	.200
3.542	.429	.097	.345	1.457	.136E-01	9.568	470.7	.047	.200
3.563	.432	.096	.341	1.462	.136E-01	9.453	466.9	.045	.200
3.584	.435	.096	.337	1.467	.136E-01	9.339	463.2	.044	.200
3.606	.438	.095	.333	1.473	.136E-01	9.227	459.5	.042	.200

## Chapitre v : Résultats & discussions

3.627	.441	.095	.329	1.478	.136E-01	9.117	*****	.041	.200
3.648	.444	.094	.325	1.482	.136E-01	9.008	452.2	.039	.200
3.669	.447	.094	.321	1.487	.136E-01	8.900	448.6	.038	.200
3.691	.449	.093	.317	1.492	.136E-01	8.794	445.0	.036	.200
3.712	.452	.093	.313	1.497	.136E-01	8.689	441.4	.035	.200
3.733	.455	.092	.310	1.501	.136E-01	8.586	437.9	.033	.200
3.754	.458	.092	.306	1.506	.136E-01	8.484	434.4	.032	.200
3.776	.461	.091	.302	1.510	.136E-01	8.383	431.0	.030	.200
3.797	.464	.091	.299	1.515	.136E-01	8.284	427.5	.029	.200
3.818	.467	.090	.295	1.519	.136E-01	8.185	424.1	.027	.200
3.840	.470	.090	.292	1.523	.136E-01	8.088	420.8	.026	.200
3.861	.473	.089	.288	1.527	.136E-01	7.993	417.4	.024	.200
3.882	.476	.089	.285	1.532	.136E-01	7.898	414.1	.023	.200
3.903	.479	.088	.281	1.536	.136E-01	7.805	410.8	.021	.200
3.925	.482	.088	.278	1.539	.136E-01	7.713	*****	.019	.200
3.946	.485	.087	.275	1.543	.136E-01	7.621	404.3	.018	.200
3.967	.488	.087	.272	1.547	.136E-01	7.531	401.1	.016	.200
3.988	.491	.086	.268	1.551	.136E-01	7.443	397.9	.015	.200
4.010	.494	.086	.265	1.554	.136E-01	7.355	394.7	.013	.200
4.031	.497	.085	.262	1.558	.136E-01	7.268	391.6	.012	.200
4.052	.500	.085	.259	1.561	.136E-01	7.182	388.4	.010	.200
4.074	.503	.084	.256	1.564	.136E-01	7.097	385.3	.008	.200
4.095	.506	.084	.253	1.568	.136E-01	7.014	382.2	.007	.200
4.116	.509	.083	.250	1.571	.136E-01	6.931	*****	.005	.200
4.137	.512	.083	.247	1.574	.136E-01	6.849	376.1	.003	.200
4.159	.515	.082	.244	1.577	.136E-01	6.768	373.1	.002	.200
<b>4.180</b>	<b>.518</b>	<b>.082</b>	<b>.241</b>	<b>1.580</b>	<b>.136E-01</b>	<b>6.688</b>	<b>370.1</b>	<b>.000</b>	<b>.200</b>
4.201	.521	.081	.238	1.583	.136E-01	6.609	367.2	-.001	.200
4.222	.524	.081	.235	1.585	.136E-01	6.531	364.2	-.003	.200
4.244	.527	.080	.233	1.588	.136E-01	6.454	361.3	-.005	.200
4.265	.530	.080	.230	1.591	.136E-01	6.377	358.4	-.006	.200
4.286	.533	.079	.227	1.593	.136E-01	6.302	355.5	-.008	.200
4.308	.536	.079	.224	1.595	.136E-01	6.227	352.6	-.010	.200
4.329	.539	.078	.222	1.598	.136E-01	6.153	349.8	-.011	.200
4.350	.541	.078	.219	1.600	.136E-01	6.080	346.9	-.013	.200
4.371	.544	.077	.217	1.602	.136E-01	6.008	344.1	-.015	.200
4.393	.547	.077	.214	1.604	.136E-01	5.937	341.3	-.016	.200
4.414	.550	.076	.211	1.606	.136E-01	5.866	338.6	-.018	.200
4.435	.553	.076	.209	1.608	.136E-01	5.796	335.8	-.020	.200
4.456	.556	.075	.206	1.610	.136E-01	5.727	333.1	-.021	.200
4.478	.559	.075	.204	1.611	.136E-01	5.658	330.3	-.023	.200
4.499	.562	.074	.202	1.613	.136E-01	5.590	327.6	-.025	.200
4.520	.565	.074	.199	1.615	.136E-01	5.523	324.9	-.027	.200
4.542	.568	.073	.197	1.616	.136E-01	5.457	322.3	-.028	.200
4.563	.571	.073	.194	1.617	.136E-01	5.391	319.6	-.030	.200
4.584	.574	.072	.192	1.619	.136E-01	5.326	317.0	-.032	.200
4.605	.577	.072	.190	1.620	.136E-01	5.262	314.3	-.033	.200
4.627	.580	.071	.187	1.621	.136E-01	5.198	311.7	-.035	.200
4.648	.583	.071	.185	1.622	.136E-01	5.135	309.1	-.037	.200
4.669	.586	.070	.183	1.622	.136E-01	5.073	306.5	-.038	.200
4.690	.589	.070	.181	1.623	.136E-01	5.011	304.0	-.040	.200
4.712	.592	.069	.178	1.624	.136E-01	4.950	301.4	-.042	.200
4.733	.595	.069	.176	1.624	.136E-01	4.890	298.9	-.044	.200
4.754	.598	.068	.174	1.625	.136E-01	4.830	296.4	-.045	.200
4.776	.601	.068	.172	1.625	.136E-01	4.770	293.9	-.047	.200
4.797	.604	.067	.170	1.626	.136E-01	4.712	291.4	-.049	.200
4.818	.607	.067	.168	1.626	.136E-01	4.654	288.9	-.051	.200

## Chapitre v : Résultats & discussions

---

4.839	.610	.066	.166	1.626	.136E-01	4.596	286.4	-.052	.200
4.861	.613	.066	.164	1.626	.136E-01	4.539	284.0	-.054	.200
4.882	.616	.065	.162	1.626	.136E-01	4.482	281.5	-.056	.200
4.903	.619	.065	.160	1.625	.136E-01	4.427	279.1	-.058	.200
4.924	.622	.064	.158	1.625	.136E-01	4.371	276.7	-.059	.200
4.946	.625	.064	.156	1.625	.136E-01	4.316	274.3	-.061	.200
4.967	.628	.063	.154	1.624	.136E-01	4.262	271.9	-.063	.200
4.988	.630	.063	.152	1.624	.136E-01	4.208	269.5	-.064	.200
5.010	.633	.062	.150	1.623	.136E-01	4.155	*****	-.066	.200
5.031	.636	.062	.148	1.622	.136E-01	4.102	264.8	-.068	.200
5.052	.639	.061	.146	1.621	.136E-01	4.050	262.5	-.070	.200
5.073	.642	.061	.144	1.620	.136E-01	3.998	260.1	-.071	.200
5.095	.645	.060	.142	1.619	.136E-01	3.946	257.8	-.073	.200
5.116	.648	.060	.140	1.618	.136E-01	3.895	255.5	-.075	.200
5.137	.651	.059	.139	1.616	.136E-01	3.845	253.2	-.077	.200
5.158	.654	.059	.137	1.615	.136E-01	3.795	250.9	-.078	.200
5.180	.657	.058	.135	1.613	.136E-01	3.745	248.7	-.080	.200
5.201	.660	.058	.133	1.612	.136E-01	3.696	246.4	-.082	.200
5.222	.663	.057	.131	1.610	.136E-01	3.648	244.1	-.084	.200
5.244	.666	.057	.130	1.608	.136E-01	3.599	241.9	-.085	.200
5.265	.669	.056	.128	1.606	.136E-01	3.551	239.6	-.087	.200
5.286	.672	.056	.126	1.604	.136E-01	3.504	237.4	-.089	.200
5.307	.675	.055	.125	1.601	.136E-01	3.457	235.2	-.091	.200
5.329	.678	.055	.123	1.599	.136E-01	3.411	233.0	-.092	.200
5.350	.681	.054	.121	1.597	.136E-01	3.364	230.8	-.094	.200
5.371	.684	.054	.120	1.594	.136E-01	3.319	228.6	-.096	.200
5.392	.687	.053	.118	1.591	.136E-01	3.273	226.4	-.098	.200
5.414	.690	.053	.116	1.589	.136E-01	3.228	224.3	-.099	.200
5.435	.693	.052	.115	1.586	.136E-01	3.184	222.1	-.101	.200
5.456	.696	.052	.113	1.583	.136E-01	3.140	220.0	-.103	.200
5.478	.699	.051	.112	1.579	.136E-01	3.096	217.8	-.105	.200
5.499	.702	.051	.110	1.576	.136E-01	3.052	215.7	-.106	.200
5.520	.705	.050	.108	1.573	.136E-01	3.009	213.5	-.108	.200
5.541	.708	.050	.107	1.569	.136E-01	2.966	211.4	-.110	.200
5.563	.711	.049	.105	1.565	.136E-01	2.924	209.3	-.112	.200

Le programme développé prédit l'assèchement à la côte  $z = 4.180$  m où le débit du liquide du film est nul.



*Conclusion générale*

## Conclusion générale

---

Cette recherche approfondie sur le mécanisme d'assèchement, ou "Dryout", a permis d'acquérir une compréhension substantielle des processus complexes impliqués dans ce phénomène. Pour mener à bien notre étude, il a fallu en premier maîtriser les fonctionnalités de base du langage Fortran.

Une recherche bibliographique sur les grandeurs caractérisant un écoulement diphasique eau-vapeur et un écoulement eau-air a été menée. Les équations et modèles rapportés par Collier, ont été détaillés en vue de leur mise en œuvre. A cet effet, un programme de calcul rédigé en langage fortran a été élaboré. Le programme permet de prédire le phénomène d'assèchement en évaluant l'épaisseur du film liquide et le titre, le débit du liquide, le débit de déposition, de l'entraînement, du coefficient de déposition, de la concentration de gouttelettes, du débit de liquide dans le film, et de la fraction du liquide entraîné. Là où le débit du film est nul, l'assèchement a lieu.

Les différents modèles d'entraînement et de déposition de gouttelettes liquide étudiés et mis en œuvres sont les suivants :

### **Entrainement**

Tomiyama et al. (1988)  
Ishii et Mishima (1981)  
Kataoka et al. (2000)  
Adamson et Anglart (2000)  
Tomiyama et al. (1988)  
Hewitt et Govan (1988)

### **Déposition**

Katto (1984)  
Paleev et Filipovich (1966)  
Okawa et al. (2003)  
Hewitt et Govan (1988)

Les résultats préliminaires de notre programme sont obtenus en sélectionnant les modèles de Govan et al. permettant de prédire le débit de déposition et d'entraînement de gouttelettes liquide.

Les résultats obtenus pour le cas de l'écoulement eau-air sont en parfait accord avec les résultats donnés dans la littérature. Pour le cas de l'eau et de sa vapeur, les premiers résultats sont encourageants et une étude plus poussée pour un nombre de cas élevé est nécessaire à l'avenir. Une étude comparative des différents modèles permettant de prédire l'assèchement est souhaitable avec un grand nombre de données expérimentales.

## Conclusion générale

---

Les résultats obtenus par nos programmes montrent que plusieurs paramètres tels que le gradient de chute de la pression, la fraction de vide, le nombre de Reynolds, la vitesse superficielle de la phase gazeuse et le coefficient de frottement influent beaucoup sur les résultats obtenus pour le cas d'un écoulement eau-air et eau-vapeur.

## *Références bibliographique*

- [1] M. FERROUK <<Cours de Transfert de chaleur avec changement de phase>> Master 1 Génie Mécanique option énergétique. Année 2012.
- [2] Nukiyama, S. "Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure." J. Soc. Mech. Eng. Jpn. 37 1934.
- [3] Collier, J.G and Thome, J.R. "Convective Boiling and Condensation". Oxford University press, New York, 1994.
- [4] Hewitt, G. F. and Hall-Taylor, N. (1 970). Annular two-phase flow, Pergamon Press.
- [5] Hewitt, G. F. (1 978). ' Liquid mass transport in annular two-phase flow '. Paper given in 1 978 Seminar of the International Centre for Heat and Mass Transfer, Dubrovnik, Yugoslavia, September.
- [6] Govan, A.H., Hewitt, G.F., Owen, D.G., Bott, T.R.: An improved CHF modelling code. In: 2nd UK National Heat Transfer Conference, Glasgow (1988)
- [7] Whalley, P.B., et al.: The calculation of critical heat flux in forced convection boiling. In: Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Tokyo, vol. 4, pp. 290–294 (1974)
- [8] Calvert, S. and Williams, B. (1958). AIChE J., 1, 78.
- [9] Mantzouranis, B . G . (1 959). PhD Thesis 1 959, University of London, see also Anderson, G. H. and Mantzouranis, B. G. (19 60). Chemical Engineering Science, 12, 1 09.
- [10] Dukler, A. E. (1 960). 'Fluid mechanics and heat transfer in vertical falling film systems'. Chern. Engng. Prog. Synrp. Series No. 30, 56, 1 -5.
- [11] Hewitt, G. F. (1 961). 'Analysis of annular two-phase flow: Application of the Dukler analysis to vertical upward flow in a tube '. AERE-R 3680.
- [12] Kunz, H. R. and Yerazunis, S. (1 967). 'An analysis of film condensation, film evaporation and single phase heat transfer'. Paper 67-HT- 1 presented at U.S. National Heat Transfer Conference, Seattle, August.
- [13] Wallis, G.B.: One-dimensional two-phase flow, Sec. 12. McGraw-Hill, NY (1969)
- [14] Shearer, C. J. and Nedderman, R. M. (1965). 'Pressure gradient and liquid film thickness in co-current upwards flow of gas liquid mixtures; application to film cooler design '. Chem. Engng. Sci., 20, 67 1 -682.
- [15] Aslia, J. c., Hanratty, T. 1. and Andreussi, P. ( 1 985). ' Interfacial drag and film height for vertical annular flow'. AIChE J., 31 (6), 895-902.
- [16] Lopes, J. C. B. and Dukler, A. E. (1986). ' Droplet Entrainment in Vertical Annular Flow and its Contribution to Momentum Transfer'. AIChE J., 32(9), 1 500- 1 5 1 5
- [17] Whalley, P.B., et al.: The calculation of critical heat flux in forced convection boiling. In: Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf.,Tokyo, vol. 4, pp. 290–294 (1974)
- [18] Katto, Y.: Prediction of critical heat flux for annular flow in tubes taking into account of the critical liquid film thickness concept. Int. J. Heat Mass Transfer 27(6), 883–890 (1984)
- [19] Hutchinson, P., Whalley, P.B.: Possible characterization on entrainment in annular. Flow, Chem. Eng. Sci. 28, 974 (1973)

- [20] Tomiyama, A., et al.: Method of critical power prediction based on film flow model coupled with subchannel analyses. *J. of Nucl. Science and Technology* 25(12), 914–928 (1988)
- [21] Saito, T., Hughes, E.D., Carbon, M.W.: Multi-fluid modeling of annular two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design* 50, 225–271 (1978)
- [22] Turner, J.M., Wallis, G.B.: An analysis of the liquid film annular flow. Dartmouth College, NYO-3114-13 (1965)
- [23] M. Ishii, K. Mishima, Correlation for liquid entrainment in annular two-phase flow of low viscous fluid, ANL/RAS/LWR81-2, 1981.
- [24] I. Kataoka, M. Ishii, A. Nakayama, Entrainment and deposition rates of droplets in annular two-phase flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 43 (2000) 1573–1589. doi:10.1016/S0017-9310(99)00236-7.
- [25] Lopez de Bertodano, M.A., Assad, A., Beus, S.: Entrainment rate of droplets in the ripple annular regime for small vertical ducts. In: *Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF 1998, CD Proceedings, Lyon, France, June 8-12 (1998)*
- [26] Paleev, I.I., Filipovich, B.S.: Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow. *Int. J. Heat Mass Transfer* 9, 1089 (1966)
- [27] Adamsson, C., Anglart, H.: Dry out predictions in BWR fuel assemblies with spacers. In: *The 6th International Conference on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety (NUTHOS-6) Nara, Japan, Paper ID. N6P265, October 4-8 (2004)*
- [29] Hewitt, G.F., Govan, A.H.: Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change. In: *Proc. of 7th Eurotherm Seminar Thermal Non-Equilibrium in Two-Phase Flow, Roma, March 23-24, pp. 7–27 (1989)*
- [30] I.I. Paleev, B.S. Filippovich, Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 9 (1966) 1089–1093. doi:10.1016/0017-9310(66)90031-7.
- [31] Zaichik, L.I., Nigmatulin, B.I., Aliphenkov, V.M.: Droplet deposition and film atomization in gas-liquid annular flow. In: *Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF 1998, Lion, France (June 1998)*
- [32] T. Okawa, I. Kataoka, Correlations for the mass transfer rate of droplets in vertical upward annular flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 48 (2005) 4766–4778. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.06.014.
- [33] T. Okawa, A. Kotani, I. Kataoka, M. Naito, M. Naitoh, Prediction of critical heat flux in annular flow using a film flow model, *Journal of Nuclear Science and Technology*. 40 (2003) 388–396. doi:10.1080/18811248.2003.9715370.
- [34] G.F. Hewitt, A.H. Govan, Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 33 (1990) 229–242. doi:10.1016/0017-9310(90)90094-B.
- [35] Hewitt, G. F., Kearsy, H. A., Lacey, P. M. c., and Pulling, D. J. ( 1 963). ' Burnout and nucleation in climbing film flow'. AERE-R 4374.
- [36] Hewitt, G. F., Kearsy, H. A., Lacey, P. M. c., and Pulling, D. J. ( 1 965). ' Burnout and film flow in the evaporation of water in tubes'. AERE-R 4864.



**Annexes**

## **Annexes A**

Le programme Fortran pour le cas d'un  
écoulement eau-air

```

PROGRAM INTERRELATIONSHIPS
USE DEPOSITION ; USE ENTRAINEMENT
USE IAPWS
IMPLICIT NONE
! REAL(8), DIMENSION(15) :: XFIG3_7,YFIG3_7
REAL(8) A,DD,G,UF,UG,W,X,FLOWNET,DZ
REAL(8) C,PI,CG,VF,VG
REAL(8) CONDF,SIGMA,VMIF,VMIG
REAL(8) WG,WF,DMM,D,E,REF,REG,GF,GG,FF,FG,DPDZF,DPDZFF,DPDZFG,XTT
REAL(8) TPMG,REFF,FFF,DPDZFFF,TPMFF,ALFA,DELTA,DPDZF1,TAUI
REAL(8) TAUETOILE,RO3CEQ,CE,ROW23,VK,ROW32,WFF,GFF,GFCRIT,REFCRIT
REAL(8) XFIG3_7,YFIG3_7
REAL(8) EMAJ,FI,ROC
REAL(8) TAUOLD
INTEGER ISET
PARAMETER (CG = 9.81)
COMMON /VOLSPEC/VF,VG
COMMON /TRANSP/SIGMA,VMIF,VMIG
OPEN(UNIT=6,FILE='RESULTS.OUT',FORM='formatted', ACTION="WRITE")
DATA C/20.D0/

! DATA XFIG3_7/0.0112934, 0.0221781, 0.0376618, 0.0802805, 0.134256,
! & 0.213247, 0.287753, 0.371316, 0.454919, 0.518195,
! & 0.590465, 0.651468, 0.728261, 0.782479, 0.832176/
PI = 4.*DATAN(1.D0)
VF = 1.D0/1000.D0
VG = 1.D0/1.64D0
VMIF = 1D-3 ; VMIG = 1.8D-5 ; SIGMA = 0.072D0
WF = 0.2D0 ; WG = 0.1D0
DMM = 30.D0 ; D = 30.D-3
A = 0.25D0*PI*D**2
E = 0.2!0.615

! A) ESTIMATION DU GRADIENT DE PRESSION
! -----liquide-----
REF = 4*WF/PI/D/VMIF
GF = 4*WF/(PI*D**2)
FF = 0.079 / (GF*D/VMIF)**0.25
DPDZFF = 2.*FF*GF**2*VF/D
! -----Vapeur-----
REG = 4*WG/PI/D/VMIG
GG = 4*WG/(PI*D**2)
FG = 0.079 / (GG*D/VMIG)**0.25
DPDZFG = 2.*FG*GG**2*VG/D
! PARAMETRE DE MARTENELLI
XTT = (DPDZFF/DPDZFG)**0.5
TPMG = 1.D0 + C*XTT*XTT**2
DPDZF = DPDZFG*TPMG
! B) ENTRAINEMENT
C THE ENTRAINED LIQUID FRACTION (E) = 0.615
! THE LIQUID FILM FLOW RATE WFF
WFF = WF *(1.D0 - E)
! C) ETIMATION DE L'EPAISSEUR DU FILM
! Reynolds du film liquide
REFF = REF*(1.D0-E)
GFF = GF*(1.D0-E)
FFF = 0.079 / (GFF*D/VMIF)**0.25
DPDZFFF = 2.*FFF*GFF**2*VF/D
10 TPMFF = DPDZF/DPDZFFF
! void fraction
ALFA = 1.0D0 -DSQRT(1./TPMFF)
DELTA = D*(1.D0-ALFA)*0.25D0
! Revised estimate of pressure gradient
! utilisation de l'equation 3.40
TPMG = ((1.D0+75.D0*(1.-ALFA))/ALFA**(5/2)) * ((WG+E*WF)/WG)
TPMG = TPMG*(1-2*(ALFA/(1-ALFA)) * (VF/VG) * (WF*(1-E)/WG))**2
DPDZF1 = DPDZFG*TPMG
IF(ABS(DPDZF1-DPDZF).GT.1) THEN
DPDZF = DPDZF1
GOTO 10
ENDIF
WRITE(*,*) 'DELTA = ',DELTA,'TPMG = ',TPMG,'DPDZF = ',DPDZF
X = WG/(WG+WF)
W = WG + WF
G = W/A
UF = G*(1.D0-X)*VF/(1.D0-ALFA)
UG = G*X*VG/ALFA
ISET = 5

```

```

SELECT CASE (ISET)
CASE(5)
! Etape 6 calcul de CE à partir du gradient de pression et de l'épaisseur du film.
!
! -----
!
C = WF*E/WG/VG
! ***** Entraînement avec deux methodes citées dans Collier *****
! méthode de l'ancien livre
!----- calcul de tau à l'interface selon l'éq. 3.37
FI = FG*(1.D0+75.D0*(1.D0-ALFA))
ROC = (WG+E*WF)/WG/VG
TAUI = 0.5D0*FI*ROC*(UG-2*UF)**2
TAUIOLD = 0.25D0*(DPDZF+CG/VG)*(D-2*DELTA)
TAUETOILE = TAUI*DELTA/SIGMA
CALL TOMIYAMA(TAUETOILE,CE)
! méthode du nouveau livre
CALL REFCRITGOVAN1988(REFCRIT)
GFCRIT = REFCRIT*VMIF/D
XFIG3_7 = (GFF-GFCRIT)**2*D*VG**2/SIGMA/VF
YFIG3_7 = 5.75D-5*XFIG3_7**0.316D0
EMAJ = YFIG3_7*GG
!
CE = YFIG3_7*GG/VK
! Etape 7 Calcul de K
!
! -----
!
! ***** Déposition avec deux methodes citées dans Collier *****
! méthode de l'ancien livre
! Corrélation donnée par Hewitt 1978 ---> Eq. 3.42
VK = DSQRT(TAUI*VG)*87.D0*(VF*VMIF**2/D/SIGMA)**0.5
! méthode de nouveau livre
! Corrélation donnée par Govan et al. 1988 ---> Eq. 3.42
CALL DEPOSITION_GOVAN1988(C,D,VK)
END SELECT
! Etape 8 dans Collier : Calcul de C (calculée déjà et dans la seconde méthode dcrite
! dans le nouveau livre est nécessaire pour le calcul de k (VK dans la routine)
!
! -----
!
! Etape 9 Utilisation de K et de C pour le calcul Dd
! Utilisation de K et de CE pour le calcul E
!
! -----
DD = VK * C
EMAJ = VK * CE
FLOWNET = (DD-EMAJ)*PI*D*DZ
RO3CEQ = CE
CALL DEPOSITION_KATTO1984(SIGMA,RO3CEQ,ROW32)
CALL ENTRAINMENT_WHALLEY1974(SIGMA,RO3CEQ,ROW23)
END PROGRAM INTERRELATIONSHIPS

```

## **Annexes B**

Le programme Fortran pour le cas d'un  
écoulement eau-vapeur

```

PROGRAM INTERRELATIONSHIPS
USE DEPOSITION ; USE ENTRAINEMENT
USE IAPWS
IMPLICIT NONE
REAL(8), DIMENSION(31) :: PROP
REAL(8), DIMENSION(:), ALLOCATABLE :: ZSAT, HSAT, WF, WG, XSAT, C
REAL(8), DIMENSION(:), ALLOCATABLE :: DD, EMAJ, CE, VK, WLF, THIKNES
REAL(8) PBAR, PO, P, Z, PWAT, TI, FLUX, DELTAH, HANUL, ZINLET
REAL(8) HFI, VFI, DTSUBI, XINLET, XS, ZSC, ZEQ, XANUL, ZANUL, ANULENG
REAL(8) CTC, CHFMIN, CHFMAX
REAL(8) A, G, UF, UG, W, FLOWNET
REAL(8) CMARTI, PI, CG, VF, VG, VFG, ROG
REAL(8) TSAT, HFSAT, HGSAT, HFG, HFK, HGK
REAL(8) CPFSAT, CPGSAT, CPGK, CPGK
REAL(8) CKF, CKG, SIGMA, VMIF, VMIG
REAL(8) DMM, D, E, REF, REG, GF, GG, FF, FG, DPDZF, DPDZFF, DPDZFG, XTT
REAL(8) TPMG, REFF, FFF, DPDZFFF, TPMFF, ALFA, DELTA, DPDZF1, TAU1
REAL(8) TAUETOILE, WFF, GFF, GFCRIT, REFCRIT
REAL(8) XFIG3_7, YFIG3_7
REAL(8) FI, ROC, JF, JG
REAL(8) TAU1OLD
REAL(8) ONE, DP25, DP4, DP8, DP023
CHARACTER(50) CASESTUDY
INTEGER IPAS, NSECT, ITOP, I
INTEGER ISET
PARAMETER (CG = 9.81)
COMMON /VOLSPEC/VF, VG
COMMON /TRANSPO/SIGMA, VMIF, VMIG
OPEN(5, FILE='INPUT.DAT', FORM='formatted', ACTION="READ")
OPEN(6, FILE='RESULTS.OUT', FORM='formatted', ACTION="WRITE")
DATA CMARTI/20.D0/
DATA DP023, DP8, DP4 /
@ 0.023 D0, 0.8 D0, 0.4 D0/
DATA DP25, ONE/0.25 D0, 1.D0/
READ(5, *) PBAR
READ(5, *) Z
READ(5, *) DMM
READ(5, *) PWAT
READ(5, *) TI
READ(5, *) G
CLOSE(UNIT=5)
NSECT = 200
ALLOCATE (ZSAT(NSECT+1), HSAT(NSECT+1), WF(NSECT+1), WG(NSECT+1))
ALLOCATE (XSAT(NSECT+1), DD(NSECT+1), EMAJ(NSECT+1), C(NSECT+1))
ALLOCATE (CE(NSECT+1), VK(NSECT+1), WLF(NSECT+1), THIKNES(NSECT+1))
WRITE(*, *) 'ENSEMBLE DE CORRELATIONS ETUDIEES POUR COMPARAISON'
WRITE(*, *) 'TABLEAU DE COMBINAISON DES CORRELATIONS DE DEPOSITION E
&T D'ENTRAINEMENT'
WRITE(*, *) ' N°I DEPOSITION RATE I ENTRAINEMENT RATE'
WRITE(*, *) '---I-----I-----'
WRITE(*, *) ' 1:I Katto (1984) I Tomiyama et al. (1988)'
WRITE(*, *) ' 2:I Katto (1984) I Ishii et Mishima (1981)'
WRITE(*, *) ' 3:I Paleev-Filipovich (1966) I Katooka et al. (2000)'
WRITE(*, *) ' 4:I Okawa et al. (2003) I Adamson-Anglart (2000)'
WRITE(*, *) ' 5:I Hewitt (1978) I Tomiyama et al. (1988)'
WRITE(*, *) ' 6:I Hewitt-Govan (1988) I Hewitt-Govan. (1988)'
WRITE(*, *) ' 7:I Paleev-Filipovich (1966) I Ishii et Mishima (1981)'
WRITE(*, *) 'TAPEZ NUMERO DE LA COMBINAISON'
READ(*, *) ISET
IPAS = 0
PO = 0 D0
PI = 4.*DATAN(1.D0)
ZINLET = 0.D0
C -----
C *** The enthalpie rise across the tube ***
C -----
TI=TI+273.15
P=PBAR*1E+5
D=DMM*1E-3
A = 0.25D0*PI*D**2
CALL TABLE(1, PBAR*0.1D0, 0.D0, PROP)
TSAT = PROP( 1)-273.15
HFSAT = PROP(16)*1D+3 ; HGSAT = PROP(17)*1D+3 ; HFG = HGSAT-HFSAT
VF = PROP(14) ; VG = PROP(15); VFG = VG-VF
ROG = 1/PROP(15)
CPFSAT = PROP(22)*1D3 ; CPGSAT = PROP(23)*1D3
VMIF = PROP(30) ; VMIG = PROP(31)
CKF = PROP(28) ; CKG = PROP(29)

```

```

SIGMA = PROP(13)
! Dans le cas où la température d'entrée est égale à TSAT
IF (ABS(TSAT+273.15-TI).LT.0.05) THEN
    HFI=HFSAT
    VFI=VF
ELSE
    CALL TABLE(2,PBAR*0.1D0,TI,PROP)
    HFI=PROP(5)*1D3
    VFI=PROP(4)
ENDIF
TI=TI-273.15
FLUX=PWAT/(PI*D*Z)
DTSUBI = TSAT-TI
IF(DTSUBI.LT.0.05) DTSUBI = 0.0 D0

ITOP = .FALSE.

C      ***                               Mass velocity                               ***
C      W=G*A
C      DELTAH=PWAT/W
C      WRITE(6,800)FLUX,G,TI
C      WRITE(6,900)Z,DMM
C      WRITE(6,910)W,PBAR
C      WRITE(6,930)
C      IF(P0.EQ.PBAR) IPAS = 1
C      IF(IPAS.EQ.0) THEN
C      CPGK = CPFSAT*1D-3
C      CPGK = CPGSAT*1D-3
C      HFK  = HFSAT*1D-3
C      HGK  = HGSAT*1D-3
C      WRITE(6,700)PBAR,TSAT,SIGMA,VF,VG,CPFK,CPGK,HFK,HGK
C      WRITE(6,710)CKF,CKG,VMIF,VMIG
C      P0 = PBAR
C      ENDIF

C      ***                               Outlet mass quality (XS)                               ***
C      XS=(DELTAH+HFI-HFSAT)/HFG
C      XINLET = (HFI - HFSAT)/HFG
C      WRITE(6,940)XINLET,XS,DELTAH

C      ***   The length (Zsc) of tube required to preheat the water   ***
C      ***   to the saturation temperature                               ***
C      ZSC=Z*(HFSAT-HFI)/DELTAH

C      ***   La longueur (ZEQ) du tube nécessaire pour avoir de la   ***
C      ***   vapeur saturée (titre themodynamique = 1)               ***
C      ZEQ=Z*(HGSAT-HFI)/DELTAH

C      CTC      = DP023*CKF*(G*D/VMIF)**DP8*(CPFSAT*VMIF/CKF)**DP4/D

C      ***                               Flux critique minimal                               ***

C      CHFMIN = DTSUBI/(4*Z/(G*CPFSAT*D)+ONE/CTC)
C      ***                               Flux critique maximal                               ***
C      CHFMAX = G*D*HFG*DP25/Z*(ONE+CPFSAT*DTSUBI/HFG)
C      WRITE(6,1001)CHFMIN,CHFMAX
C      CALL WALIS_INITANNULAR(VF,VG,G,XANUL)
C      HANUL = HFSAT + XANUL *HFG
C      ZANUL = ZSC + 0.25D0*G*D*(HANUL-HFSAT)/FLUX
C      ANULENG = Z - ZANUL
C      WRITE(6,2000)XANUL,ZANUL
C      ZSAT(1) = ZANUL
C      WLF(1) = (1-XANUL)*W
C      SELECT CASE (ISET)
C      CASE(1)
C      CASESTUDY='Katto (1984)                I Tomiyama et al. (1988)'
C      CASE(2)
C      CASESTUDY = 'Katto (1984)                I Ishii et Mishima (1981)'
C      CASE(3)
C      CASESTUDY = 'Paleev-Filipovich (1966)I Katooka et al. (2000)'
C      CASE(4)
C      CASESTUDY = 'Okawa et al.(2003)        I Adamson-Anglart (2000)'
C      CASE(5)
C      CASESTUDY = 'Hewitt (1978)              I Tomiyama et al. (1988)'
C      CASE(6)
C      CASESTUDY = 'Hewitt-Govan (1988)        I Hewitt-Govan. (1988)'

```

```

CASE(7)
CASESTUDY = 'Paleev-Filipovich (1966)I Ishii et Mishima (1981)'
END SELECT
WRITE(6,1500) ISET,CASESTUDY
WRITE(6,2001)
WRITE(6,2002)
WRITE(6,2003)
WRITE(6,2001)
DO 10 I=2,NSECT+1
IF(ZANUL.LE.0) ZSAT(I) = ZINLET + FLOAT(I-1)*Z/FLOAT(NSECT)
IF(ZANUL.GT.0) ZSAT(I) = ZANUL + FLOAT(I-1)*(Z-ZANUL)/FLOAT(NSECT)
HSAT(I) = HFI + ZSAT(I) * 4 * FLUX / G / D
XSAT(I) = (HSAT(I)-HFSAT)/HFG

!      CALL MINREYNOLDSNUMBER(10.D0,RELFC)
!      CALL ANULARSTART(JVSTART)
!      CALL INITIALENTRAINMENTFRACTION(E1)

!      WRITE(7,2001)RELFC
!2001  FORMAT(1X,'NOMBRE DE REYNOLDS CRITIQUE DU FILM : ', F5.0/)

!      WRITE(7,2002)JVSTART
!2002  FORMAT(1X,'VITESSE SURFACIQUE DE TRANSITION (ENTRAINEMENT) : ',F5
!      &.2/)

WF(I) = (1-XSAT(I))*W ; WG = XSAT(I)*W

!      WF = 0.2D0 ; WG = 0.1D0
!      DMM = 30.D0 ; D = 30.D-3

E = 0.2! 0.615

! A)                                ESTIMATION DU GRADIENT DE PRESSION
! -----liquide-----
REF = 4*WF(I)/PI/D/VMIF
GF = 4*WF(I)/(PI*D**2)
FF = 0.079 / (GF*D/VMIF)**0.25
DPDZFF = 2.*FF*GF**2*VF/D
! -----Vapeur-----
REG = 4*WG(I)/PI/D/VMIG
GG = 4*WG(I)/(PI*D**2)
FG = 0.079 / (GG*D/VMIG)**0.25
DPDZFG = 2.*FG*GG**2*VG/D
! PARAMETRE DE MARTENELLI
XTT = (DPDZFF/DPDZFG)**0.5
TPMG = 1.D0 + CMARTI*XTT+XTT**2
DPDZF = DPDZFG*TPMG
! B)                                ENTRAINEMENT
C  THE ENTRAINED LIQUID FRACTION (E) = 0.615
! THE LIQUID FILM FLOW RATE WFF
WFF = WF(I) *(1.D0 - E)
! C)                                ETIMATION DE L'EPAISSEUR DU FILM
! Reynolds du film liquide
REFE = REF*(1.D0-E)
GFE = GF*(1.D0-E)
FFE = 0.079 / (FFE*D/VMIF)**0.25
DPDZFFE = 2.*FFE*GFE**2*VF/D
20  TPMFE = DPDZF/DPDZFFE
! void fraction
ALFA = 1.0D0 -DSQRT(1./TPMFE)
DELTA = D*(1.D0-ALFA)*0.25D0
!      Revised estimate of pressure gradient
! utilisation de l'équation 3.40
TPMG = ((1.D0+75.D0*(1.-ALFA))/ALFA**(5/2))*((WG(I)+E*WF(I))/WG(I))
TPMG = TPMG*(1-2*(ALFA/(1-ALFA))*(VF/VG)*(WF(I)*(1-E)/WG(I)))**2
DPDZF1 = DPDZFG*TPMG
IF(ABS(DPDZF1-DPDZF).GT.1) THEN
    DPDZF = DPDZF1
    GOTO 20
ENDIF
FI = FG*(1.D0+75.D0*(1.D0-ALFA))
JF = G*(1.-XSAT(I))*VF
JG = G*XSAT(I)*VG
THIKNES(I) = 0.25*DSQRT(FF*VG/FI/VF)*JF*D/JG
THIKNES(I) = DELTA*1D6
WRITE(*,*)'DELTA = ',DELTA,'TPMG = ',TPMG,'DPDZF = ',DPDZF
UF = G*(1.D0-XSAT(I))*VF/(1.D0-ALFA)

```

```

      UG = G*XSAT(I)*VG/ALFA
!      ISET = 6
      SELECT CASE (ISET)
      CASE(1)
!      CASESTUDY='Katto (1984)           I Tomiyama et al. (1988)'
```

! Etape 6 calcul de CE à partir du gradient de pression et de l'épaisseur du film.

```

!      ! ***** Entrainement Méthode de Tomiyama et al *****
!      !----- calcul de tau à l'interface selon l'éq. 3.37
      FI = FG*(1.D0+75.D0*(1.D0-ALFA))
      ROC = (WG(I)+E*WF(I))/WG(I)/VG
      TAU1 = 0.5D0*FI*ROC*(UG-2*UF)**2
      TAUETOILE = TAU1*DELTA/SIGMA
      CALL TOMIYAMA(TAUETOILE,CE(I))
! Etape 7 Calcul de K
!
!      ! ***** Déposition méthode de Katto *****
      CALL DEPOSITION_KATTO1984(SIGMA,VK(I))
```

! Etape 8 dans Collier : Calcul de C

```

!      !-----
      C(I) = WF(I)*E/WG(I)/VG
!
! Etape 9 Utilisation de K et de C pour le calcul Dd
!      Utilisation de K et de CE pour le calcul E
!
!      !-----
      DD(I) = VK(I) * C(I)
      EMAJ(I) = VK(I) * CE(I)
      CASE(2)
      CASESTUDY = 'Katto (1984)           I Ishii et Mishima (1981)'
```

! Etape 6 calcul de CE à partir du gradient de pression et de l'épaisseur du film.

```

!      ! ***** Entrainement Méthode de Ishii et Mishima eq. 2.20 *****
      CALL ISHIIMISHIMA1981(D,G,XSAT(I),CE(I))
```

! Etape 7 Calcul de K

```

!      !-----
!      ! ***** Déposition méthode de Katto *****
      CALL DEPOSITION_KATTO1984(SIGMA,VK(I))
```

! Etape 8 dans Collier : Calcul de C

```

!      !-----
      C(I) = WF(I)*E/WG(I)/VG
!
! Etape 9 Utilisation de K et de C pour le calcul Dd
!      Utilisation de K et de CE pour le calcul E
!
!      !-----
      DD(I) = VK(I) * C(I)
      EMAJ(I) = VK(I) * CE(I)
      CASE(3)
      CASESTUDY = 'Paleev-Filipovich (1966)I Katooka et al. (2000)'
```

! Etape 6 calcul de CE à partir du gradient de pression et de l'épaisseur du film.

```

!      ! ***** Entrainement de Kataoka et al. 2000. éq. 2.17 *****
      CALL ENTRAINMENTKATAOKA2000(D,E,G,XSAT(I),EMAJ(I))
! Etape 7 Calcul de K
!
!      !-----
!      ! ***** Déposition méthode de Paleev et Filipovich (1966) éq. 2.7 *****
      CALL DEPOSITION_PALEEVFILII1966(C(I),D,G,XSAT(I),VK(I))
```

! Etape 8 dans Collier : Calcul de C

```

!      !-----
      C(I) = WF(I)*E/WG(I)/VG
!
! Etape 9 Utilisation de K et de C pour le calcul Dd
!      Utilisation de K et de CE pour le calcul E
!
!      !-----
      DD(I) = VK(I) * C(I)
      CASE(4)
```

```

CASESTUDY = 'Okawa et al.(2003)      I Adamson-Anglart (2000) '
C(I) = WF(I)*E/WG(I)/VG
! Etape 6 calcul de CE à partir du gradient de pression et de l'épaisseur du film.
! -----
! ***** Entrainement Correlation de Adamsson and Anglart 2000. éq. 2.21 *****

CALL ENTRAINMENTADAMSONANGLART(D,DELTA,G,XSAT(I),EMAJ(I))
! Etape 7 Calcul de K
! -----
! ***** Déposition méthode de Okawa et al. (2003) éq. 2.15 *****
CALL DEPOSITION_OKAWA2003(C(I),D,VK(I))
! Etape 8 dans Collier : Calcul de C
! -----
C(I) = WF(I)*E/WG(I)/VG
!
! Etape 9 Utilisation de K et de C pour le calcul Dd
! Utilisation de K et de CE pour le calcul E
! -----

DD(I) = VK(I) * C(I)

CASE(5)
CASESTUDY = 'Hewitt (1978)           I Tomiyama et al. (1988) '
! Etape 6 calcul de CE à partir du gradient de pression et de l'épaisseur du film.
! -----
! ***** Entrainement avec deux methodes citées dans Collier *****
! méthode de l'ancien livre
!----- calcul de tau à l'interface selon l'éq. 3.37
FI = FG*(1.D0+75.D0*(1.D0-ALFA))
ROC = (WG(I)+E*WF(I))/WG(I)/VG
TAUI = 0.5D0*FI*ROC*(UG-2*UF)**2
TAUIOLD = 0.25D0*(DPDZF+CG/VG)*(D-2*DELTA)
TAUETOILE = TAUI*DELTA/SIGMA
CALL TOMIYAMA(TAUETOILE,CE(I))

! Etape 7 Calcul de K
! -----
! ***** Déposition avec deux methodes citées dans Collier *****
! méthode de l'ancien livre
! Corrélation donnée par Hewitt 1978 ---> Eq. 3.42
VK(I) = DSQRT(TAUI*VG)*87.D0*(VF*VMIF**2/D/SIGMA)**0.5
! Etape 8 dans Collier : Calcul de C (calculée déjà et dans la seconde méthode dcrite
! dans le nouveau livre est nécessaire pour le calcul de k (VK dans la routine))
! -----
C(I) = WF(I)*E/WG(I)/VG
!
! Etape 9 Utilisation de K et de C pour le calcul Dd
! Utilisation de K et de CE pour le calcul E
! -----

DD(I) = VK(I) * C(I)
EMAJ(I) = VK(I) * CE(I)
CASE(6)
CASESTUDY ='Hewitt-Govan (1988)     I Hewitt-Govan. (1988) '
! Etape 6 calcul de CE à partir du gradient de pression et de l'épaisseur du film.
! -----
! ***** Entrainement avec la méthode du nouveau livre de Collier *****
! Corrélation donnée par Govan et al. 1988 ---> Eq. 3.42
CALL REFCRITGOVAN1988(REFCRIT)
GFCRIT = REFCRIT*VMIF/D
XFIG3_7 = (GFF-GFCRIT)**2*D*VG**2/SIGMA/VF
YFIG3_7 = 5.75D-5*XFIG3_7**0.316D0
EMAJ(I) = YFIG3_7*GG
! Etape 7 Calcul de K
! -----
! ***** Déposition avec la méthode du nouveau livre de Collier *****
C(I) = WF(I)*E/WG(I)/VG
CALL DEPOSITION_GOVAN1988(C(I),D,VK(I))

! Etape 8 dans Collier : Calcul de C (calculé déjà nécessaire pour le calcul de k (VK da
ns la routine))
! -----

```

```

DD(I) = VK(I) * C(I)
CASE(7)
CASESTUDY = 'Paleev-Filipovich (1966)I Ishii et Mishima (1981)'
C(I) = WF(I)*E/WG(I)/VG
! Etape 6 calcul de CE à partir du gradient de pression et de l'épaisseur du film.
!
! ***** Entraînement Méthode de Ishii et Mishima eq. 2.20 *****
CALL ISHIIMISHIMA1981(D,G,XSAT(I),CE(I))

! Etape 7 Calcul de K
!
! ***** Déposition méthode de Paleev et Filipovich (1966) éq. 2.7 *****
CALL DEPOSITION_PALEEVI1966(C(I),D,G,XSAT(I),VK(I))

! Etape 8 dans Collier : Calcul de C
!
! C(I) = WF(I)*E/WG(I)/VG
!
! Etape 9 Utilisation de K et de C pour le calcul Dd
! Utilisation de K et de CE pour le calcul E
!
DD(I) = VK(I) * C(I)
EMAJ(I) = VK(I) * CE(I)
END SELECT
FLOWNET = (DD(I)-EMAJ(I)-FLUX/HFG)*PI*D*(ZSAT(I)-ZSAT(I-1))
WLF(I) = WLF(I-1)+ FLOWNET
WRITE(6,3000)ZSAT(I),XSAT(I),WF(I),DD(I),EMAJ(I),VK(5),C(I),THIKNE
&S(I),WLF(I),E
10 CONTINUE
CONTINUE
! RO3CEQ = CE(I)
! CALL DEPOSITION_KATTO1984(SIGMA,RO3CEQ,ROW32)
! CALL ENTRAINMENT_WHALLEY1974(SIGMA,RO3CEQ,ROW23)

700 FORMAT(/1X,47HPROPRIETES PHYSIQUES DE L'EAU ET DE SA VAPEUR A/1X,4
@3HL'ETAT DE SATURATION POUR UNE PRESSION DE :,F5.1,4H bar//1X,8HTS
@AT = ,F5.1,7X,4H(°C),6X,10HTENSION = ,F7.5,3X,5H(N/M)/1X,8HVF
@= ,E11.5,8H (M3/KG),3X,10HVG = ,F9.6,8H (M3/KG)/1X,8HCPF =
@,F6.3,6X,9H(KJ/KG K),1X,10HCPG = ,F6.3,4X,9H(KJ/KG K)/1X,8HHF
@ = ,F7.2,5X,7H(KJ/KG),3X,10HHG = ,F7.2,3X,7H(KJ/KG))
710 FORMAT(1X,8HCOND = ,F5.3,7X,7H(W/M K),3X,10HCONDG = ,F6.4,4X,7H
@ (W/M K)/1X,8HVISF = ,E10.4,2X,7H(N S/M),3X,10HVISG = ,E8.2,2X,
@7H(N S/M))
800 FORMAT(/1X,3(1H*),24(1H),17HDONNEES D'ENTREES,24(1H),3(1H*)//1X,
@9HFLUX = ,F8.0,7H (W/M2),2X,5HG = ,F7.0,10H (KG/M2 S),2X,7HTFI
@ = ,F5.1,5H (°C))
900 FORMAT(1X,9HL_TUBE = ,F6.3,6H (M),5X,5HDI = ,F6.2,6H (MM))
910 FORMAT(1X,9HDEBIT = ,F6.3,3X,6H(KG/S),2X,5HP = ,F5.1,3X,5H(BAR))
920 FORMAT(/1X,65HLES NOMBRES DE SECTIONS DES REGIONS DE TRANSFERT THE
@RMIQUE SONT ://1X,7HNSPL = ,I2,28H (REG. SIMPLE PHASE LIQUIDE),/1X
@,7HNSUB = ,I2,35H (REG. EBULLITION LOCALE PARTIELLE)/1X,7HNSAT = ,
@I4,26H (REG. EBULLITION NUCLEEE))
930 FORMAT(/1X,3(1H*),25(1H),15HSORTIES DU CODE,25(1H),3(1H*))
940 FORMAT(/1X,10HX_INLET = ,F6.3,4X,3H(-),4X,26H(TITRE A L'ENTREE DU
@TUBE)/1X,10HX_EXIT = ,F6.3,4X,3H(-),4X,27H(TITRE A LA SORTIE DU T
@UBE)/1X,10HDELTAH = ,E9.3,7H (J/KG),19H (GAIN D'ENTHALPIE))
1001 FORMAT(/1X,30HLES LIMITES DU FLUX CRITIQUE ://1X,9HCHFMIN = ,F10.0
@,7H (W/M2),/1X,9HCHFMAX = ,F10.0,7H (W/M2))
1500 FORMAT(/1X,'LE MODELE CHOISI EST LE CAS ',I1,' ==>',A50/)
2000 FORMAT(/1X,'TITRE CORRESPONDANT AU DEBUT DE L'ECOULEMENT ANNULAIR
@E SELON LA FORMULE DE WALLIS : ',F5.3/1X,'LA COTE A LAQUELLE A LIE
@U LE DEBUT D'ECOULEMENT ANNULAIRE EST = ',F6.3,4H (M)/)
2001 FORMAT(1X,100(1H-))
2002 FORMAT(1X,2X,1HZ,6X,5HTITRE,4X,2HWF,9X,2HDD,9X,1HE,10X,1HK,11X,1HC
&,7X,5HDELTA,4X,3HWLF,6X,1He)
2003 FORMAT(2X,3H[m],6X,3H[-],3X,6H[kg/s],4X,9H[kg/m2 s],2X,9H[kg/m2 s]
&,3X,5H[m/s],6X,7H[kg/m3],5X,4H[um],3X,6H[kg/s],3X,3H[-])
3000 FORMAT(1X,F5.3,3X,F5.3,3X,F5.3,3X,F8.3,3X,F8.3,3X,E10.3,3X,F8.3,3X
&,F6.1,3X,F5.3,3X,F5.3)

CONTAINS

SUBROUTINE WALIS_INITANNULAR(VF,VG,G,XANUL)
!The initial mass quality of annular flow can be evaluated by the widely-used Wallis cor

```

relation

```
IMPLICIT NONE
REAL*8, INTENT(IN) :: VF, VG, G
REAL*8, INTENT(OUT) :: XANUL
REAL*8 ROF, ROG
ROF = 1./VF ; ROG = 1./VG
XANUL = 0.6+(0.4*DSQRT(9.81D0*D*(ROF-ROG)))/G
XANUL = XANUL/(0.6+DSQRT(ROF/ROG))
END SUBROUTINE WALIS_INITANNULAR
END PROGRAM INTERRELATIONSHIPS
```