

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI
BOUMEDIENE



FACULTE DES SCIENCES-PHYSIQUE

*Laboratoire de Mécanique des Fluides
Théorique et Appliquée*

Thèse de MAGISTER
En physique

Présentée par
M^{me} KABACHE MALIKA
(Epoque Ait Ameur)

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES
ECOULEMENTS DIPHASIQUES
EN CONDUITE HORIZONTALE : PHENOMENE
D'ENTRAINEMENT**

Soutenue le 03./04 / 2001, devant la commission d'examen:

M Bouhadeff Mustapha, Professeur USTHB	President
M Salem Abdelaziz, Professeur USTHB,	Examineur
M Oufer M, Maitre de conférence USTHB,	Examineur
M Si Ahmed El Khider, Professeur USTHB,	Directeur de thèse
M Kessal Mohand, Chargé de cours U Boumerdes,	CoRapporteur

AVANT-PROPOS

Ce travail a été effectué au laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et Appliquée de l'U.S.T.H.B. d'Alger.

Je remercie particulièrement, Monsieur E.K. SI AHMED Professeur à l'U.S.T.H.B, pour avoir assuré la direction scientifique de ce travail avec une attention particulière.

Qu'il veuille trouver ici l'assurance de ma profonde gratitude pour l'aide qu'il m'a apportée et pour la patience avec laquelle il a dirigé ce travail.

Le présent travail a été mené sous la codirection de Monsieur M. KESSAL, chargé de cours à l'université de Boumerdes pour son suivi, ses conseils, orientations à suivre et remarques pertinentes, qu'il trouve l'expression de ma sincère gratitude.

Monsieur le Professeur M. BOUHADEF, dont j'ai reçu l'enseignement exemplaire, m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. Je tiens à lui exprimer ici ma profonde reconnaissance.

J'adresse mes respectueux remerciements à Monsieur le Professeur SALEM, pour avoir bien voulu participer au jury de cette thèse.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur L. OUFER, Maître de conférence à l'institut de Chimie Industrielle à l'U.S.T.H.B., pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Enfin, je ne saurais oublier chacun de mes collègues du laboratoire en particulier M. SAHBANE, M. SALHI ainsi que M^{me} AISSIOU, pour l'aide qu'ils m'ont prodiguée.

2.3.1. Corrélation pour τ_{xz}^+	37
2.3.2. Influence de τ_{yz}^+	37
2.4. Résultats	38
2.5. Conditions aux limites	41
2.6. Modélisation de l'entraînement et du frottement	42
<u>CHAPITRE 3</u> RESULTATS ET DISCUSSION	43
3.1 Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	44
3.2 Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide à $j_l=0.006\text{m/s}$, $j_g=49.7\text{m/s}$	44
3.3 Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=49.7\text{m/s}$	45
3.4 Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide à $j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=48.7\text{m/s}$	45
3.5 Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide à $j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=30\text{m/s}$	46
3.6 Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide à $j_l=0.02\text{m/s}$, $j_g=49.8\text{m/s}$	46
3.7 Récapitulatif de l'évolution circonférentielle de l'épaisseur du film	47
3.8 Evolution de l'épaisseur du film en coordonnées polaires à $j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=48.7\text{m/s}$	47
3.9 Evolution de l'épaisseur du film en coordonnées polaires à $j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=30\text{m/s}$	48
3.10 Récapitulatif de l'évolution de l'épaisseur du film en coordonnées polaires	48
3.11 Evolution angulaire de la vitesse axiale à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	49
3.12 Evolution angulaire de la vitesse axiale à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=49.7\text{m/s}$	50
3.13 Evolution angulaire de la vitesse axiale à $j_l=0.006\text{m/s}$, $j_g=49.6\text{m/s}$	50
3.14 Evolution angulaire de la vitesse axiale à $j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=48.7\text{m/s}$	51
3.15 Evolution angulaire de la vitesse axiale à $j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=30\text{m/s}$	51
3.16 Evolution angulaire de la vitesse axiale à $j_l=0.02\text{m/s}$, $j_g=49.8\text{m/s}$	52
3.17 Récapitulatif de l'évolution angulaire de la vitesse axiale	52
3.18 Influence du diamètre sur l'évolution de l'épaisseur du film liquide à $j_l=0.006\text{m/s}$, $j_g=49.6\text{m/s}$	53

3.19 Influence du diamètre sur l'évolution de l'épaisseur du film liquide à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=49.6\text{m/s}$	54
3.20 Influence du diamètre sur l'évolution de l'épaisseur du film liquide à $j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=48.7\text{m/s}$	54
3.21 Influence du diamètre sur l'évolution du taux d'entraînement	55
3.22 L'évolution angulaire du taux d'entraînement	56
3.23 L'évolution du taux de déposition et d'atomisation du liquide	57
3.24 L'évolution du taux d'entraînement à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	57
3.25 Influence du diamètre sur le taux d'atomisation et de déposition à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	58
3.26 Influence du diamètre sur le taux d'atomisation et de déposition à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	58
3.27 L'évolution angulaire de Ra-Rd	59
3.28 L'évolution angulaire de la pression à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	59
3.29 L'évolution du gradient de pression à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	60
3.30 L'évolution du frottement interfacial à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	61
3.31 L'évolution de τ_i à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	62
3.32 Influence du diamètre sur le facteur de frottement interfacial au bas de la conduite	62
3.33 Influence du diamètre sur l'évolution de la tension de cisaillement au bas de la conduite à $j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$	63
CONCLUSION	64
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	66
ANNEXES	72

NOMENCLATURE

Latines

A	Fonction
a	Surface
B	Vecteur
C_D	Vitesse de l'onde perturbée
c_v	Chaleur spécifique à volume constant
F	Force extérieure par unité de masse
f	Fonction
f_g	Facteur de frottement pariétal
f_i	Facteur de frottement du gaz
Fr	Nombre de Froude
g	Enthalpie libre par unité de masse
G	Accélération de gravité
h	Hauteur du film liquide
i	Enthalpie par unité de masse
J	Terme de flux
J_g	Vitesse superficielle du gaz
J_l	Vitesse superficielle du liquide
k	Conductivité thermique
l	Coordonnée linéaire
M	Tenseur
m	Transfert de masse par unité de surface à l'interface et par unité de temps
n	Vecteur unitaire normal
P	Pression statique
q	Flux de chaleur
R	Tenseur antisymétrique
r	Vecteur de position
R_a	Taux d'atomisation des gouttelettes
R_d	Taux de déposition des gouttelettes
R	Rayon de la conduite
s	Entropie par unité de masse
T	Température
T	Tenseur de contrainte
t	Temps
U	Tenseur unitaire
u	Energie interne par unité de masse
u	Composante circonférentielle de la vitesse
v	Composante radiale de la vitesse
w	Composante axiale de la vitesse
x	Direction circonférentielle

y Direction radiale
z Direction axiale

Grecques

α Angle d'inclinaison de la conduite
 σ Contrainte normale
 τ_{ij} Contrainte de cisaillement
 ν_L Viscosité cinématique du liquide
 ε Diffusivité turbulente
 τ_p Tension de frottement à la paroi
 γ Débit de liquide
 ρ_g Densité de gaz
 μ Viscosité
 φ Terme de source
 Δ Source d'entropie par unité de volume et par unité de temps
 ψ Quantité spécifique

Exposants

+ Forme adimensionnelle
n Normal
t Tangentiel
v à volume constant

Indices

a Surface
i Interface
k Indice de phase
L Liquide
p Vitesse de l'interface
V Vapeur

INTRODUCTION

Les écoulements gaz/liquide sont, de nos jours, utilisés dans plusieurs processus industriels. On peut citer comme exemples les systèmes de refroidissement des réacteurs nucléaires, les échangeurs de chaleur, etc.

Parmi les écoulements diphasiques rencontrés, la configuration dite annulaire occupe une place privilégiée dans les conduites avec changement de phase. Cette configuration d'écoulement est constituée d'un film pariétal et d'un noyau central gazeux, entraînant parfois des gouttelettes de liquide. Dans l'écoulement vertical, ce film est uniformément réparti autour de la circonférence de la conduite, mais pour des positions inclinées ou horizontales, la gravité donne lieu à une asymétrie du film. Plusieurs investigations [Az80, Az86, Fu89] ont été conduites sur la structure du film liquide en conduite horizontale. L'objectif de ces dernières, consiste à calculer la quantité de liquide transportée vers la partie supérieure du tube pour former un film continu réparti sur tout le périmètre intérieur de la canalisation. Ce phénomène, résultant de l'entraînement et de la redéposition des gouttelettes de liquide, a été quantifié de plusieurs manières. En effet, sur le plan théorique le comportement des gouttelettes est étudié sur la base d'une évolution statistique des divers paramètres y afférant. A ce titre plusieurs auteurs [Az97, Ha89] ont calculé les taux respectifs d'entraînement et de redéposition ainsi que l'évolution des paramètres du film liquide de façon approximative. Sur le plan expérimental, plusieurs travaux sont rapportés dans la littérature [Ni96, Wi96] ; en fait ils constituent la majorité des cas étudiés.

Ce travail essentiellement théorique est basé sur les équations classiques de conservation de la mécanique des fluides. Il est proposé dans cette étude, d'analyser, par une formulation dite en contraintes, le comportement "mécanique" de ces écoulements.

Dans une première partie, une revue bibliographique est présentée, où une vue générale des écoulements diphasiques en conduite verticale et en

conduite horizontale est donnée ainsi que les résultats récents de travaux de recherche.

Dans une deuxième partie, le modèle mathématique décrivant la configuration utilisée ainsi que les hypothèses simplificatrices introduites sont présentés. L'écriture des équations de conservation en coordonnées cylindriques pour un volume de contrôle élémentaire de fluide, a permis d'introduire, sous forme de contraintes, un modèle d'évolution angulaire du film de liquide.

Dans une troisième partie, les résultats ainsi que les commentaires respectifs sont présentés. En négligeant les termes du second ordre, le profil transversal du film liquide est calculé avec une approche relativement simple des taux d'entraînement et de redéposition. Les résultats obtenus ont permis d'observer l'évolution du profil de l'écoulement annulaire ainsi que les taux d'entraînement et de redéposition à chaque section transversale. Ils ont été comparés à des résultats expérimentaux recueillis dans la littérature. Ensuite, afin de vérifier de manière effective l'influence de certaines contraintes, les équations de conservation sont reprises de manière globale, permettant ainsi de mesurer l'impact des simplifications apportées dans la première partie.

Dans la dernière partie, compte tenu de la complexité des phénomènes qui interviennent dans cette configuration d'écoulement, une approche quantitative et qualitative simplifiée de la redéposition et de l'entraînement des gouttelettes de liquide a été mise au point. Après avoir choisi les principaux paramètres qui participent à ces phénomènes, leur traitement par la théorie de similitude et de l'analyse dimensionnelle a permis d'écrire une corrélation globale de la fraction de liquide entraînée. Ceci a permis par conséquent de mieux quantifier le coefficient de frottement interfacial entre le gaz et le liquide.

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1. INTRODUCTION

On définit un écoulement diphasique comme étant un écoulement simultané de deux phases (exemple : gaz et liquide). De tels régimes sont très difficiles à analyser - sauf pour certains cas très simples - parce que les phases ont souvent des propriétés très différentes, et que les mécanismes soutenant le transport interfacial sont complexes. Par conséquent, la prédiction des paramètres diphasiques est extrêmement ardue. En particulier, il a été observé que les processus de transport changent qualitativement avec la configuration de l'interface.

Le domaine de l'écoulement à deux ou plusieurs phases devient de plus en plus important dans beaucoup de systèmes industriels. Il intervient en vue d'une conception optimale et une exploitation sécurisante. Ce phénomène ne se limite pas aux procédés industriels mais à un grand nombre de phénomènes naturels qui exigent une meilleure compréhension. Les applications les plus importantes sont :

- *Installations de production d'énergie*
- *Systèmes de transfert de chaleur*
- *Procédés industriels* (distillation, lits fluidisés, désalination, etc.)
- *Systèmes de transport*
- *Systèmes de lubrification*
- *Contrôle de l'environnement*
- *Phénomènes naturels* (sédimentation, vagues, dunes, nuages, conversion des rivières et mers en glace...)
- *Systèmes biologiques* (écoulements sanguins, transport capillaire, contrôle de la température du corps par transpiration, etc.)

L'ensemble de ces systèmes est gouverné par les mêmes lois physiques de transport de masse, de moment et d'énergie. Les écoulements à deux phases étant d'une grande importance pour de nombreux domaines technologiques. La conception optimale, la prédiction des limites opérationnelles et le contrôle de la sécurité de ces systèmes dépend de la disponibilité de modèles mathématiques réalistes et précis. Pour cela une clarification de ces écoulements peut être donnée par le tableau suivant :

Classe	Régime typique	Configuration	Exemples
Ecoulements séparés	Ecoulement de film	- Film liquide dans du gaz - Film gazeux dans du liquide	- Refroidissement du film - Chauffage du film
	Ecoulement annulaire	- Noyau liquide et film de gaz - Noyau gazeux et film liquide	- Ebullition de film - Condenseurs
	Ecoulement à jet	- Jet de liquide dans du gaz - Jet de gaz dans du liquide	- Atomiseur - Condenseur à jet
Ecoulements mixtes	Ecoulement bouchon	- Poches de gaz dans du liquide	- Ebullition de Sodium
	Ecoulement annulaire ébullatoire	- Bulles de gaz dans un film liquide avec un noyau gazeux	- Evaporateur avec nucléation sur les parois
	Ecoulement annulaire de gouttelettes	- Noyau gazeux avec gouttelettes et film liquide	Chaudière
	Ecoulement annulaire ébullatoire de gouttelettes	- Noyau gazeux avec gouttelettes et film liquide avec bulles de gaz	- Canal d'ébullition d'un réacteur nucléaire
Ecoulements dispersés	Ecoulement ébullatoire	- Bulles de gaz dans du liquide	- Réacteur chimique
	Ecoulement de gouttelettes	Gouttelettes liquides dans du gaz	- Refroidissement par pulvérisation
	Ecoulement de particules	Particules solides dans gaz ou liquide	- Transport de blé

Table 1 : Classification des écoulements à deux phases

Parmi les divers régimes d'écoulements rencontrés dans les conduites, nous distinguons l'écoulement annulaire où nous observons un noyau central gazeux, ainsi qu'un film liquide pariétal d'épaisseur variable. Il faut noter l'importance du phénomène "d'arrachement" de particules de liquide au niveau de la surface du film, ainsi que de leur redéposition. Pour mieux situer ce phénomène, il serait opportun de rappeler quelques notions sur les écoulements diphasiques et les principaux paramètres s'y afférant.

1.2. NOTIONS DE BASE SUR LES ECOULEMENTS GAZ/LIQUIDE

L'écoulement gaz/liquide est caractérisé par la configuration de l'interface séparant les deux phases en présence. Cette dernière est fortement dépendante de l'inclinaison de la conduite. La base théorique de l'étude des écoulements diphasiques gaz/liquide repose essentiellement sur les équations de conservation de la matière, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Elles peuvent être moyennées dans le temps, dans l'espace ou simultanément dans le temps et dans l'espace.

Les premières méthodes proposées pour modéliser les écoulements diphasiques gaz/liquide dans les conduites ne considéraient pas le régime détaillé d'écoulement. De façon globale, on distinguait deux modélisations : homogène et à phases séparées [Wallis (1969)]. Dans la première, on assimile le mélange gaz/liquide à un pseudo fluide monophasique, dont les propriétés physiques et thermodynamiques sont une combinaison de celles des deux fluides en présence. Dans beaucoup de cas, le glissement entre les phases est négligé. Cette dernière hypothèse n'est crédible que si l'une des phases est suffisamment dispersée dans l'autre. Dans la seconde, on considère les deux phases indépendamment l'une de l'autre, même si les deux fluides sont intimement mêlés.

Dans une étape ultérieure, les différentes configurations d'écoulement existantes sont considérées, ce qui implique une formulation adaptée par configuration. En effet, il existe différents types de régimes d'écoulement :

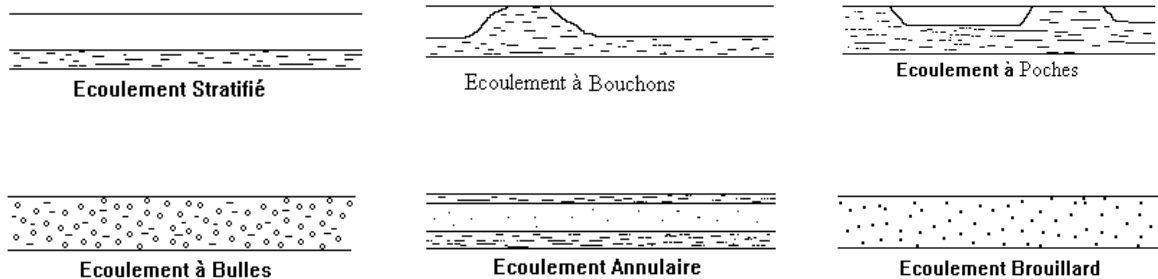
stratifiée, à poches, annulaire, brouillard, et à bouchons . Les transitions entre ces dernières ont été définies tout d'abord à partir d'observations visuelles. Par conséquent, leur détermination est quelque peu subjective. Aussi, il est tout à fait intéressant de connaître, et de comprendre l'évolution de l'interface pour pouvoir prédire la transition.

1.2.1. Configurations d'écoulements

Il existe donc plusieurs configurations d'écoulement, que l'on peut obtenir en modifiant les débits de liquide et de gaz, de même qu'en intervenant sur les caractéristiques physiques des fluides ou de la conduite.

1.2.1.1. Cas de la conduite horizontale

Les différents régimes, en horizontal, sont les suivants:



Écoulement Stratifié : le liquide s'écoule au fond de la conduite, tandis que les forces de gravité dominent. Il existe deux cas: dans le premier, l'interface entre les deux fluides est lisse, tandis que dans le second (également appelé *écoulement ondulé*) des ondes à l'interface se déplacent dans la direction de l'écoulement, sans jamais toucher la surface supérieure de la conduite. L'écoulement stratifié est principalement observé dans les conduites horizontales ou inclinées vers le bas. Il est également observé pour les écoulements inclinés vers le haut, mais seulement pour de faibles pentes.

Ecoulement à Bouchons : des bouchons liquides se propagent, par intermittence, le long de la conduite à grande vitesse. Dans de cas le bouchon liquide est aéré et contient des bulles.

Ecoulement à Poches : des poches de gaz (de longues bulles, généralement de tailles diverses), formées par coalescence, s'écoulent par intermittence, au sein d'une phase liquide continue; ces poches tendent à évoluer dans la moitié supérieure de la conduite. Dans ce cas l'écoulement est calme ou "gentil", et le bouchon liquide est dénué de bulles de gaz.

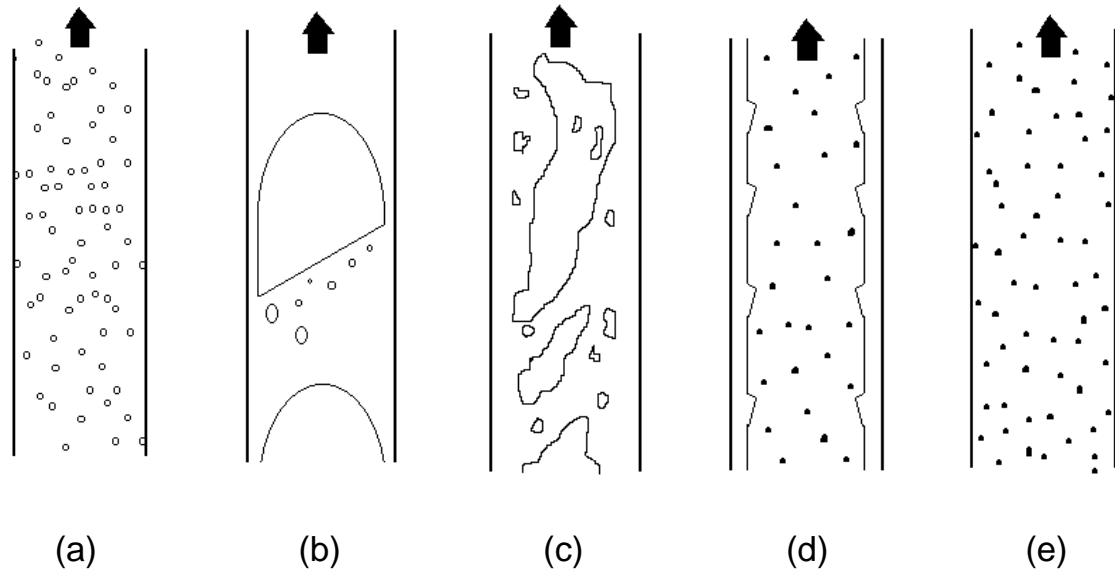
Ecoulement à Bulles : de petites bulles (généralement de tailles relativement uniformes) sont distribuées au sein d'une phase liquide continue. Les bulles tendent à se déplacer dans la partie supérieure de la conduite. Avec une augmentation de la vitesse du gaz, le nombre de bulles augmente jusqu'à remplir entièrement la section droite de la conduite.

Ecoulement Annulaire : le liquide forme un film à la périphérie de la conduite, autour d'une phase gazeuse pouvant contenir des gouttelettes entraînées. Le film liquide est généralement plus épais à la base de la conduite.

Ecoulement Brouillard : des gouttelettes liquides en suspension s'écoulent dans du gaz.

1.2.1.2. Cas de la conduite verticale

En conduite verticale, on distingue cinq configurations principales pour un courant ascendant :



Écoulement à Bulles (a) : C'est la configuration la plus connue, bien qu'à haute vitesse son apparence laiteuse ne facilite pas son identification. Les bulles sont sphériques seulement si leurs diamètres ne dépassent pas 1 mm, alors qu'au-delà leurs formes varient. On peut distinguer deux types de régimes. Dans la configuration à bulles indépendantes, celles-ci sont espacées et n'interagissent pas entre elles. Au contraire, dans la configuration en paquets, elles se mêlent et interagissent fortement entre elles.

Écoulement à Poches (Slug Flow) (b) : Cet écoulement est composé d'une série de poches de gaz. Généralement le sommet de la poche est arrondi alors que sa queue est plate. Le film entourant la poche se déplace vers le bas par rapport à la paroi de la conduite.

Churn flow (c) : Par rapport à l'écoulement à poches, pour un débit de liquide constant, une augmentation du débit de gaz conduit à un allongement des poches de gaz ainsi qu'à leur fragmentation.

Écoulement Annulaire Dispersé (d) : Il est caractérisé par un noyau central de gaz chargé de gouttelettes liquides, s'écoulant à une vitesse plus grande que le film liquide adhérant à la paroi. Les gouttelettes sont arrachées des crêtes

d'ondes se propageant à la surface du film liquide. Elles diffusent dans le noyau gazeux et peuvent éventuellement se redéposer à la surface du film.

Ecoulement Brouillard (e) : L'écoulement est uniquement constitué de gouttelettes. On retrouve cette configuration notamment lorsqu'il y a chauffage de la conduite.

1.2.1.3. *Prédiction de la configuration d'écoulement*

La prédiction de la configuration d'écoulement n'est pas évidente. La complexité de l'écoulement, les phénomènes interfaciaux rendent l'apport expérimental indispensable.

Dans le but d'aider à la prédiction des différentes configurations, de même que les transitions entre les divers régimes, il est très utile de disposer d'une carte d'écoulement montrant quel régime aura lieu pour différentes combinaisons des débits phasiques. Pour les mélanges gaz/liquide en conduite horizontale, les cartes les plus utilisées sont celles développées par Baker (1954) et par Mandhane and al. (1974). Elles ont été constituées à partir de nombreuses observations expérimentales, et par suite, elles peuvent servir à confronter les diverses modélisations théoriques.

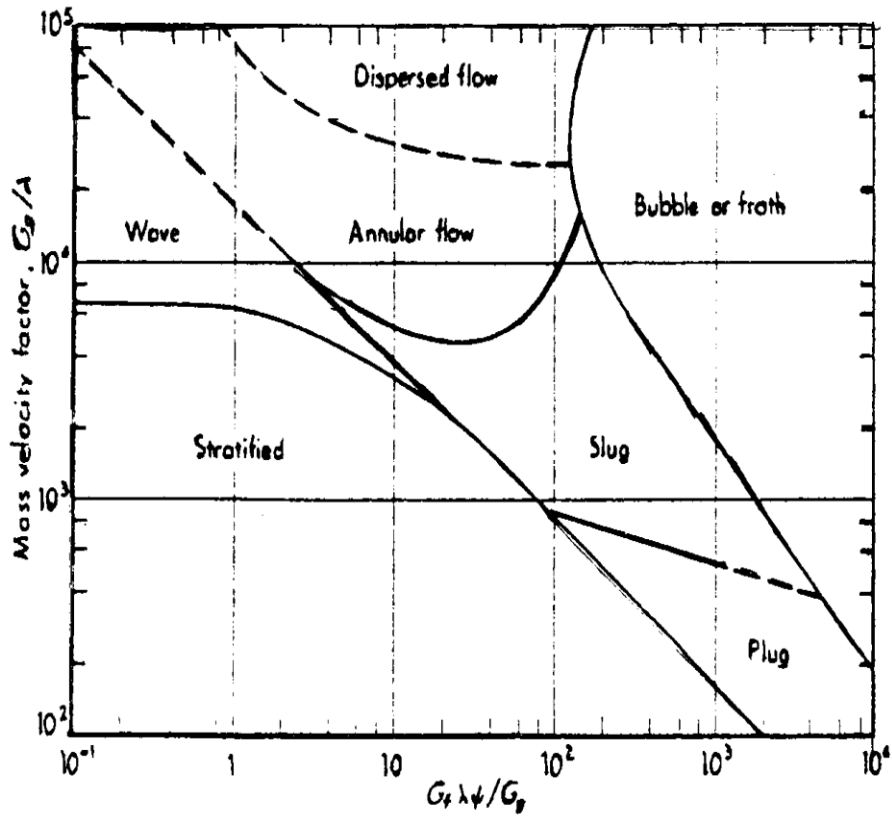


Figure 1.1: Carte de Baker (1954). $\lambda = \left[(\rho_g / 0.075) (\rho_l / 62.3) \right]^{1/2}$; $\Psi = \left[(73/\sigma) \mu_l (62.3/\rho_l)^2 \right]^{1/3}$

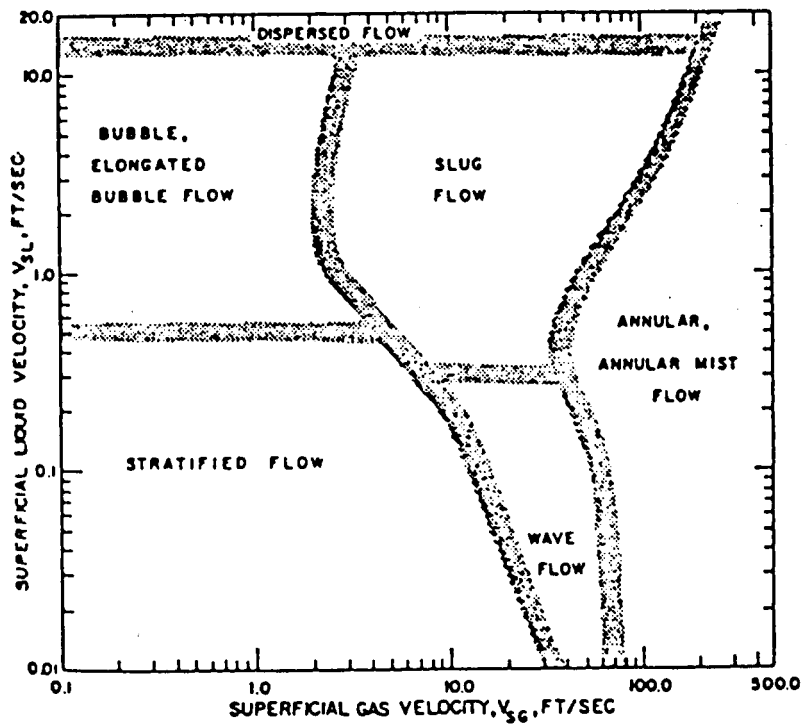


Figure 1.2: Carte de Mandhane et al (1974)

Dans le cas d'une conduite verticale, on dispose de la carte de Mac Quillan & Whalley (1985) pour un écoulement eau/air dans une conduite de 5 cm de diamètre.

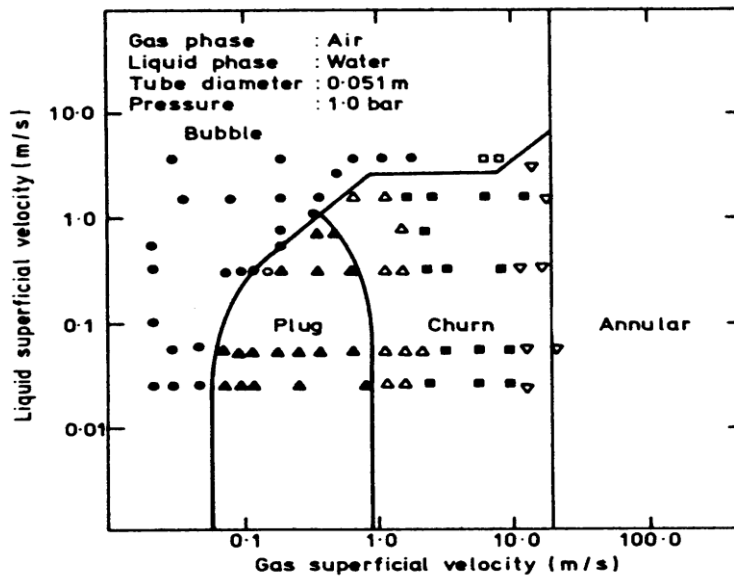


Figure 1.3: Carte de Mac Quillan & Whalley (1985).

1.2.2. Grandeurs mathématiques

Les grandeurs principales utilisées en écoulement diphasique sont définies ci-après :

Le taux de vide ou taux de présence de gaz dans le temps en un point M quelconque de la conduite, est défini par :

$$\overline{\alpha_k(M)} = \frac{\text{Temps de présence de la phase } k}{\text{Temps total}} = \frac{T_k}{T}$$

où T est la durée de l'observation et T_k la durée cumulée des temps de séjour de la phase k au point M pendant le temps T .

Des variables instantanées peuvent être moyennées sur une ligne, une section ou un volume. Le taux de présence global d'une phase k est :

$$R_k^1 = \frac{L_k}{L}$$

où L_k est la longueur découpée dans la phase k sur un segment de longueur L .

$$R_k^2 = \frac{A_k}{A}$$

où A_k est l'aire occupée par la phase k dans la section A de la conduite.

$$R_k^3 = \frac{V_k}{V}$$

où V_k est le volume occupé par la phase k dans le volume V .

Finalement, on définit :

$$R_k^1(t) = \frac{1}{L} \int_L X_k(M,t) dt \quad \text{et} \quad \overline{\alpha(M)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^T X_k(M,t) dt \right)$$

où T est la durée de l'observation et $X_k(m,t)$ est la fonction de présence est définie par :

$$X_k(M,t) = \begin{cases} 1 & \text{si } M \text{ appartient à la phase gazeuse} \\ 0 & \text{si } M \text{ appartient à la phase liquide} \end{cases}$$

D'autres grandeurs importantes en écoulement diphasique sont citées ci-dessous.

- Les vitesses débitantes ou (superficielles) du liquide et du gaz sont définies respectivement par :

$$\langle J_l \rangle = \frac{\int_{A_l} \vec{U}_l \cdot \vec{n} \, dA}{\int_A dA}$$

$$\langle J_g \rangle = \frac{\int_{A_g} \vec{U}_g \cdot \vec{n} \, dA}{\int_A dA}$$

avec $A = A_l + A_g$

U_l et U_g représentent respectivement les vitesses locales du liquide et du gaz.

- Les titres volumique β et massique x sont définis par :

$$\beta = \frac{\langle J_g \rangle}{\langle J_g \rangle + \langle J_l \rangle}$$

$$x = \frac{\langle J_g \rangle}{\langle J_g \rangle + \frac{\rho_l}{\rho_g} \langle J_l \rangle}$$

ρ_l et ρ_g désignent respectivement les masses volumiques du liquide et du gaz.

- La vitesse (ou débit) massique totale est définie par :

$$G = \langle \rho \rangle \langle J \rangle \quad \text{avec} \quad \langle J \rangle = \langle J_l \rangle + \langle J_g \rangle$$

ρ étant la masse volumique totale.

1.3. LES EQUATIONS DE CONSERVATION

1.3.1. Les équations locales instantanées

Dans un écoulement à une seule phase, les lois de conservation locales en un point x sont exprimées en termes d'équations différentielles partielles, si le point x n'appartient pas à une surface de discontinuité. Si le point x appartient à un point d'une surface discontinue, les lois de conservation locales sont formulées en termes de conditions de saut qui relient les paramètres d'écoulement sur les deux côtés de la surface de discontinuité.

Les interfaces de l'écoulement à deux phases peuvent être considérées comme des surfaces de discontinuité. Par conséquent, les lois de conservation pour chaque phase sont exprimées en termes d'équations différentielles partielles. Les lois de conservation sur l'interface sont exprimées en termes de conditions de saut.

Les équations instantanées locales constituent la base rationnelle pour pratiquement tous les modèles d'écoulement à deux phases. Elles sont directement utilisées par exemple, dans l'étude de la dynamique des bulles ou

les écoulements de film, ou sous la forme moyenne dans l'étude d'écoulement dans les conduites.

Les conditions de saut constituent une caractéristique dans l'analyse de l'écoulement à deux phases et donnent la relation entre les termes d'interaction de phase qui apparaissent dans les équations moyennes. Deux types de conditions de saut peuvent être dérivés: primaires et secondaires. Les conditions de saut primaires sont directement dérivées des lois intégrales écrites pour les quantités suivantes : la masse, la quantité de mouvement linéaire, la quantité de mouvement angulaire, l'énergie totale et l'entropie. Les conditions de saut secondaires sont établies en combinant les équations de saut primaires, elles sont posées pour les quantités suivantes: l'énergie mécanique, l'énergie interne, l'enthalpie et l'entropie.

La source interfaciale d'entropie obtenue à partir des conditions de saut de l'entropie, conduit aux conditions limites de l'interface. Si les transferts de l'interface sont supposés réversibles, il sera donc démontré qu'il n'y a pas de glissement ou de saut de température à travers l'interface et une certaine relation existe entre les enthalpies libres de chaque phase.

La dérivée des équations locales instantanées démarre avec les lois de conservation intégrales posées pour un volume de contrôle donné contenant les deux phases. Ces lois intégrales sont ensuite transformées par l'utilisation de la loi de Leibnitz et les théorèmes de Gauss pour obtenir une somme de deux intégrales de volume et une intégrale de surface. Les intégrales de volume conduisent aux équations différentielles locales instantanées valables dans chaque phase, où les intégrales de surface fournissent les conditions de saut locales instantanées valables seulement sur l'interface.

1.3.2. Les équations intégrales généralisées

Considérons un volume de contrôle fixe v coupé par une interface $a_i(t)$. Cette interface divise le volume de contrôle v en sous-volumes $v_1(t)$ et $v_2(t)$

respectivement enveloppés par les surfaces $a_1(t)$ et $a_i(t)$ et $a_2(t)$ et $a_i(t)$ (Figure 1.4).

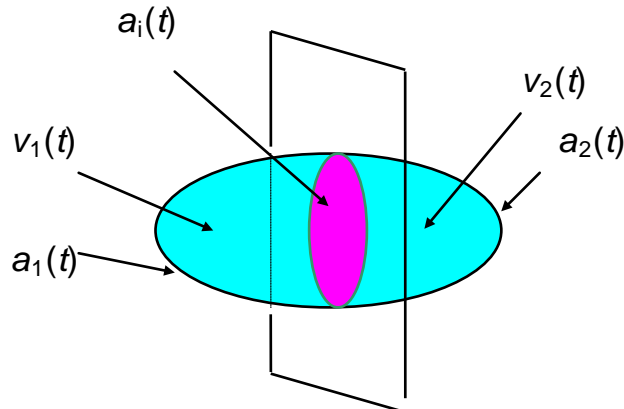


Figure 1.4 : Volume de contrôle à deux phases

Les équations intégrales de conservation peuvent être écrites dans la forme condensée suivante :

$$\sum_{k=1,2} \frac{d}{dt} \int_{V_k(t)} \rho_k \psi_k dv = - \sum_{k=1,2} \int_{a_k(t)} \rho_k \psi_k (V_k \cdot n_k) da + \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \rho_k \phi_k dv \quad (1)$$

$$- \sum_{k=1,2} \int_{a_k(t)} n_k \cdot J_k da + \int_{a_i(t)} \phi_i da$$

Pour chaque loi de conservation, les valeurs de ψ_k , J_k et ϕ_k sont données dans la tableau 1

Equilibre	ψ_k	J_k	ϕ_k	ϕ_i
Masse	1	0	0	0
Quantité de mouvement linéaire	V_k	$-T_k$	F	0
Quantité de Mouvement angulaire	$r \times V_k$	$-T_k \cdot R^*$	$r \times F$	0
Energie totale	$u_k + 1/2 V_k$	$q_k - T_k \cdot V_k$	$F \cdot V_k$	0
Entropie	s_k	$(1/T_k) q_k$	$(1/\rho_k) \Delta_k$	Δ_i

R^* est le tenseur antisymétrique correspondant au vecteur r .

Tableau 1 : Définition des symboles utilisés dans l'équilibre intégral généralisé

La loi d'équation intégrale de conservation (1) est transformée en utilisant la loi de Leibnitz et le théorème de Gauss. Elle se met sous la forme suivante :

$$\sum_{k=1,2} \int_{v_2(t)} \left[\frac{\partial}{\partial t} \rho_k \Psi_k + \nabla \cdot (\rho_k V_k) + \nabla \cdot J_k - \rho_k \phi_k \right] dv - \int_{a_1(t)} \left[\sum_{k=1,2} m_k \Psi_k + n_k \cdot J_k + \phi_i \right] da = 0 \quad (2)$$

$$\text{avec} \quad m_k = \rho_k (V_k - V_i) \cdot n_k \quad (3)$$

L'équation (2) doit être satisfaite quels que soient $v(t)$ et $a(t)$. On en déduit :

- L'équation locale instantanée de la phase :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_k \Psi_k + \nabla \cdot (\rho_k \Psi_k V_k) + \nabla \cdot J_k - \rho_k \phi_k = 0 \quad (4)$$

- La condition de saut locale instantanée :

$$\sum_{k=1,2} (m_k \Psi_k + n_k \cdot J_k + \phi_i) = 0 \quad (5)$$

Pour chaque loi de conservation locale instantanée, les valeurs Ψ_k , J_k et ϕ_k sont données dans la tableau 1.

1.4. L'ÉCOULEMENT ANNULAIRE

La technologie des écoulements diphasiques a pris de l'importance pour le développement des champs pétrolifères, en particulier pour les champs satellites, marginaux et en eau profonde. Pour un transport économique et sûr des fluides à partir d'un réservoir, vers les installations en aval, il est nécessaire de prédire précisément le comportement des écoulements multiphasiques dans les puits et dans les conduites.

L'écoulement annulaire est l'une des configurations prédominantes dans les conduites de gaz humide. On peut le retrouver lors de différentes opérations industrielles, plusieurs exemples peuvent être cités : dans les évaporateurs et les condenseurs, dans les centrales énergétiques

conventionnelles ; dans les réacteurs nucléaires pressurisés lors d'une rupture du circuit de refroidissement et dans les conduites gaz/huile.

Le taux d'entraînement des gouttes à partir d'un film liquide est important dans l'analyse des processus des transferts de chaleur dans l'écoulement annulaire. En particulier la connaissance précise de l'entraînement est indispensable pour la prédiction de l'assèchement et du transfert de chaleur post assèchement ainsi que l'efficacité de refroidissement dans les réacteurs à eau légère.

Dans le cas des régimes transitoires ou des accidents dans les réacteurs à eau légère, l'écoulement annulaire ou bien l'écoulement à brouillard peuvent se rencontrer.

Le terme écoulement annulaire est utilisé pour la description de la configuration d'écoulement de gaz/liquide dans lequel la partie liquide traverse le canal sous forme de film à la paroi alors qu'une fraction du liquide est transportée sous forme de gouttelettes dans le gaz.

1.4.1. Formation du film liquide

Dans l'écoulement vertical, le film est uniforme circonférenciellement mais pour l'écoulement horizontal, la gravité impose une distribution asymétrique du film liquide à la paroi ainsi que des gouttelettes entraînées. De plus les distributions circonférentielles des taux d'atomisation et de redéposition sont généralement non uniformes. Cette non uniformité cause de sérieuses difficultés dans l'expérimental et dans la modélisation.

Plusieurs investigations ont été conduites sur la structure de l'écoulement annulaire horizontal. Le problème consiste à déterminer la quantité de liquide qui est transportée vers la partie supérieure du tube pour former un film continu aux alentours du périmètre.

Les mécanismes physiques possibles du transport du liquide peuvent être résumés comme suit :

- Le mécanisme de l'écoulement secondaire du gaz a été proposé en premier par Pletcher et McManus (1965), et a été modélisé par Laurinat et al (1985) ainsi que par Lin et al (1985).

Le film liquide est suspendu sur la paroi du tube par le transport ascendant du liquide de l'interface gaz/liquide dû à l'écoulement secondaire de gaz. Le liquide ou le film pariétal s'écoule vers le bas sous l'effet de la gravité.

- Le mécanisme d'entraînement et de redéposition du liquide, a été étudié en premier par Russell et Lamb (1965), par Anderson et Russell (1970), puis par Wilkes et al (1980).

L'amplitude relativement importante des ondes qui se créent à l'interface et qui est due à la contrainte de cisaillement interfaciale, entraîne l'arrachement de particules de liquide sous la forme de gouttelettes. Une partie de celles-ci est transportée (entraînée) vers le haut de la conduite où elle se dépose. Elles se coalescent alors pour former un film fin de liquide qui s'écoule vers le bas sous l'effet de la force de gravité.

- Propagation de l'onde et le mécanisme de mélange proposé par Butterworth et Pulling (1972).

- Action de "pompage" due à l'onde perturbée, proposée par Fukano et Ousaka (1989). Les ondes dites "perturbées" transportent le liquide vers le sommet de la conduite par une action de "pompage" due au gradient de pression le long de la hauteur décroissante de l'onde et le film de base qui s'épuise en aval.

Cependant une partie de ces hypothèses s'appuie sur différents modèles capables de prédire la distribution circonférentielle de l'épaisseur du film liquide. Il n'y a pas de données expérimentales définitives pour valider ces différents mécanismes.

Par exemple, quand l'écoulement secondaire de gaz est suffisamment important pour produire les forces de cisaillement interfaciales pouvant entraîner le film liquide dans le sens opposé aux forces de gravité, la direction

de l'écoulement du film liquide est généralement ascendante et axiale aux alentours de l'interface.

D'autre part, si les ondes "perturbées" sont les seules à fournir du liquide au film de la paroi supérieure de la conduite, le liquide s'écoule vers le sommet de la conduite durant le passage de l'onde perturbée mais revient après le passage de chaque onde.

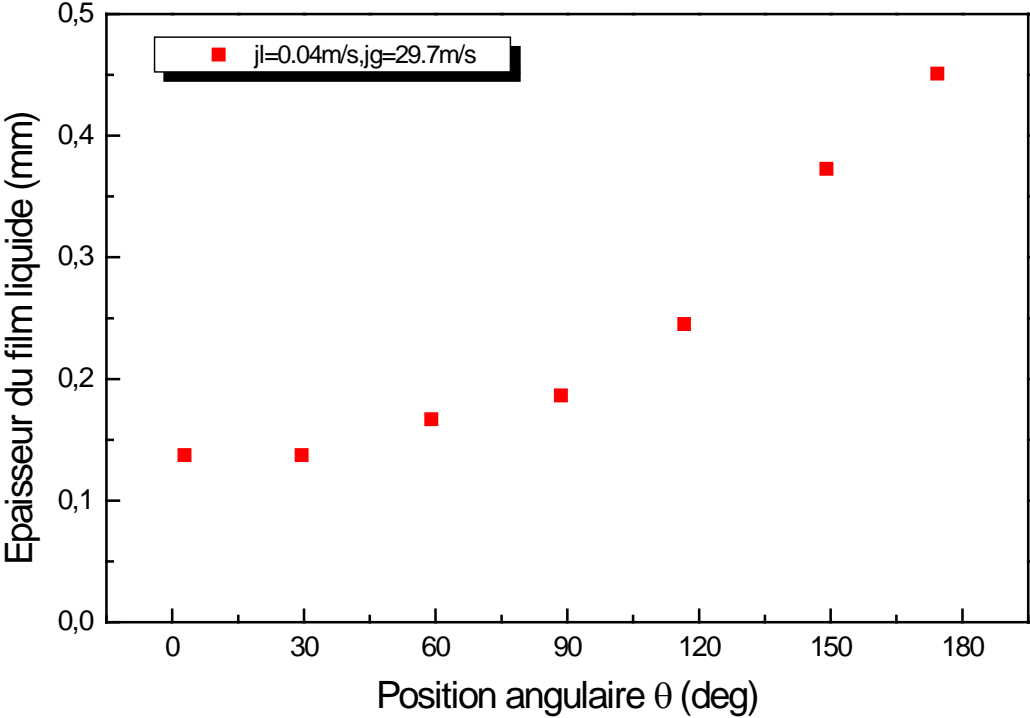
Les modèles théoriques de prédiction de l'épaisseur du film ainsi que la distribution du débit de liquide dans l'écoulement annulaire horizontal ont été présentés par Butterworth (1973), Fisher et Pearce (1978,1993), Laurinat et al (1985), James et al (1987) et Fukano et Ousaka (1989). Les paramètres qui contrôlent la distribution de cette épaisseur ont été expliqués par Butterworth et Pulling (1972), Flores et al (1995) et Sutharshan et al (1995). Les mécanismes physiques qui ont été proposés sont l'écoulement secondaire du gaz, la propagation de l'onde et le transfert du liquide par entraînement et la redéposition des gouttelettes.

Parmi les résultats expérimentaux existants, ceux de Fukano et Ousaka (1989) présentés ci-après ont servi de référence à notre travail. Ces résultats ont été obtenus sous les conditions expérimentales suivantes :

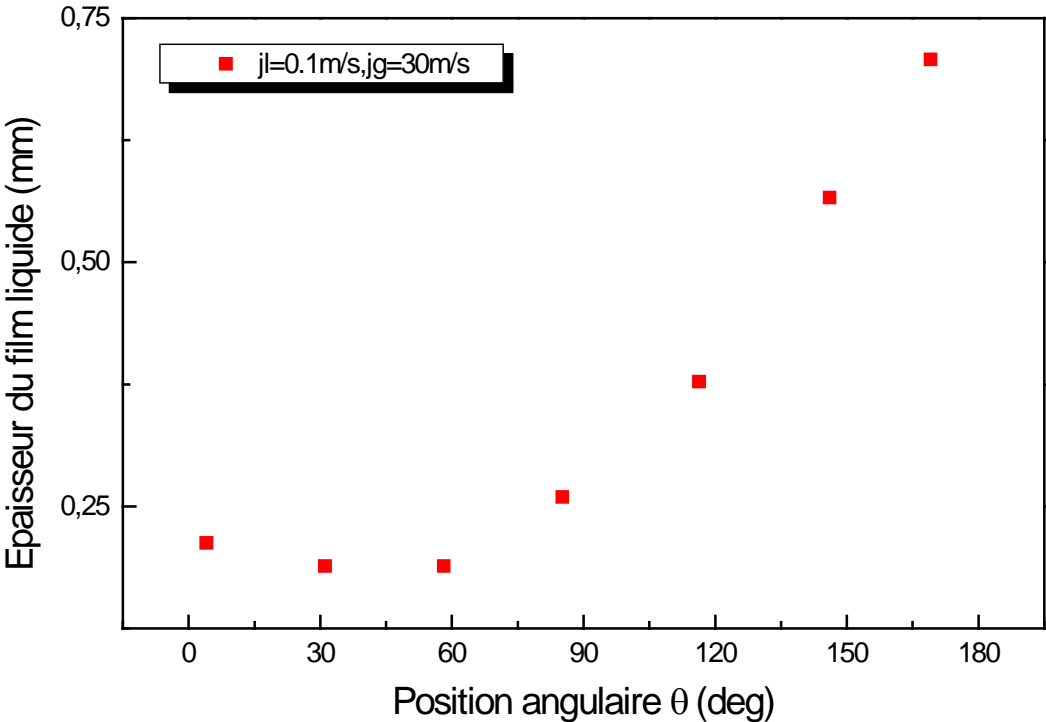
- Mélange eau/air.
- Pression statique comprise entre 0,102 — 0,135 Mpa.
- Température de l'eau $\approx 20^\circ\text{C}$.
- Vitesse superficielle de l'air : $j_g=10^{-1} - 50\text{m/s}$
- Nombre de Reynolds superficiel de l'air : $R_{esg}=1,77 \cdot 10^4 - 1,01 \cdot 10^5$
- Vitesse superficielle de l'eau : $j_l=0.006 - 50\text{m/s}$
- Nombre de Reynolds superficiel de l'eau : $R_{esl}= 18 - 1,04 \cdot 10^4$

La principale configuration observée est l'écoulement annulaire.

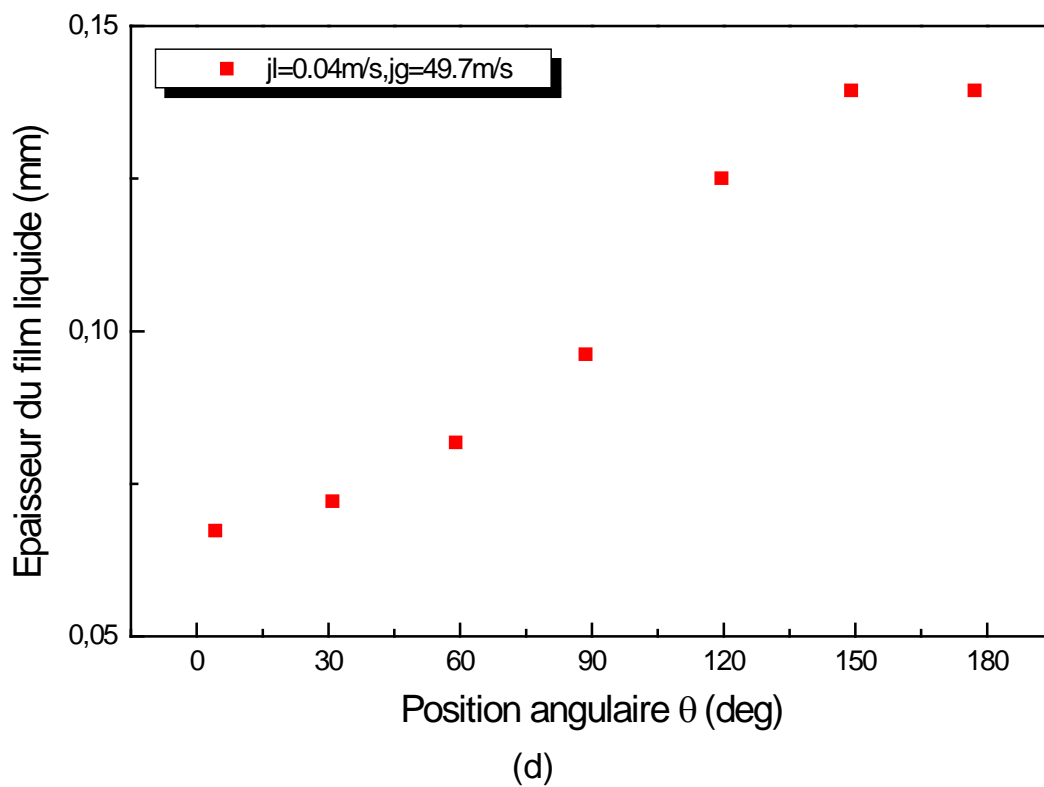
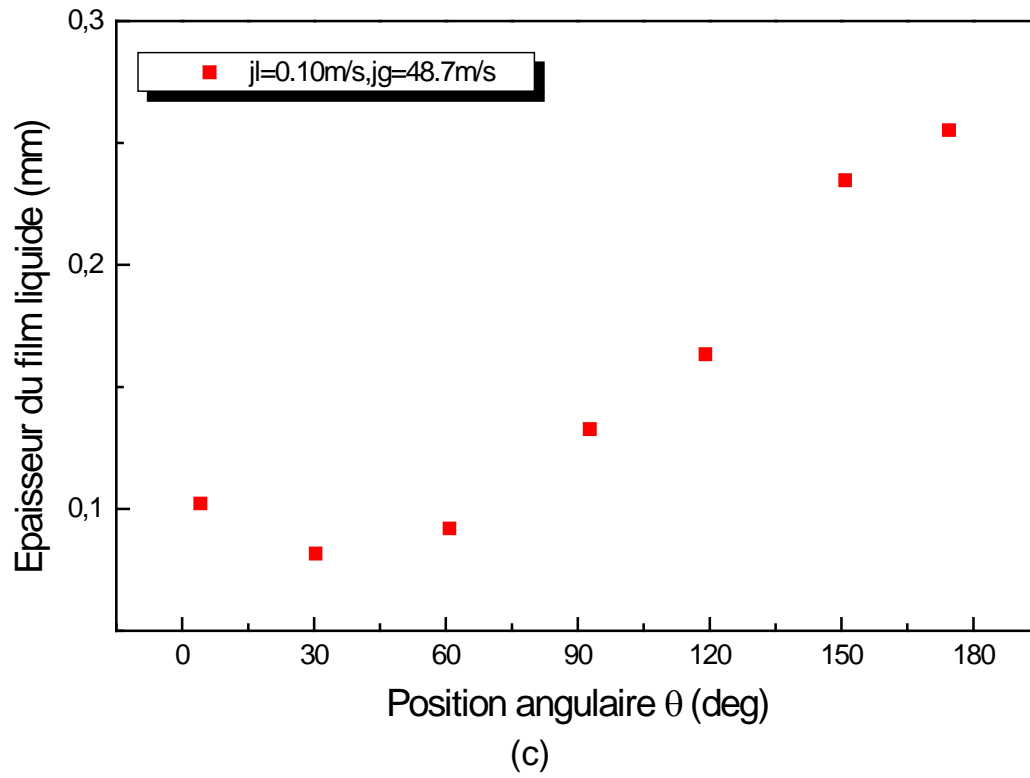
Nous présentons ci-dessous les différents résultats qu'ils ont obtenus.



(a)



(b)



Figures représentant l'évolution angulaire de l'épaisseur du film d'après les résultats expérimentaux de Fukano et Ousaka (1989)

1.4.2. Formation de gouttelettes

Les gouttelettes, qui sont l'une des formes sous laquelle le liquide est présent dans l'écoulement annulaire de gaz/liquide, se forment à partir du film liquide à la paroi, elles sont transportées (entraînées) par le gaz ou la vapeur puis redéposées.

La surface du film n'est pas lisse mais ondulée. En augmentant la vitesse du gaz, les ondelettes deviennent des tourbillons.

Les gouttelettes ne sont pas créées au niveau de l'interface du film mais elles proviennent des ondes dites perturbées [Arnold et Hewitt (1967), Cousins et Hewitt (1968), Woodmansee et Hanratty (1969), Azzopardi et Whalley (1980)]. Ces auteurs ont noté que lorsque le débit du film augmente suffisamment pour qu'il y ait création d'ondes perturbées, un petit volume de liquide est arraché du film liquide.

On est alors arrivé aux conclusions suivantes :

1. Les vitesses de l'onde perturbée croissent avec les débits du liquide et du gaz [Hall Taylor et al (1963), Nedderman et Shearer (1963), Azzopardi (1986)].
2. Les gouttes sont créées à partir des ondes perturbées. Ceci a été montré par les expériences de l'onde artificielle d'Azzopardi et Walley (1980). Les récents travaux de Hills (1997) montrent que l'apparition des ondes perturbées et l'entraînement du liquide sous forme de gouttelettes coïncident.
3. Les méthodes de prédiction du taux d'entraînement sont très empiriques.

1.4.3. Atomisation et redéposition

Les taux d'atomisation de liquide R_a et de redéposition R_d sont des paramètres importants dans l'étude de l'écoulement annulaire gaz/liquide. Le processus d'atomisation est à l'origine de la production de gouttelettes de

liquide. Le liquide est souvent cassé par les forces aérodynamiques dues au mouvement relatif entre les phases. Des champs de force mécaniques, électriques, centrifuges et ultrasoniques peuvent cependant être utilisés.

Taylor (1921) a introduit le concept de la diffusion turbulente dans l'étude des propriétés scalaires du dispositif comme la fumée, la chaleur et la matière soluble. Friedlander et Johnston (1957) ont utilisé ce concept pour la modélisation de l'écoulement diphasique avec particules, où ils ont introduit le concept de la diffusion de « jet libre » pour la déposition des particules à la paroi.

Dans le but d'avoir une meilleure concordance avec les données expérimentales, différentes modifications dans le concept ont été proposées au cours du temps : variation de la vitesse du gaz, une diffusivité des particules différente de la diffusivité turbulente, changement de la concentration aux conditions aux limites ("free-flight distance" Kallio et Reeks 1989).

Dans de récents travaux, la déposition de particules est décrite en considérant la diffusion turbulente [Binder et Hanratty (1992)] et le modèle de l'onde perturbée [T.Fukano et A.Ousaka (1989)]. Elles constituent les premières hypothèses de cette étude.

Considérant les équations du film liquide pour l'écoulement annulaire horizontal, Fukano et Ousaka (1989) ainsi que Laurinat et al (1985) ont analysé le flux de déposition de particules à une position angulaire du tube, et, exception faite pour les particules de grands diamètres ($>200\mu\text{m}$), ils ont remarqué que leur mouvement est totalement dominé par la gravité et par la vitesse initiale d'entraînement.

Laurinat et al (1985) ont développé un modèle pour l'écoulement annulaire, horizontal et diphasique dans lequel ils ont tenu compte du transfert de quantité de mouvement ainsi que du transfert de masse. Ces auteurs ont conclu que la contrainte de cisaillement interfaciale circonférentielle est responsable de la distribution de l'épaisseur du film sur la partie supérieure du tube.

En outre, Anderson et Russell (1970) ont développé une expression semi-empirique pour corrélérer les flux de déposition et d'entraînement mais seulement pour la moitié supérieure du tube. Le travail mené par James et al (1987) est une extension du travail de Anderson et Russell (1970).

D.M. Jepson et al (1989) ont étudié l'effet de la densité de gaz sur la taille moyenne de la goutte et sur son entraînement dans l'écoulement annulaire diphasique. Ils en ont déduit que la réduction de la densité de gaz peut donner lieu à une réduction de la fraction de liquide entraîné mais pas de la taille des gouttes. La diminution de la densité de gaz entraîne l'augmentation du coefficient de déposition.

Schadel et al (1989) ont trouvé que pour un écoulement annulaire vertical de gaz et de liquide, la fraction de liquide dans le gaz est contrôlée par le taux d'atomisation du film liquide s'écoulant le long de la paroi et le taux de déposition des gouttelettes entraînées dans le gaz.

Les mesures du taux d'atomisation ont été interprétées à la base des ondes de Kelvin-Helmholtz. De petites ondelettes apparaissent sur le film liquide, celles-ci peuvent être entraînées quand la variation de la pression dans le gaz ne peut être contrebalancée par les effets de la tension superficielle.

Whalley et al (1974) ont présenté un modèle théorique appelé 'modèle de transfert de masse' d'un écoulement annulaire, diphasique dans une conduite chauffée verticalement. La caractéristique essentielle de ce modèle sont les descriptions séparées des processus de déposition des gouttelettes de liquide et leur entraînement. Ce modèle a été appliqué au réacteur nucléaire et les écoulements transitoires [Whalley et al (1978)].

James et al (1987) ont réexaminé l'application du modèle de transfert de masse de l'écoulement annulaire, vertical à l'écoulement annulaire horizontal. Ils ont trouvé qu'en incorporant la variation du taux de déposition dans le modèle, on aboutissait à une meilleure argumentation des résultats théoriques comparativement à l'expérience. La majeure partie de leur travail concerne le

développement d'un modèle pour le flux de déposition de gouttelettes, en examinant cette variation autour de la circonférence du tube.

Butterworth (1973), Fisher et Pearce (1978, 1993) et James et al (1987) ont supposé que le mécanisme d'entraînement et de redéposition des gouttelettes joue un rôle primordial dans la détermination de l'épaisseur du film. L'analyse de Laurinat et al (1985) a conclu que le rôle de l'écoulement secondaire de gaz est un facteur important.

Fukano et Ousaka (1989) ont négligé les écoulements secondaires dans le gaz mais ils ont utilisé l'effet de la propagation de l'onde et ils ont obtenu des résultats qui sont en bon accord avec les données expérimentales. L'importance de l'écoulement secondaire dans le gaz qui est due à la variation circumférentielle de la rugosité interfaciale dans la distribution du film liquide a été étudiée numériquement par Jayanti et al (1990b).

Dans les récentes investigations expérimentales de Flores et al (1995), l'écoulement secondaire dans le gaz a été observé. Il s'avère qu'il est responsable de la transition de l'écoulement stratifié vers l'écoulement annulaire.

Kitscha et al (1990) ont fait une étude expérimentale pour déterminer les paramètres fondamentaux d'un écoulement diphasique, annulaire, horizontal pour une conduite de 50.3mm de diamètre. Les résultats peuvent être résumés comme suit :

1. Pour les conditions d'écoulement considéré, il y a une grande variation dans les caractéristiques du film liquide, c'est-à-dire l'épaisseur moyenne du film et la hauteur de l'onde en fonction de la position circumférentielle.
2. L'épaisseur du film liquide tend à être distribuée uniformément tout en diminuant la vitesse du gaz.
3. L'épaisseur du film liquide dépend de la vitesse superficielle du gaz.
4. Pour de petits nombres de Reynolds Re_g , le flux de liquide entraîné est faible au sommet et croît au bas de la conduite. Cependant, pour un nombre de Reynolds Re_g supérieur à 100000, le flux de liquide entraîné approche une valeur constante indépendamment de la position angulaire.

Williams et al (1996) ont fait une étude qui concerne les mesures d'entraînement et la distribution des flux de gouttelettes pour l'air et l'eau s'écoulant dans une conduite horizontale à la pression atmosphérique et ils les ont comparés aux résultats prédits. Cette étude concerne la variation de l'entraînement E en fonction de la gravité g et du diamètre d de la conduite. Ils ont déduit que :

- La stratification des gouttes est due à l'influence de la gravité.
- L'entraînement ne dépend pas du diamètre de la conduite et croît avec l'augmentation de la vitesse du gaz. Cependant, pour de faibles vitesses du gaz, l'entraînement est faible dans les conduites horizontales comparativement à celui trouvé dans les conduites verticales. En effet, la contribution des effets de la gravitation amplifie le phénomène de déposition.

La validation de chaque mécanisme a été étudiée par Sutharshan et al (1995) en utilisant la technique d'activation de la photochromique colorée. Le spot coloré est observé en mouvement dans la direction ascendante tout le long du passage de l'onde perturbée, ce qui confirme les hypothèses de base du modèle de Fukano et Ousaka (1989).

La plupart des auteurs précités ont examiné chacun un des multiples aspects des écoulements annulaires tant sur le plan numérique qu'expérimental. Le but de cette étude consiste à analyser le comportement "mécanique" du film liquide en tenant compte du phénomène d'entraînement et de redéposition.

Afin de mieux cerner l'influence de chacune des forces qui contribuent à l'évolution de ce film, une formulation dite en contraintes sous une forme adimensionnelle complète est proposée. Elle consiste à reprendre les équations de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques en introduisant des simplifications appropriées à cette configuration. Les phénomènes d'entraînement et de redéposition qui constituent un terme source dans l'équation de conservation de la masse, ont fait l'objet d'une reconstitution

qualitative et quantitative par la théorie de similitude et de l'analyse dimensionnelle.

Le modèle obtenu est résolu de manière simultanée afin de conserver l'interaction des paramètres et des phénomènes. Une procédure numérique simple nous a permis de mesurer l'impact de chacun des paramètres d'écoulement.

MODELISATION MATHEMATIQUE

2.1. Position du problème

Soit une conduite horizontale, cylindrique de rayon R , dans laquelle s'écoule simultanément du gaz et du liquide. On supposera initialement une configuration annulaire. Le film liquide a une épaisseur h et une vitesse locale w . On considérera exclusivement la phase liquide. Le fluide sera supposé incompressible. L'écoulement quant à lui est stationnaire. En partant d'un bilan de forces écrit en termes de contraintes, on donne les équations de conservation de quantité de mouvement.

En se basant sur les travaux de Fukano et al (1989), les équations de conservation de quantité de mouvement sont écrites, compte tenu d'un bilan de forces écrit en termes de contraintes,

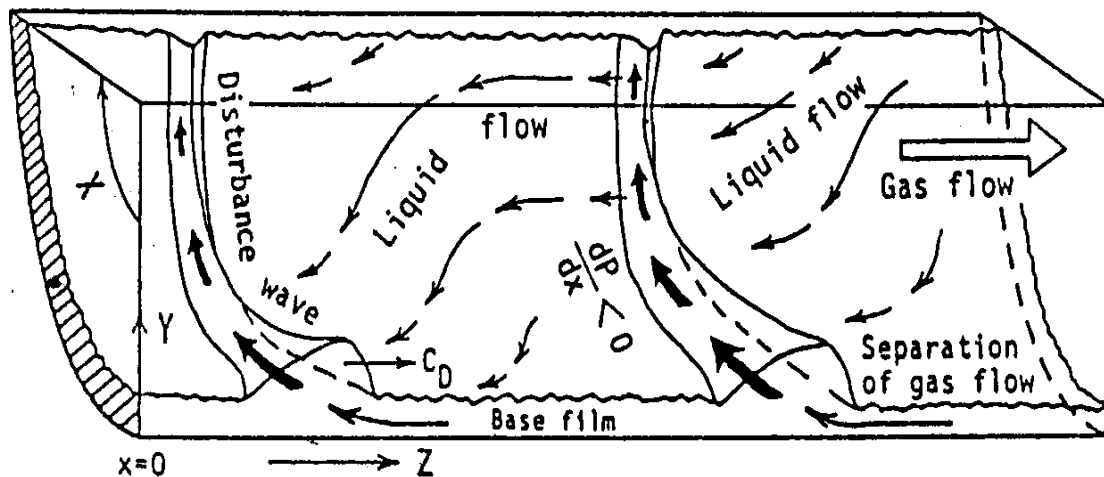


Figure 2.1 : Modélisation de l'écoulement annulaire

En écoulement annulaire, on remarque la présence d'ondes se propageant le long de la conduite. Ces dernières sont à l'origine d'un gradient de pression circumférentiel, la pression au sommet étant inférieure à la pression au fond de la conduite. Ce gradient de pression donne naissance à

un écoulement de liquide du bas vers le haut alimentant la partie supérieure de l'anneau. Parallèlement, sous l'effet de la gravité, le liquide redescend vers le bas.

Simultanément à ce processus, une fraction de liquide est arrachée au niveau des crêtes d'ondes sous forme de gouttelettes puis redéposées en aval. C'est ce dernier phénomènes qui a été considéré dans le présent travail : Il s'agit de la prise en compte de l'arrachement et de la redéposition au niveau de la surface du film liquide. Le taux d'entraînement ainsi que le taux de déposition ont été exprimés sous formes de corrélations .

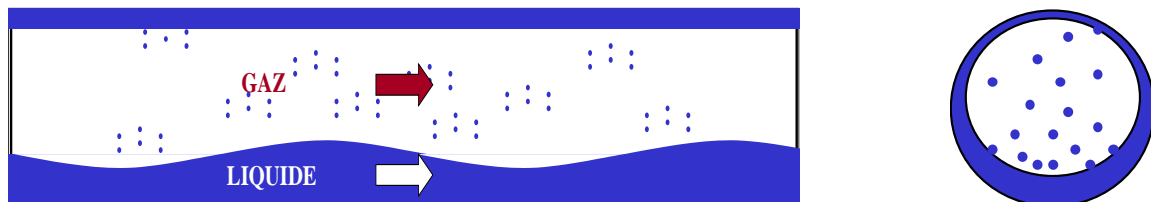


Figure 2.2 : *Profil du film –entraînement et redéposition-*

2.2 Modélisation de l'épaisseur du film liquide

Pour établir les équations de conservation, un volume de contrôle tel que dépicé par la figure 2.3, a été considéré.

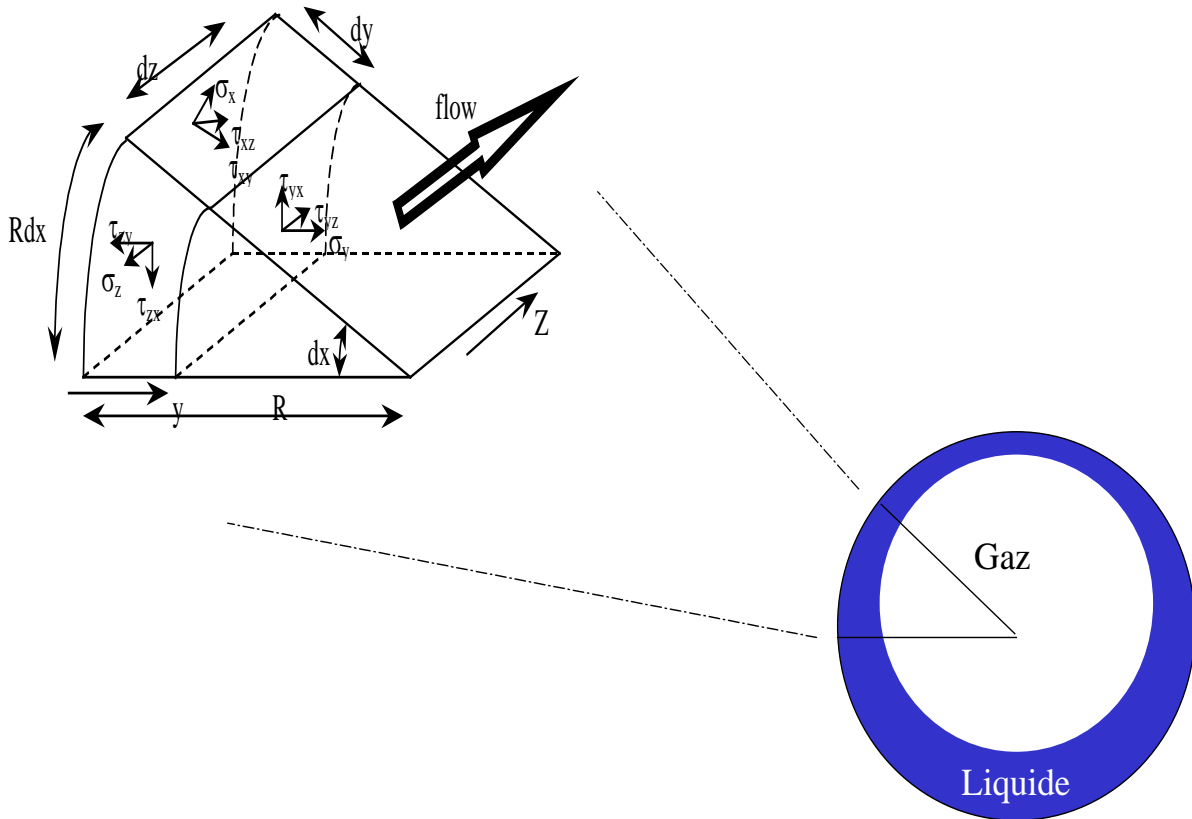


Figure 2.3 : Volume de contrôle pour un écoulement annulaire en conduite circulaire.

Les équations du mouvement sont respectivement écrites suivant les directions x, z et r. Il s'agit donc de reprendre les équations de Navier Stokes en coordonnées polaires pour l'élément de volume choisi (voir aussi annexe1).

- Dans la direction x (direction circonférentielle θ)

En négligeant les termes du second ordre, l'équation du mouvement projetée sur x s'écrit :

$$\tau_{yx}dA_{xz} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dyA_{xz} + \sigma_x dA_{zy} + \frac{\partial \sigma_x}{R \partial x} Rdx dA_{zy} + \tau_{zx} dA_{xy} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dzA_{xy} + \rho g \cos \alpha \sin x Rdx dy dz$$

$$+ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{R \partial x} + \rho v \frac{\partial u}{R \partial y} + \rho w \frac{\partial u}{R \partial z} = 0$$

En considérant le cas stationnaire où les termes convectifs peuvent être négligés, on trouve:

$$\frac{1}{R dx dy dz} (\tau_{yx} dA_{xz} + \sigma_x dA_{zy} + \tau_{zx} dA_{xy}) + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_x}{R \partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho g \sin x \cos \alpha = 0$$

En supposant que:

- $dA_{zy} \approx dy dz$
- $dA_{xz} \approx R dx dz$

l'équation précédente devient :

$$\frac{\sigma_x}{R dx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_x}{R \partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho g \sin x \cos \alpha = 0$$

En posant :

$$\sigma_{xx} = -p + \tau_{xx}, \quad \text{avec} \quad \tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}$$

et

$$\sigma_{xx} = -p_i + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$p_i \approx p_G + \rho_l g h \cos x$$

$$\sigma_{xx} = -p_G - \rho_L g h \cos x$$

on obtient:

$$\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_x}{R \partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho_L g \cos \alpha \sin x - \frac{\rho_L}{R} g \frac{dh}{dx} \cos x = 0$$

En utilisant l'adimensionnement suivant (d'après T.Fukano et al (1989))

$$u^+ = \frac{u_i}{v^*}, \quad v^+ = \frac{v}{v^*}, \quad y^+ = y \frac{v^*}{v_l}, \quad v^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_L}}, \quad \tau_{ij}^+ = \frac{\tau_{ij}}{\tau_s}, \quad R^+ = R \frac{v^*}{v_l}, \quad Fr = \frac{v^{*2}}{gR}$$

on trouve, après remplacement dans l'équation précédente et simplification:

$$\frac{\partial \tau^+_{yx}}{\partial y^+} + \frac{\partial \sigma^+_x}{R^+ \partial x^+} + \frac{\partial \tau^+_{zx}}{\partial z^+} + \frac{gR}{v^{*2}} \frac{v_l}{v^* R} \cos \alpha \sin x - \frac{1}{R^{+2} Fr} \frac{dh^+}{dx} \cos x = 0$$

On obtient finalement la relation suivante:

$$\frac{\partial \tau^+_{yx}}{\partial y^+} + \frac{\partial \sigma^+_x}{R^+ \partial x^+} + \frac{\partial \tau^+_{zx}}{\partial z^+} + \frac{1}{Fr R^+} \cos \alpha \sin x - \frac{1}{R^{+2} Fr} \frac{dh^+}{dx} \cos x = 0$$

- *Dans la direction z (direction axiale)*

En négligeant les termes du second ordre et en considérant uniquement le cas stationnaire, l'équation du mouvement projetée sur z s'écrit :

$$\frac{1}{R dx dy dz} (\tau_{xz} dA_{zy} + \sigma_z dA_{xy} + \tau_{yz} dA_{xz}) + \frac{\partial \tau_{xz}}{R \partial x} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \rho g \sin \alpha + \rho u \frac{\partial w}{R \partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

En négligeant aussi les termes convectifs et après développement, on trouve :

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{R \partial x} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \rho g \sin \alpha = 0$$

En suivant la même procédure que pour la direction x pour l'adimensionnement, on arrive à l'équation suivante:

$$\frac{\partial \tau^+_{xz}}{R^+ \partial x} + \frac{\partial \sigma^+_z}{\partial z^+} + \frac{\partial \tau^+_{yz}}{\partial y^+} + \sqrt{\left(\frac{\rho_L}{\tau_s}\right)^3} g v_L \sin \alpha = 0$$

- Dans la direction y (direction radiale r)

$$-\tau_{zy} A_{xy} + \left[\tau_{zy} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} dz \right] (A_{xy} + dA_{xy}) - \sigma_y A_{xz} + \left[\sigma_y + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} dy \right] (A_{xz} + dA_{xz}) - \tau_{xy} A_{zy} + \left[\tau_{xy} + \frac{\partial \tau_{xy}}{R \partial x} R dx \right] (A_{zy} + dA_{zy}) + \rho g \cos \alpha R dx dy dz + \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{R \partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} = 0$$

En faisant le même développement, on trouve l'équation suivante:

$$\frac{\partial \tau^+_{zy}}{\partial z^+} + \frac{\partial \sigma^+_y}{\partial y^+} + \frac{\partial \tau^+_{xy}}{R^+ \partial x} + \sqrt{\left(\frac{\rho_L}{\tau_s}\right)^3} g v_L \cos \alpha = 0$$

Le système d'équations de conservation pour le volume de contrôle de la figure 2.3, prend finalement la forme suivante :

$$\frac{\partial u^+}{R^+ \partial x^+} + \frac{\partial v^+}{\partial y^+} = 0 \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \tau^+_{yz}}{\partial y^+} + \frac{\partial \tau^+_{xz}}{R^+ \partial x} + v_1 g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_L}{\tau_s}\right)^3} = 0 \quad (2a)$$

$$\frac{\partial \tau^+_{yx}}{\partial y^+} + \frac{\partial \tau^+_{xx}}{R^+ \partial x} - \frac{\sin x \cos \alpha}{R^+ Fr} - \frac{\cos x}{R^{+2} Fr} \frac{dh^+}{dx} = 0 \quad (3a)$$

Il est à noter que les termes de pression ont été éliminés des équations de quantité de mouvement dans les directions x et y .

L'intégration de la relation (2a) de $y=y^+$ à h^+ (h^+ étant l'épaisseur adimensionnelle du film liquide) nous donne :

$$\int_{y^+}^{h^+} \frac{\partial \tau^+_{yz}}{\partial y^+} + \int_{y^+}^{h^+} \frac{\partial \tau^+_{xz}}{R^+ \partial x} + \int_{y^+}^{h^+} v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s}\right)^3} = 0$$

$$\int_{y^+}^{h^+} \partial \tau^+_{yz} + \int_{y^+}^{h^+} \frac{\partial \tau^+_{xz}}{R^+ \partial x} \partial y^+ + \int_{y^+}^{h^+} v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s}\right)^3} \partial y^+ = 0$$

d'où

$$\tau^+_{yz} \Big|_{h^+} + \tau^+_{yz} \Big|_{y^+} + \frac{1}{R^+} \frac{\partial \tau^+_{xz}}{\partial x} (h^+ - y^+) + v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s}\right)^3} (h^+ - y^+) = 0$$

En faisant de même pour l'équation (3a)

$$\frac{\partial \tau^+_{yx}}{\partial y^+} + \frac{\partial \tau^+_{xx}}{R^+ \partial x} - \frac{\sin x \cos \alpha}{R^+ Fr} - \frac{\cos x}{R^{+2} Fr} \frac{dh^+}{dx} = 0$$

L'intégration de ces équations conduit à :

$$\int_{y^+}^{h^+} \partial \tau^+_{yx} + \int_{y^+}^{h^+} \frac{\partial \tau^+_{xx}}{R^+ \partial x} \partial y^+ - \int_{y^+}^{h^+} \frac{\sin x \cos \alpha}{R^+ Fr} \partial y^+ - \int_{y^+}^{h^+} \frac{\cos x}{R^{+2} Fr} \frac{dh^+}{dx} \partial y^+ = 0$$

puis

$$\tau^+_{yx} \Big|_{h^+} - \tau^+_{yx} \Big|_{y^+} + (h^+ - y^+) \frac{\partial \tau^+_{xx}}{R^+ \partial x} - \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) = 0$$

Compte tenu de l'hypothèse 5, les contraintes de cisaillement τ^+_{yz}, τ^+_{yx} s'expriment sous la forme générale suivante :

$$\tau^+_{yz} = (1 + \varepsilon^+_{yz}) \frac{\partial \omega^+}{\partial y^+}$$

$$\tau^+_{yx} = (1 + \varepsilon^+_{yz}) \frac{\partial u^+}{\partial y^+}$$

où ε^+_{yz} est la diffusivité turbulente .

En remplaçant les contraintes dans les équations (2a) et (3a), et en intégrant de $y^+=0$ à y^+ , on obtient le système d'équations suivant:

$$\tau^+_{yz} \Big|_{h^+} + \tau^+_{yz} \Big|_{y^+} + \frac{1}{R^+} \frac{\partial \tau^+_{xz}}{\partial x} (h^+ - y^+) + v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s}\right)^3} (h^+ - y^+) = 0$$

$$\tau^+_{yz} \Big|_{h^+} - (1 + \varepsilon^+_{yz}) \frac{\partial \omega^+}{\partial y^+} + (h^+ - y^+) \frac{\partial \tau^+_{xz}}{R^+ \partial x} + v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s}\right)^3} (h^+ - y^+) = 0$$

$$\int_0^{y^+} \tau^+_{yz} \Big|_{h^+} \frac{dy^+}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} - \int_0^{y^+} d\omega^+ + \int_0^{y^+} \frac{\partial \tau^+_{xz}}{\partial x} \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ (1 + \varepsilon^+_{yz})} dy^+ + \int_0^{y^+} v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s}\right)^3} \frac{(h^+ - y^+)}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} dy^+ = 0$$

$$\int_0^{y^+} \tau^+_{yz} \Big|_{h^+} \frac{dy^+}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} - \int_0^{y^+} d\omega^+ + \int_0^{y^+} \frac{\partial \tau^+_{xz}}{\partial x} \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ (1 + \varepsilon^+_{yz})} dy^+ + \int_0^{y^+} v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s}\right)^3} \frac{(h^+ - y^+)}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} dy^+ = 0$$

d'où

$$\int_0^{y^+} \tau^+_{yz} \Big|_{h^+} \frac{dy^+}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} + \int_0^{y^+} \frac{\partial \tau^+_{xz}}{\partial x} \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ (1 + \varepsilon^+_{yz})} dy^+ + \int_0^{y^+} v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s}\right)^3} \frac{(h^+ - y^+)}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} dy^+ = \omega^+$$

L'application de la même procédure pour l'équation (3a), permet d'écrire :

$$\tau^+_{yx} \Big|_{h^+} - \tau^+_{yx} \Big|_{y^+} + (h^+ - y^+) \frac{\partial \tau^+_{xx}}{R^+ \partial x} - \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) = 0$$

$$\tau^+_{yx} \Big|_{h^+} - (1 + \varepsilon^+_{yz}) \frac{\partial u^+}{\partial y^+} + (h^+ - y^+) \frac{\partial \tau^+_{xx}}{R^+ \partial x} - \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) = 0$$

$$\int_0^{y^+} \tau^+_{yx} \Big|_{h^+} \frac{dy^+}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} - \int_0^{y^+} du^+ + \int_0^{y^+} (h^+ - y^+) \frac{\partial \tau^+_{xx}}{R^+ \partial x} dy^+ - \int_0^{y^+} \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) \frac{dy^+}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} = 0$$

ainsi :

$$\int_0^{y^+} \tau^+_{yx} \Big|_{h^+} \frac{dy^+}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} + \int_0^{y^+} (h^+ - y^+) \frac{\partial \tau^+_{xx}}{R^+ \partial x} dy^+ - \int_0^{y^+} \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) \frac{dy^+}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} = u^+$$

Les débits adimensionnels par unité de longueur dans la direction z et x

respectivement, γ^+_z et γ^+_x sont calculés par $\int_0^{h^+} \omega^+ dy^+$ et $\int_0^{h^+} u^+ dy^+$, en

multipliant par dy^+_2 et en intégrant de 0 à h^+ , il vient :

$$\int_0^{h^+} \int_0^{y^+} \tau^+_{yz} \frac{dy^+_1 dy^+_2}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} + \int_0^{h^+} \int_0^{y^+} \frac{\partial \tau^+_{xz}}{\partial x} \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ (1 + \varepsilon^+_{yz})} dy^+_1 dy^+_2 + \int_0^{h^+} \int_0^{y^+} v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s} \right)^3} \frac{(h^+ - y^+)}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} dy^+_1 dy^+_2$$

$$= \omega^+ \int_0^{h^+} dy^+_2$$

En posant :

$$I_1 = \int_0^{h^+} \int_0^{y^+} \frac{1}{1 + \varepsilon^+_{yz}} dy^+_1 dy^+_2$$

$$I_1 \tau^+_{yz} + \frac{I_2}{R^+} \frac{\partial \tau^+_{xz}}{\partial x} + I_2 v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s} \right)^3} = \omega^+ h^+ = \gamma^+_z$$

$$I_2 = \int_0^{h^+} \int_0^{y^+} \frac{h^+ - y^+}{1 + \varepsilon^+_{yz}} dy^+_1 dy^+_2$$

De la même manière, la deuxième équation devient :

$$\int_0^{h^+} \int_0^{y^+} \tau^+_{yx} \Big|_{h^+} \frac{dy^+_1 dy^+_2}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} + \int_0^{h^+} \int_0^{y^+} (h^+ - y^+) \frac{\partial \tau^+_{xx}}{R^+ \partial x} \frac{dy^+_1}{1 + \varepsilon^+_{yz}} dy^+_2 -$$

$$\int_0^{h^+} \int_0^{y^+} \frac{(h^+ - y^+)}{R^+ Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) \frac{dy^+_1 dy^+_2}{(1 + \varepsilon^+_{yz})} = \int_0^{h^+} u^+ dy^+_2$$

En utilisant les expressions de I_1 et I_2 , cette équation prend la forme suivante :

$$l_1 \tau_{yx}^+ + l_2 \frac{\partial \tau_{xx}^+}{R^+ \partial x} - \frac{l_2}{R^+ Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) = \int_0^{h^+} u^+ dy^+ = \gamma_x^+$$

γ_x^+ est relié au taux de déposition de gouttelettes R_d^+ et au taux d'atomisation R_a^+ par l'équation :

$$\frac{d\gamma_x^+}{R^+ dx} = R_d^+ - R_a^+$$

Après développement et simplification, le système d'équations (1a), (2a) et (3a) devient :

$$\frac{\partial u^+}{R^+ \partial x^+} + \frac{\partial v^+}{\partial y^+} = 0 \quad (1b)$$

$$l_1 \tau_{yz}^+ + \frac{l_2}{R^+} \frac{\partial \tau_{xz}^+}{\partial x} \pm l_2 v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s}\right)^3} = w^+ h^+ = \gamma_z^+ \quad (2b)$$

$$l_1 \tau_{yx}^+ + \frac{l_2}{R^+} \frac{\partial \tau_{xx}^+}{\partial x} - \frac{l_2}{R^+ Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) = \gamma_x^+ \quad (3b)$$

$$\frac{d\gamma_x^+}{R^+ dx} = R_D^+ - R_A^+ \quad (4b)$$

avec :

$$l_1 = 1/2 \left(\frac{1}{1 + \varepsilon_{yz}^+} \right) h^{+2}, \quad l_2 = \left(\frac{1}{1 + \varepsilon_{yz}^+} \right) \left(\frac{h^{+3}}{3} \right), \quad \gamma_z^+ = \int_0^{h^+} w^+ dy^+, \quad \gamma_x^+ = \int_0^{h^+} u^+ dy^+$$

Ces équations ont fait l'objet de la simplification suivante :

- La contrainte τ_{yx}^+ est négligée (c'est-à-dire la force de cisaillement sur l'interface gaz-liquide dans la direction circonférentielle due à l'écoulement secondaire de gaz que l'on a négligé).

2.3. Contribution à la modélisation des contraintes

2.3.1. Corrélation pour τ_{xz}^+

Considérant un écoulement annulaire asymétrique, Laurinat et al (1985) et Fukano et Ousaka (1989) ont négligé le gradient $\frac{\partial \tau_{xz}^+}{\partial x}$ compte tenu de sa valeur numérique supposée faible. Cette simplification pourrait être justifiée pour les cas considérés par les auteurs précédents. Néanmoins, l'analyse de la figure 2.3 pourrait suggérer que cette contrainte joue un rôle important dans la direction z (pertes de charges linéaires). Dès lors, en se référant aux travaux de Nigmatulin et al (1996) sur les phénomènes d'entraînement et de redéposition, nous avons exprimé cette contrainte en fonction de la vitesse w et d'un coefficient arbitraire qui est lui même fonction de cette vitesse et de celle du gaz.

Cette formulation peut paraître superflue, mais il est indispensable de tenir compte du fait que les phénomènes d'entraînement et de redéposition doivent être étudiés suivant les trois directions précitées.

Dans notre cas, nous avons obtenu une corrélation de τ_{xz}^+ telle que :

$$\tau_{xz}^+ = \frac{1}{2} c'_{13} \left(\frac{\rho_g}{\tau_s} \right) w^2$$

$$\text{où : } c'_{13} = c_{13} \left(\frac{j_g}{w} - 1 \right)^2 \quad \text{et} \quad c_{13} \cong 0.005 \left(1 + 240 \frac{h}{d} \right)$$

2.3.2. Influence de τ_{yz}^+

Il existe plusieurs corrélations qui pourraient exprimer la contrainte τ_{yz}^+ . Dans notre cas, compte tenu du couplage entre les deux fluides, nous avons suggéré de poser :

$$\tau_{yz}^+ = \frac{f_i}{f_g}$$

f_i : facteur de frottement interfacial.

f_g : facteur de frottement à la paroi.

Il faudrait alors choisir les corrélations adéquates pour exprimer les facteurs précédents. Considérant les travaux de Wallis pour le cas d'un film uniforme sur la section transversale de la conduite, le coefficient f_i s'écrit :

$$f_i = f_g \left(1 + 300 \bar{\delta}\right), \text{ avec } \bar{\delta} = \frac{\delta^+}{D^+}$$

Pour le cas d'un gaz, la relation classique de Blasius s'écrit :

$$f_g = c_g \left(\frac{u_{gs} D}{v_g} \right)^{-0.2}$$

$$\text{Donc } \tau_{yz}^+ = 1 + 300 \frac{h^+}{D^+}$$

2.4. Résultats

Le système précédent devient ainsi:

$$\frac{\partial u^+}{R^+ \partial x^+} + \frac{\partial v^+}{\partial y^+} = 0 \quad (1c)$$

$$l_1 \left(1 + 300 \frac{h^+}{D^+}\right) + \frac{l_2}{R^+} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} C'_{13} \frac{\rho_g}{\tau_s} \omega^2 \right) \pm l_2 v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s} \right)^3} = \omega^+ h^+ \quad (2c)$$

$$\frac{l_2}{R^+} \frac{\partial \tau_{xx}^+}{\partial x} - \frac{l_2}{R^+ Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) = \gamma^+_x \quad (3c)$$

$$\frac{d\gamma^+_x}{R^+ dx} = R^+_D - R^+_A \quad (4c)$$

avec :

$$l_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 + \varepsilon^+_{yz}} \right) h^{+2}, \quad l_2 = \left(\frac{1}{1 + \varepsilon^+_{yz}} \right) \left(\frac{h^{+3}}{3} \right)$$

Dans l'équation (3c), l'expression de τ_{xx}^+ est basée sur le modèle d'écoulement de "l'onde perturbée". On suppose que τ_{xx}^+ est reliée linéairement au gradient statique de pression :

$$\tau_{xx}^+ = -C_1 \frac{\Delta p}{\tau_s} = -C_1 \frac{\rho_g [(u_{g1} - c_D)^2 - (u_{g2} - c_D)^2]}{4\tau_s}$$

où

ρ_g est la masse volumique du gaz.

C_D est la vitesse de l'onde perturbée.

C_1 : est une constante de proportionnalité.

En utilisant les données expérimentales obtenues pour l'écoulement annulaire air/eau dans une conduite horizontale de diamètre interne 26mm et pour $j_g > 20$ m/s, u_{g1} et u_{g2} peuvent être exprimées par les relations suivantes :

$$u_{g1} = 0.224 + 91.8j_l + 1.02j_g$$

$$u_{g2} = j_g$$

u_{g1} et u_{g2} sont les vitesses du gaz à la section droite du tube en amont et juste en aval de l'onde perturbée où la séparation de l'écoulement du gaz prend place.

Alors l'expression de la contrainte circonférentielle τ_{xx}^+ devient :

$$\tau_{xx}^+ = \frac{-C_1 \rho_g}{4\tau_s} [(u_{g1} - c_D)^2 - (u_{g2} - c_D)^2]$$

$$\text{Si l'on pose : } \beta_1 = \frac{-C_1 \rho_g}{4\tau_s},$$

après développement de τ_{xx}^+ , le gradient angulaire de τ_{xx}^+ s'écrit :

$$\frac{d\tau_{xx}^+}{dx} = \beta_1 [-2(u_{g1} - u_{g2})] \frac{dc_D}{dx}.$$

$$\text{On pose : } \beta_2 = \beta_1 [-2(u_{g1} - u_{g2})].$$

On a trouvé une corrélation pour c_D telle que :

$$c_D = 0.344 J_L \left(\frac{h}{R} \right)^{-1.244}.$$

$$\text{On pose : } \beta_3 = 0.344 j_l, a = -1.244.$$

En introduisant l'adimensionnement et en posant $\beta_4 = a \left(\frac{v^*}{R^+ v_L} \right)^a \beta_3$,

on trouve une nouvelle expression du gradient de τ_{xx}^+ telle que :

$$\frac{d\tau_{xx}^+}{dx} = \left(\frac{v_L}{v^*} \right)^a \beta_2 \beta_4 (h^+)^{a-1} \frac{dh^+}{dx}, \quad \text{que l'on remplace dans l'équation (3c) :}$$

$$\left(\frac{v_L}{v^*} \right)^a \beta_2 \beta_4 (h^+)^{a-1} \frac{dh^+}{dx} - \frac{1}{Fr} \left(\sin x \cos \alpha + \frac{\cos x}{R^+} \frac{dh^+}{dx} \right) = A4,$$

$$\text{avec } A4 = \gamma^+_x \frac{R^+}{l_2}$$

$$Fr = \frac{v^{*2}}{gR} = \frac{v^{*3}}{g v_L R^+}.$$

$$\text{En posant : } \beta_5 = \beta_2 \beta_4 \left(\frac{v_L}{v^*} \right)^a, \quad \beta_6 = \frac{g v_L}{v^{*3}}, \quad \beta_7 = \frac{g v_L R^+}{v^{*3}} \cos \alpha$$

l'équation précédente devient :

$$\beta_5 (h^+)^{a-1} \frac{dh^+}{dx} - \beta_7 \sin x - \beta_6 \cos x \frac{dh^+}{dx} - A4 = 0$$

Donc finalement, on aura à résoudre le système suivant :

$$\frac{\partial u^+}{R^+ \partial x^+} + \frac{\partial v^+}{\partial y^+} = 0 \quad (1d)$$

$$l_1 \left(1 + 300 \frac{h^+}{D^+} \right) + \frac{l_2}{R^+} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} C'_{13} \frac{\rho g}{\tau_s} \omega^2 \right) \pm l_2 v_l g \sin \alpha \sqrt{\left(\frac{\rho_l}{\tau_s} \right)^3} = \omega^+ h^+ \quad (2d)$$

$$\beta_5 (h^+)^{a-1} \frac{dh^+}{dx} - \beta_7 \sin x - \beta_6 \cos x \frac{dh^+}{dx} - A4 = 0 \quad (3d)$$

$$\frac{d\gamma^+_x}{R^+ dx} = R^+_D - R^+_A \quad (4d)$$

Le système peut se réécrire comme suit:

$$\frac{\partial u^+}{R^+ \partial x^+} + \frac{\partial v^+}{\partial y^+} = 0 \quad (1e)$$

$$l_1 \left(1 + 300 \frac{h^+}{D^+} \right) + \frac{l_2}{R^+} L \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(1 + 240 \frac{h^+}{D^+} \right) \left(\frac{Jg}{v^* \omega^+} - 1 \right)^2 \omega^+ \right] = \omega^+ h^+ \quad (2e)$$

$$\beta_5 (h^+)^{a-1} \frac{dh^+}{dx} - \beta_7 \sin x - \beta_6 \cos x \frac{dh^+}{dx} - A4 = 0 \quad (3e)$$

$$\frac{d\gamma^+_x}{R^+ dx} = R^+_D - R^+_A \quad (4e)$$

2.5. Conditions aux limites

Cette modélisation doit nous permettre de déterminer le profil de l'épaisseur du film liquide suivant la circonférence de la conduite. Il est nécessaire d'indiquer les conditions aux limites associées à cette modélisation : La première au fond de la conduite, et la seconde à la surface séparant le liquide du gaz.

- On suppose connue l'épaisseur du film liquide au fond de la conduite :
à $\theta=180^\circ$, $h_{\text{fond}}=h_0$
- Au niveau de l'interface, on doit donner les valeurs du taux de déposition et du taux d'atomisation pour cela, on a eu recours à des corrélations tirées de travaux antérieurs .

Taux de redéposition R_D

Il est corrélé comme suit :

$$R_D^+ = \frac{k_D C_E}{\rho_L V^*}$$

c : concentration de gouttelettes (kg/m^3), obtenue par Hutchinson et Whalley (1973).

$$\log_{10} c_E = 2.10 + 1.86 \log_{10} S$$

S : l'équilibre des forces entre la contrainte interfaciale τ_i et la tension superficielle.

$$S = \frac{\tau_i h}{\sigma}$$

Taux d'atomisation R_a

Il est déterminé par une corrélation proposée par Whalley et al (1974)

$$R_a^+ = \frac{52.24S^2}{\rho_L V^*}$$

2.6. Modélisation des phénomènes d'entraînement et du frottement

Dans une deuxième partie, les phénomènes d'entraînement ainsi que le coefficient de frottement interfacial ont fait l'objet de calculs en utilisant les résultats obtenus dans la première partie. Pour cela la théorie de similitude et l'analyse dimensionnelle nous ont permis d'obtenir les formes suivantes de l'entraînement f_e et du frottement interfacial f_i [annexe2] :

$$\frac{f_e}{1-f_e} = \lambda K \frac{h}{D} \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{\mu_g}{\mu_L} \frac{Vsg}{Vsl}$$

et

$$f_i = f_e \left\{ 1 + 2250 \frac{\frac{h_f}{d_p}}{\frac{\rho_c (V_c - V_F)^2 h_F}{\sigma}} \right\}.$$

RESULTATS ET DISCUSSION

La résolution du système d'équations (2e,3e) est réalisée par la méthode de Régula-Falsi pour la vitesse axiale du liquide w , et par une méthode itérative simple pour l'épaisseur du film [annexe1].

Compte tenu de la symétrie de l'écoulement, l'évolution angulaire entre 0 et π de l'épaisseur du film liquide, pour différentes vitesses des deux phases en présence, est montrée sur la figure (3.1) à (3.7). Dans un système d'axes, en coordonnées polaires, cette évolution se présente sous la forme d'un croissant, avec une épaisseur plus importante au bas de la conduite (figure 3.9 & 3.10). Il est à noter aussi que l'augmentation du débit de gaz entraîne une diminution de cette épaisseur.

Sur le plan physique, cette influence se traduit par un taux d'atomisation important produit par le contact gaz-liquide. L'augmentation du gradient de vitesse à l'interface gaz-liquide entraîne aussi un accroissement des tensions de Reynolds et par conséquent un entraînement plus important de particule de liquide.

Sur les figures (3.1) à (3.6), nous observons un bon accord entre les résultats expérimentaux de Fukano (1989) et les nôtres. Ainsi, sur la figure (3.1), nous observons que l'écart relatif maximal entre les valeurs théoriques du présent travail et les valeurs expérimentales de Fukano est de l'ordre de 4,9 %. Alors que l'écart relatif, au même point, entre les valeurs expérimentales et théoriques du même auteur est de l'ordre 10,5%. Cela confirme la validité du modèle proposé dans cette étude. De plus nous constatons sur la figure 3.1 que l'introduction de la contrainte axiale τ_{xz} permet d'obtenir des résultats meilleurs que ceux de l'auteur précédent.

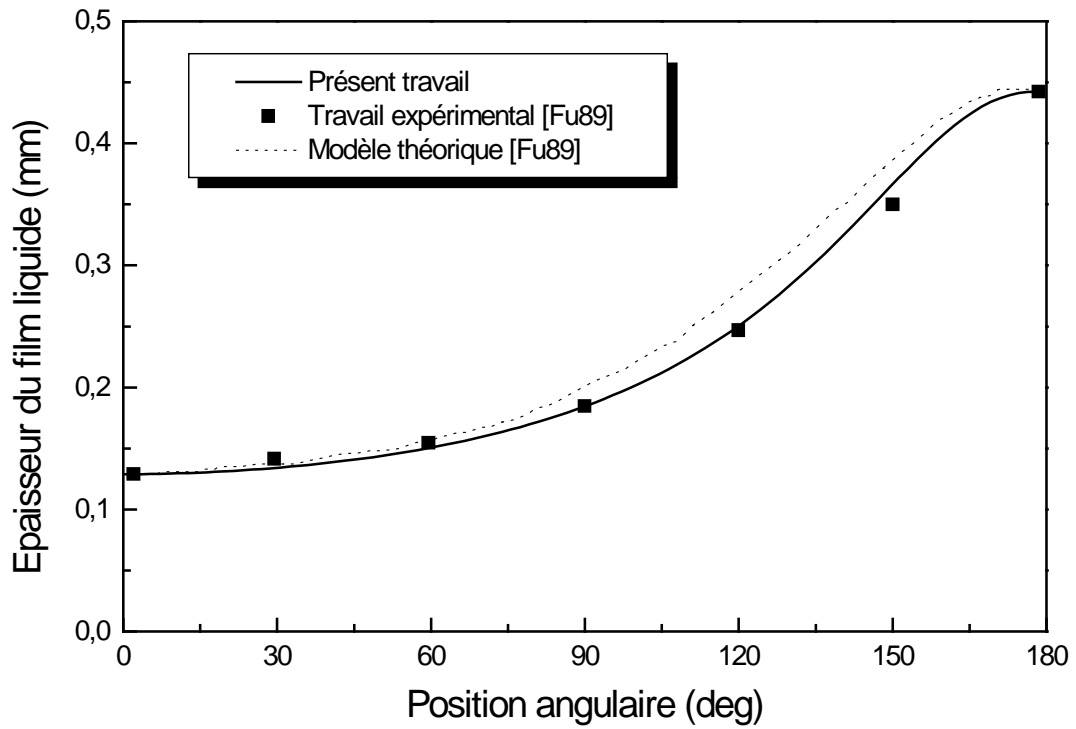


Figure 3.1 : Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide ($j_l=0.04m/s, j_g=29.7m/s$)

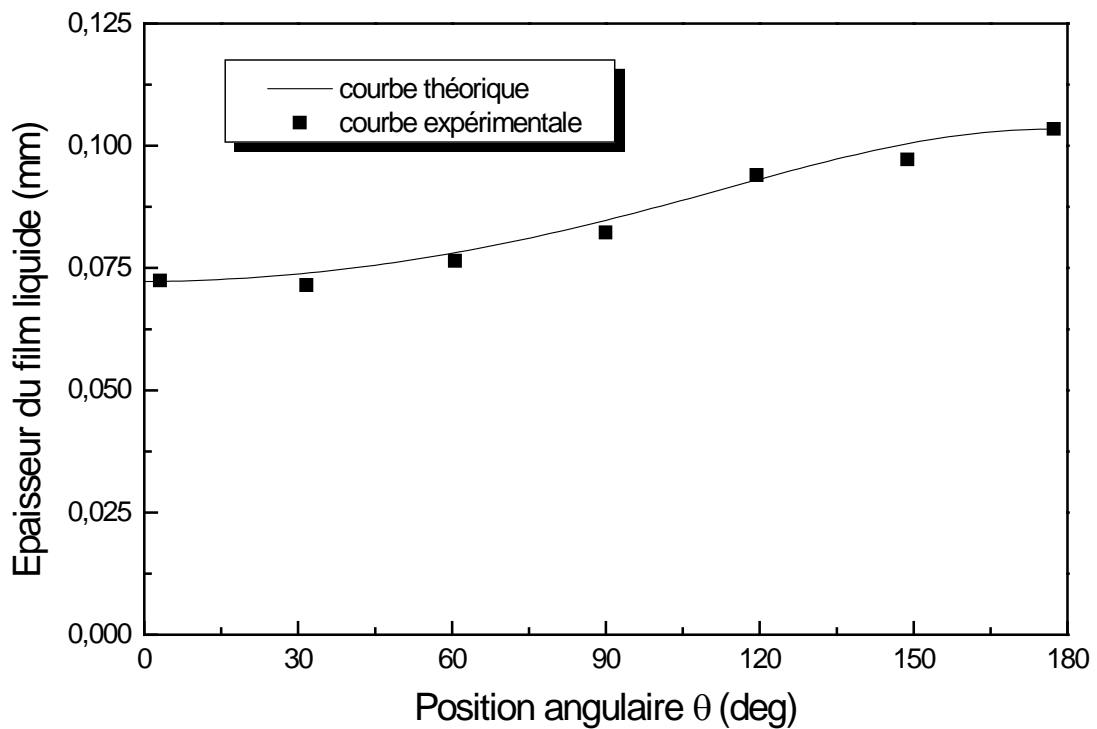


Figure 3.2 : Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide ($j_l=0.006m/s, j_g=49.6m/s$)

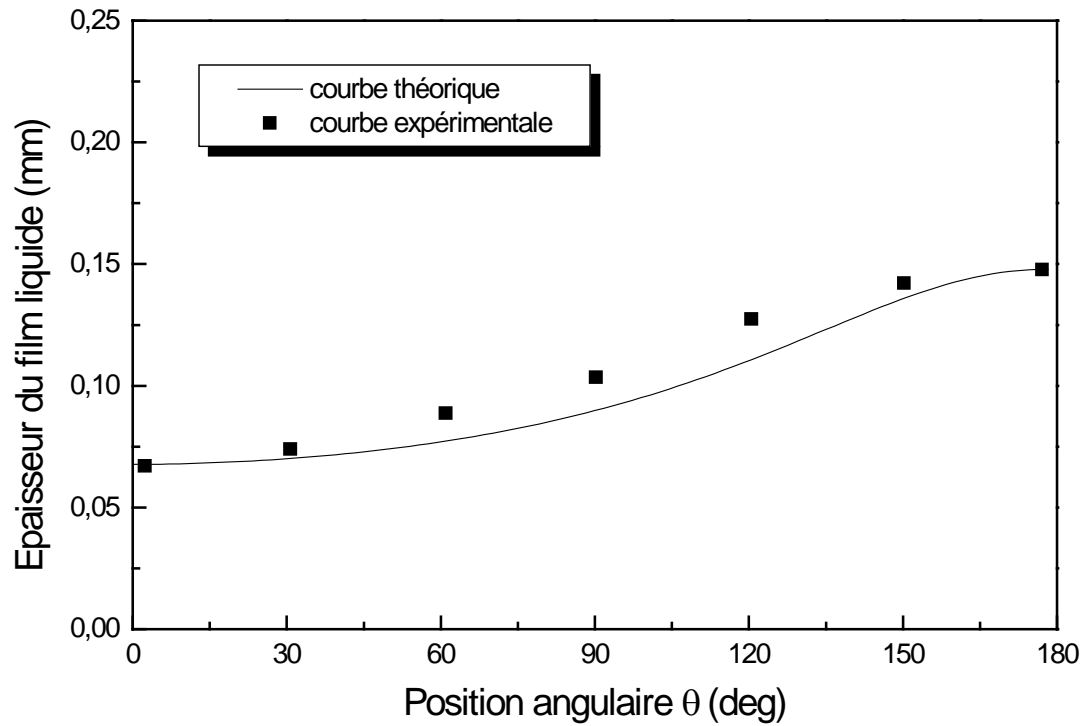


Figure 3.3 : Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide
($j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=49.7\text{m/s}$)

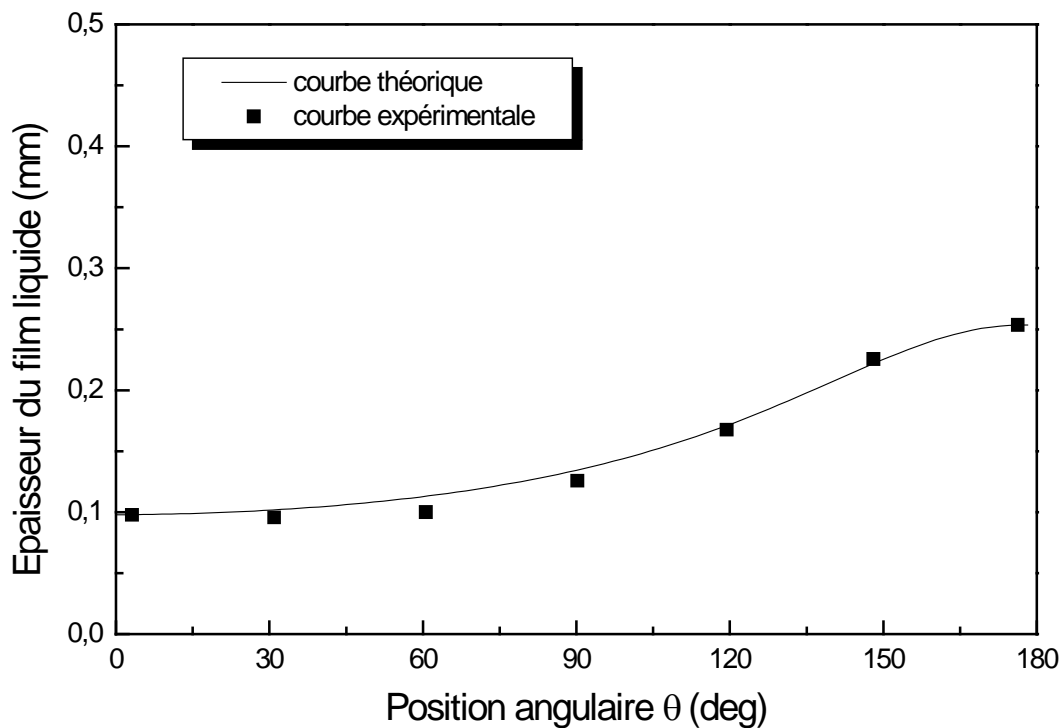


Figure 3.4 : Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide
($j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=48.7\text{m/s}$)

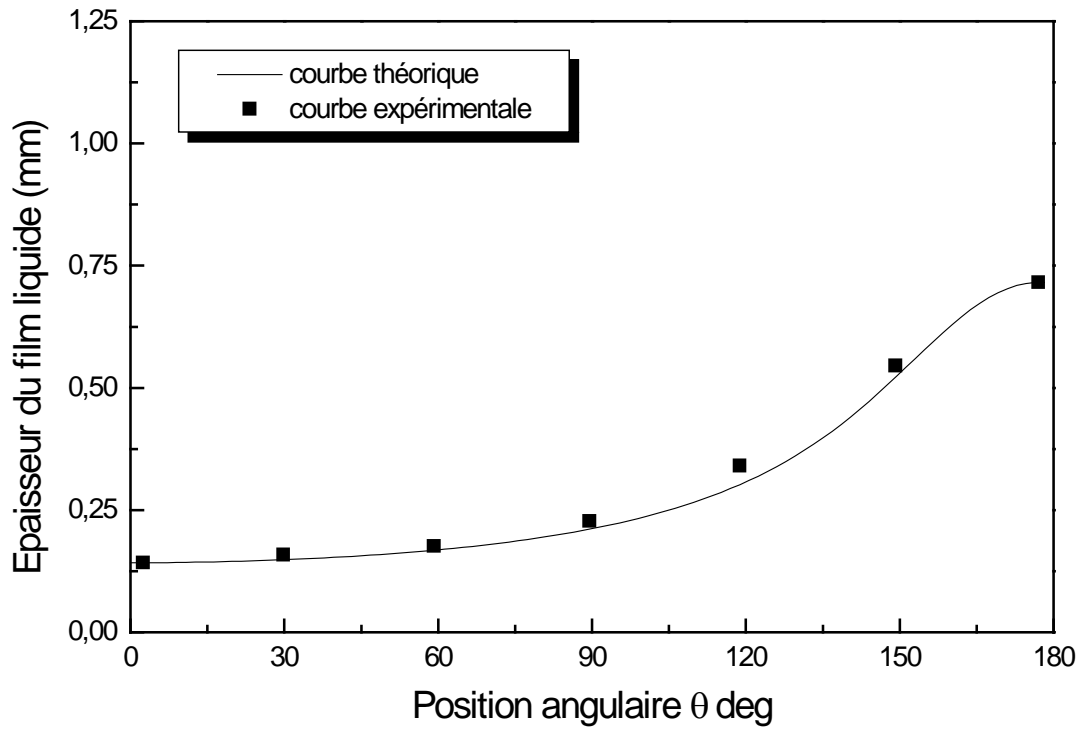


Figure 3.5 : Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide ($j_l=0.1m/s, j_g=30m/s$)

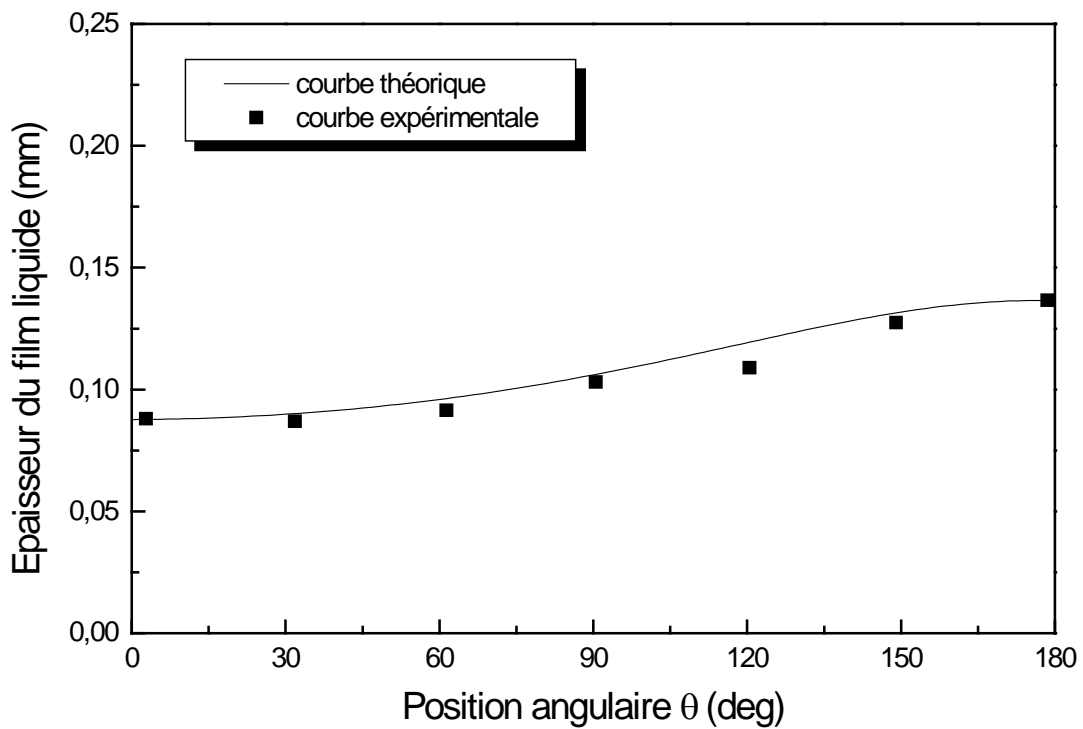


Figure 3.6 : Evolution angulaire de l'épaisseur du film liquide ($j_l=0.02m/s, j_g=49.8m/s$)

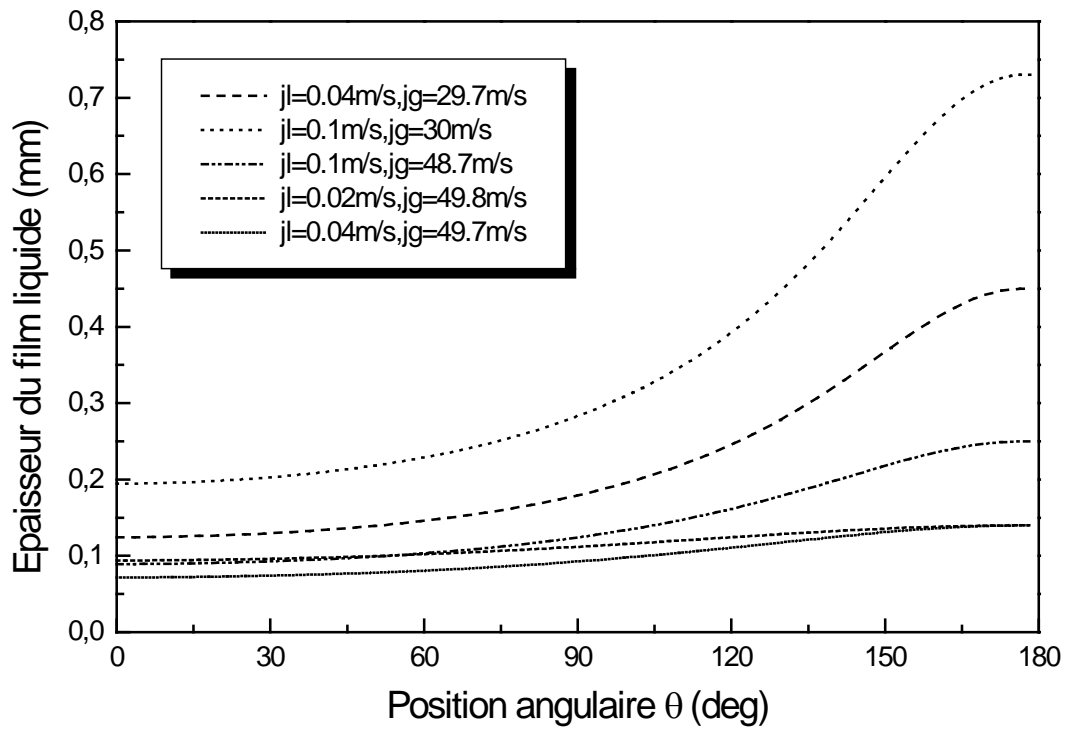


Figure 3.7 : Récapitulatif de l'évolution circumférentielle de l'épaisseur du film

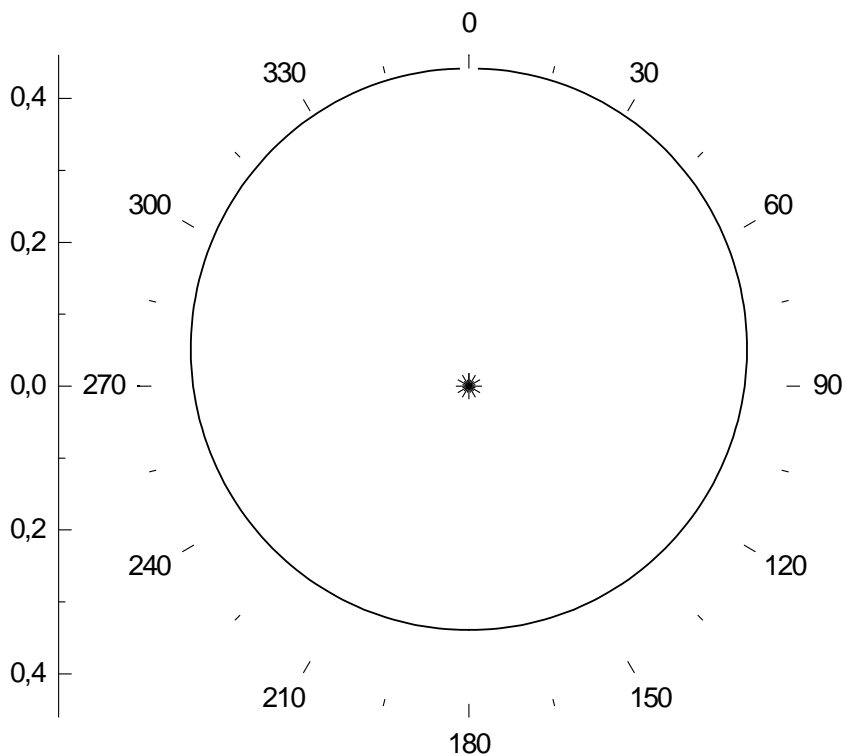


Figure 3.8 : Evolution de l'épaisseur du film en coordonnées polaires.
($j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=48.7\text{m/s}$)

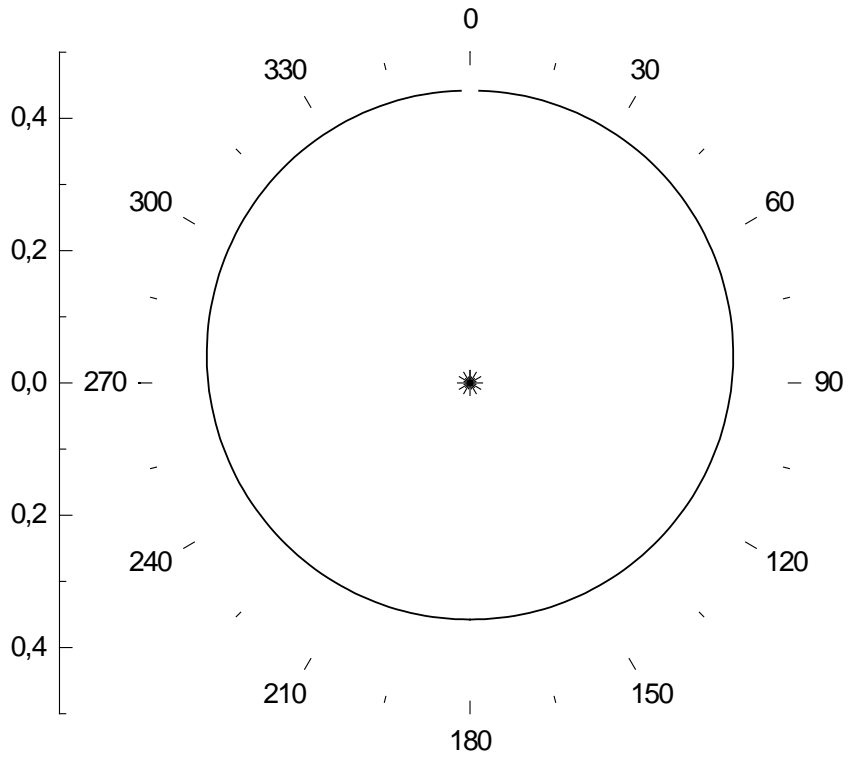


Figure 3.9 : Evolution de l'épaisseur du film en coordonnées polaires.
($j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=30\text{m/s}$)

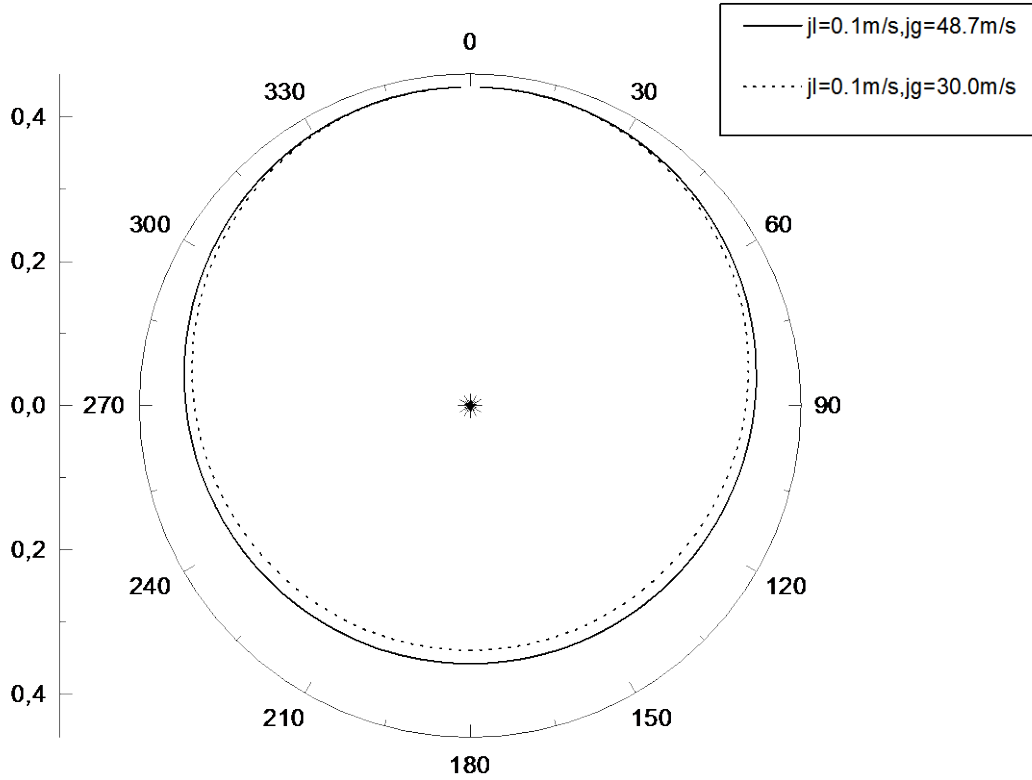


Figure 3.10 : Récapitulatif de l'évolution de l'épaisseur du film en coordonnées polaires.

Sur les figures (3.11) à (3.17), on a représenté l'évolution angulaire de la vitesse axiale du liquide. On remarque que cette dernière augmente avec l'accroissement de la vitesse superficielle du liquide. De même que l'augmentation de la vitesse superficielle du gaz entraîne une cambrure plus importante des courbes tracées. Aussi la vitesse axiale du liquide apparaît plus importante au bas qu'au sommet de la conduite, ce qui est dû en grande partie au phénomène de gravité.

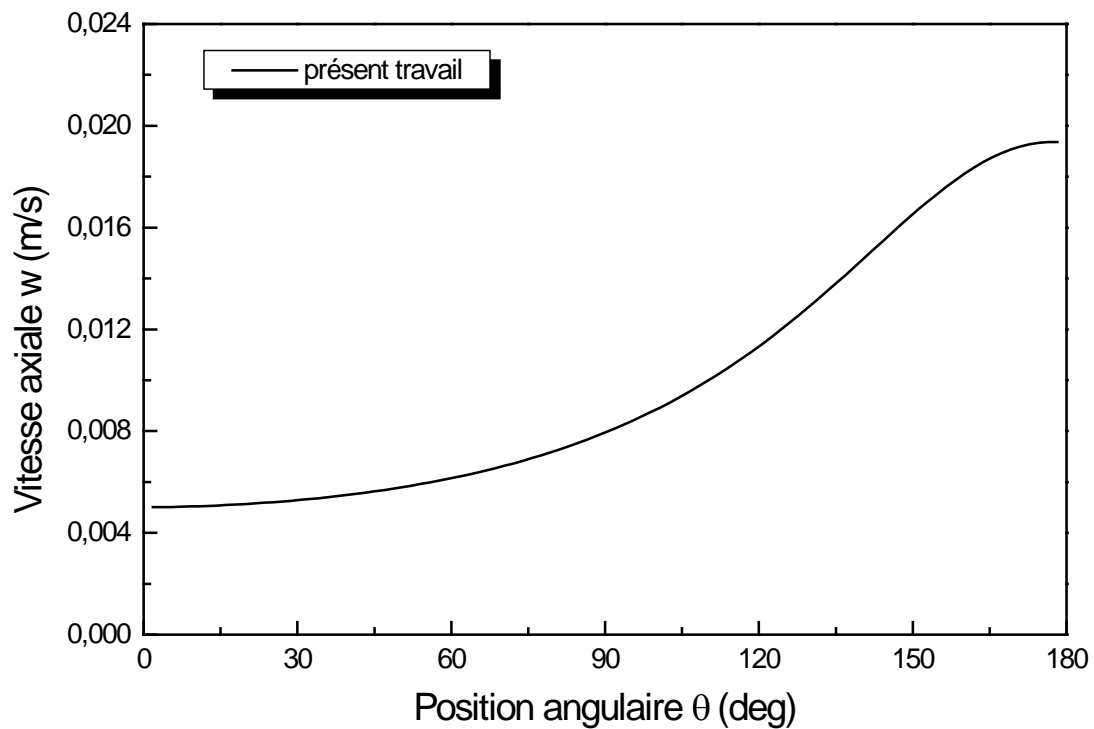


Figure 3.11 : Evolution angulaire de la vitesse axiale
($j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$)

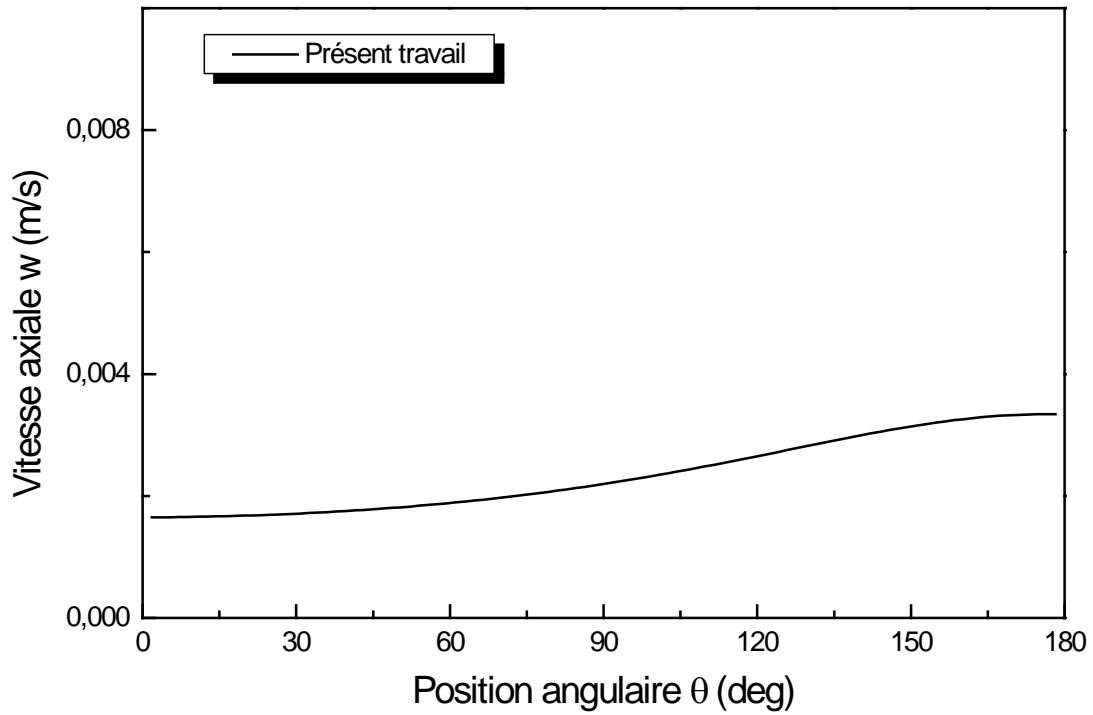


Figure 3.12 : *Evolution angulaire de la vitesse axiale*
($j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=49.7\text{m/s}$)

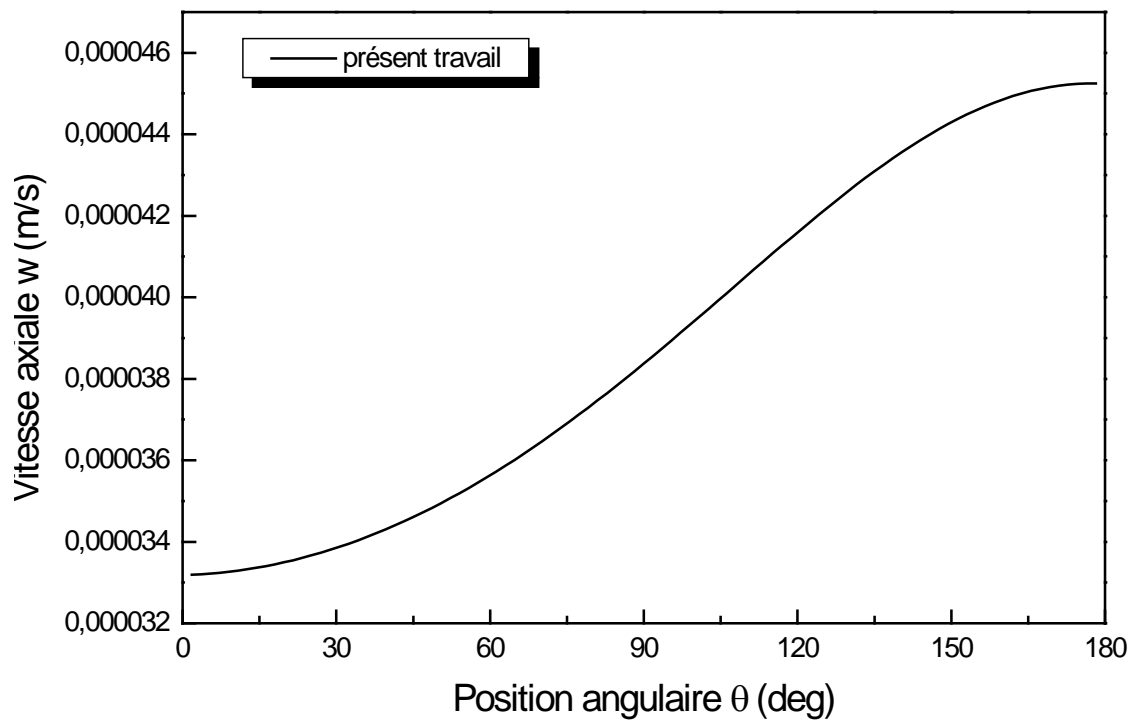


Figure 3.13 : *Evolution angulaire de la vitesse axiale*
($j_l=0.006\text{m/s}$, $j_g=49.6\text{m/s}$)

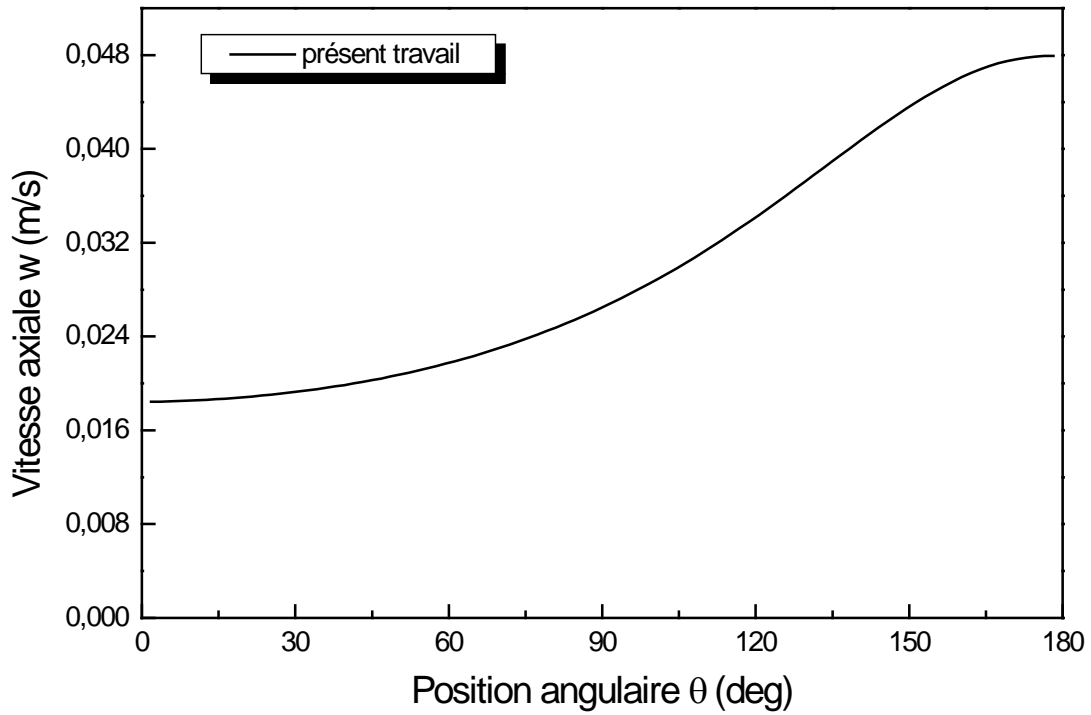


Figure 3.14 : *Evolution angulaire de la vitesse axiale*
($j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=48.7\text{m/s}$)

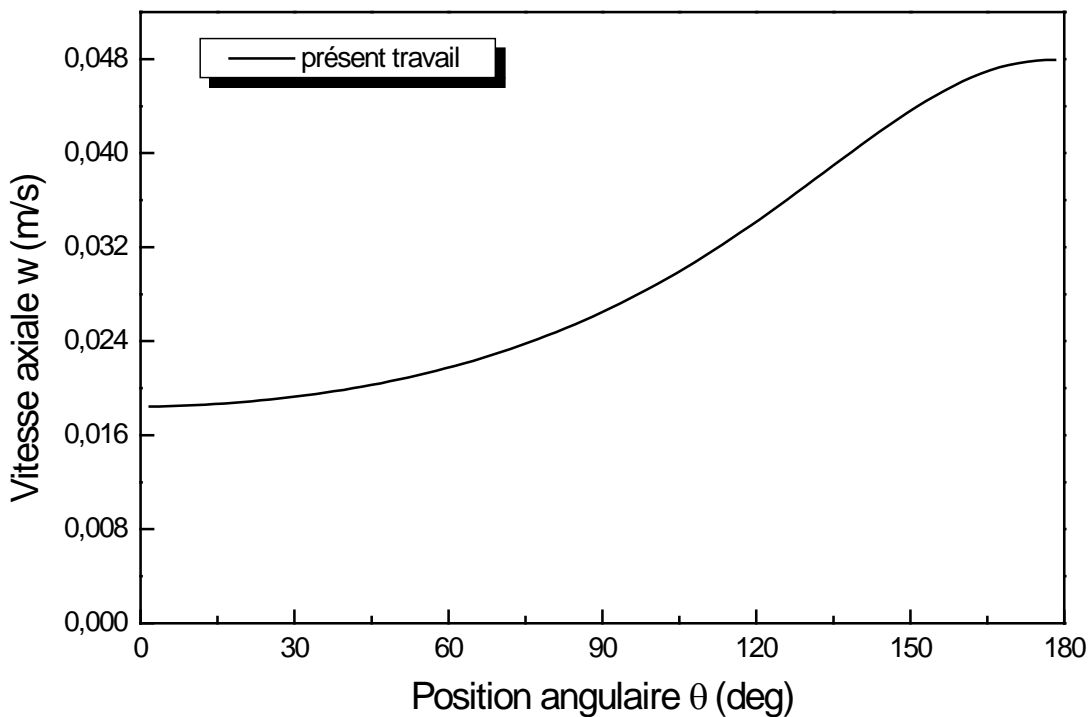


Figure 3.15 : *Evolution angulaire de la vitesse axiale*
($j_l=0.1\text{m/s}$, $j_g=30\text{m/s}$)

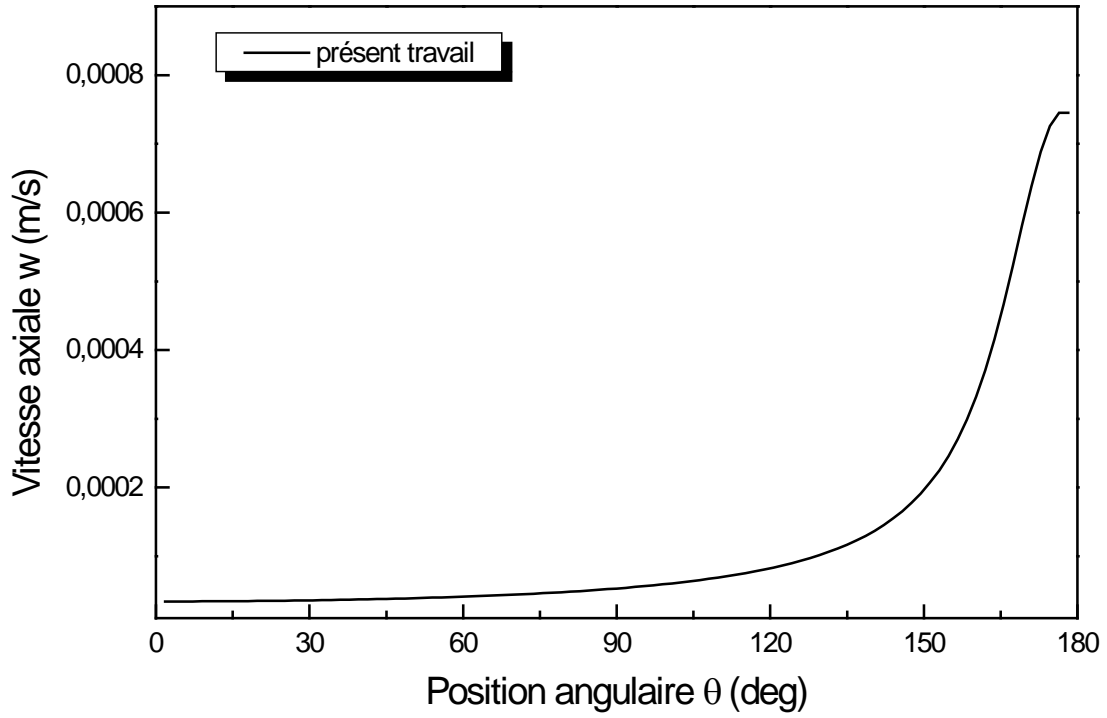


Figure 3.16 : Evolution angulaire de la vitesse axiale ($j_l=0.02\text{m/s}$, $j_g=49.8\text{m/s}$)

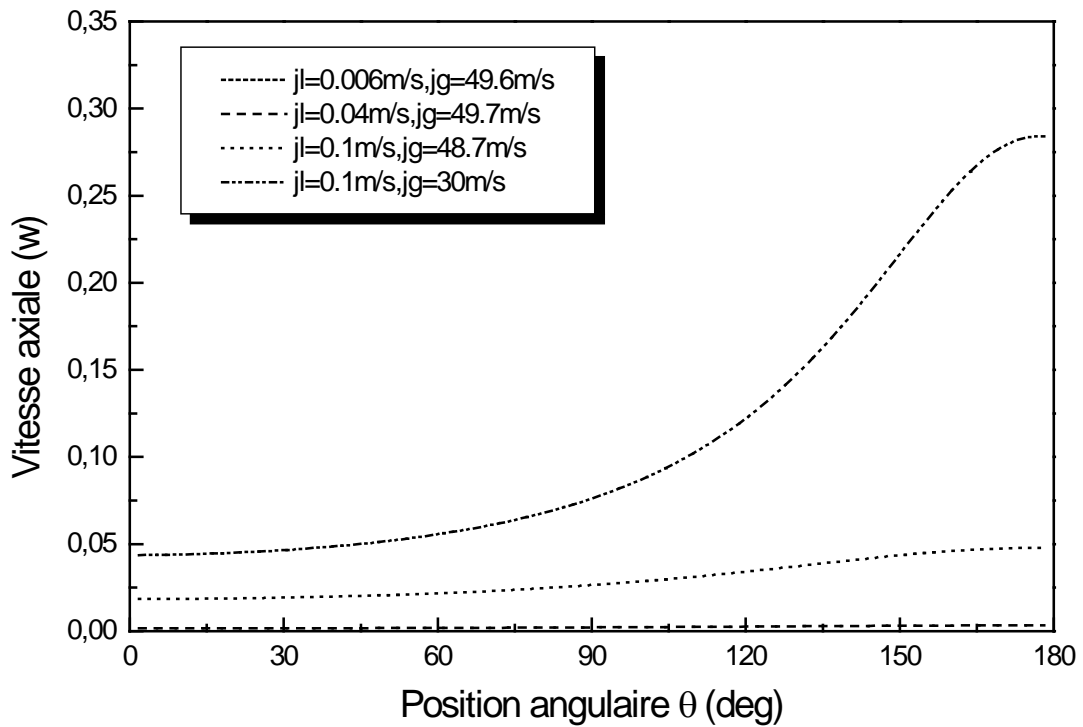


Figure 3.17 : Récapitulatif de l'évolution angulaire de la vitesse axiale w

On remarque dans les figures (3.18) à (3.20), que lorsqu'on augmente la vitesse superficielle du gaz, la cambrure des courbes, qui représentent l'épaisseur du film en fonction de la position circonférentielle, diminue. En effet, pour une vitesse superficielle de gaz donnée, l'augmentation du diamètre implique une diminution de la vitesse locale du gaz d'où une diminution du taux d'entraînement des gouttelettes de liquide (figure 3.21).

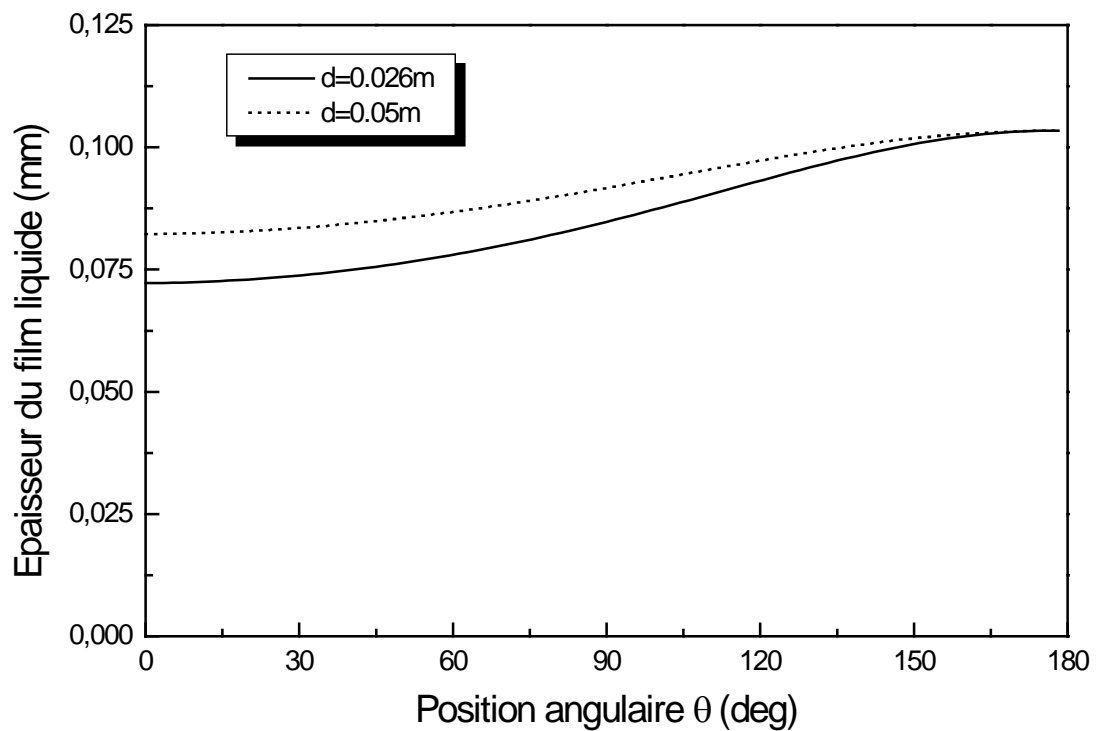


Figure 3.18 : Influence du diamètre sur l'évolution de l'épaisseur du film liquide ($j_l=0.006\text{m/s}$, $j_g=49.6\text{m/s}$)

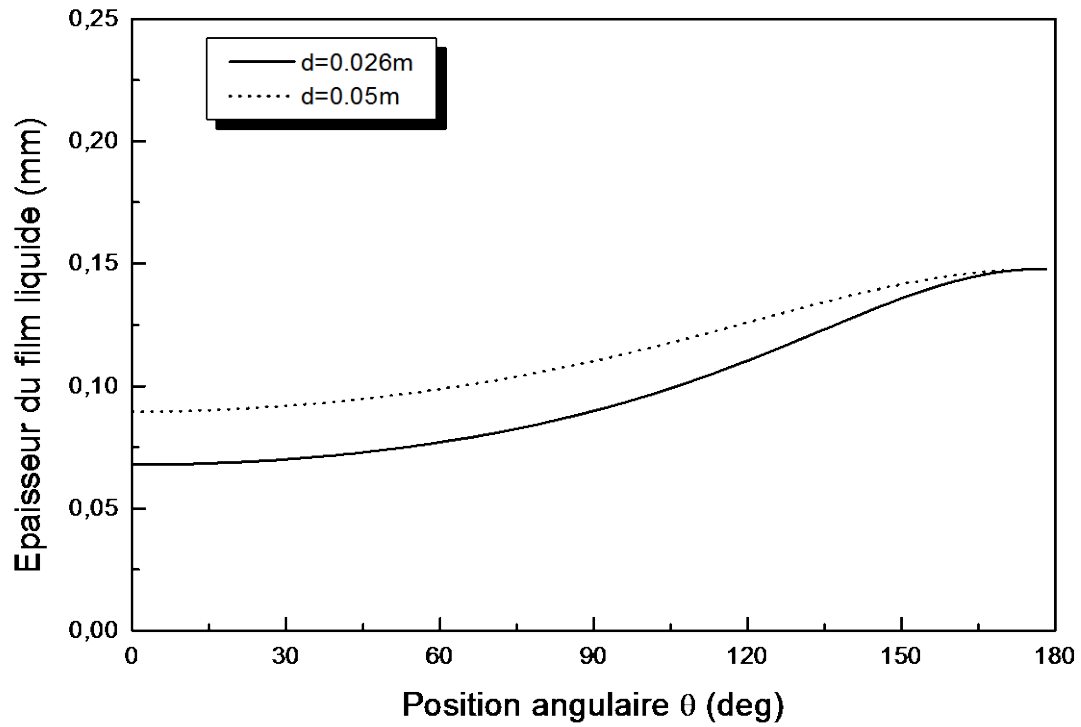


Figure 3.19 : Influence du diamètre sur l'évolution de l'épaisseur du film liquide ($j_l=0.04m/s, j_g=49.6m/s$)

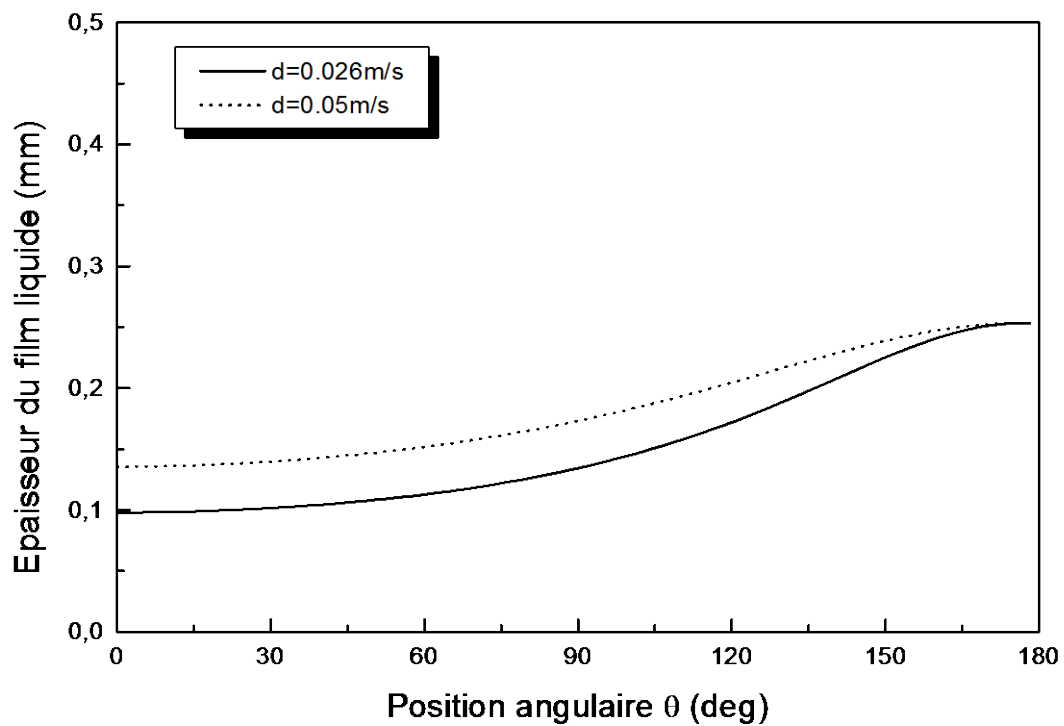


Figure 3.20 : Influence du diamètre sur l'évolution de l'épaisseur du film liquide ($j_l=0.1m/s, j_g=48.7m/s$)

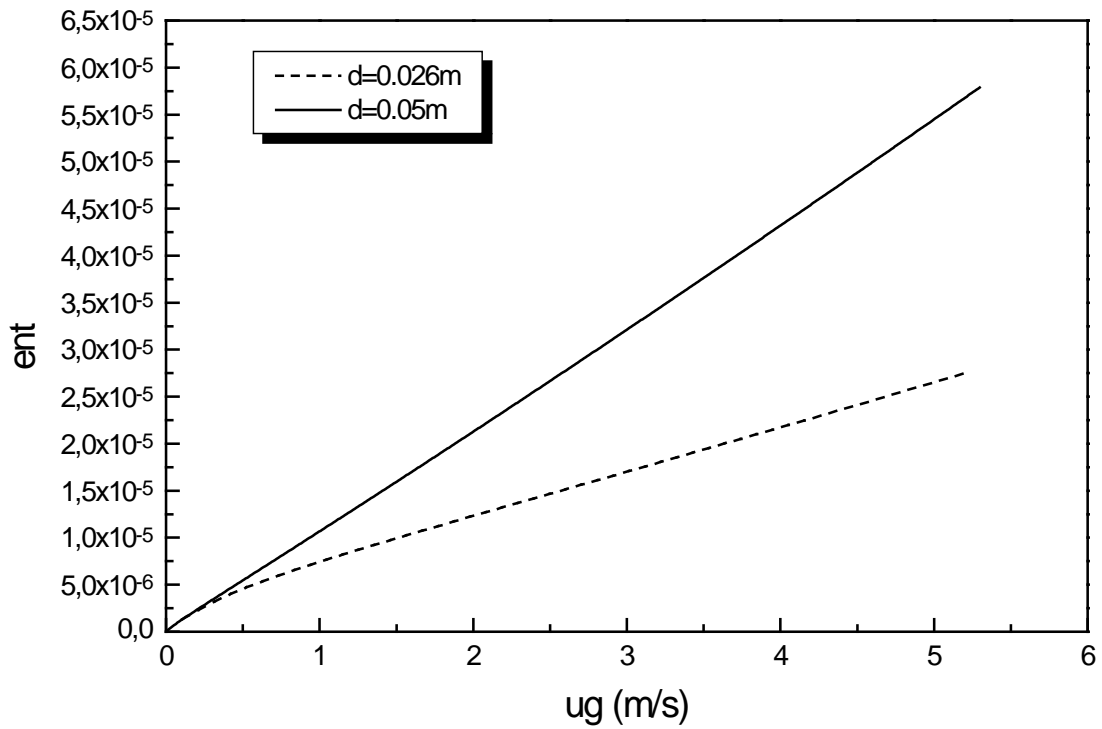


Figure 3.21 : *Influence du diamètre sur l'évolution du taux d'entraînement*

La figure 3.22, présente pour différentes vitesses de liquide et de gaz, une évolution angulaire du taux d'entraînement des gouttelettes où l'on remarque un fort taux d'entraînement pour une vitesse relative importante.

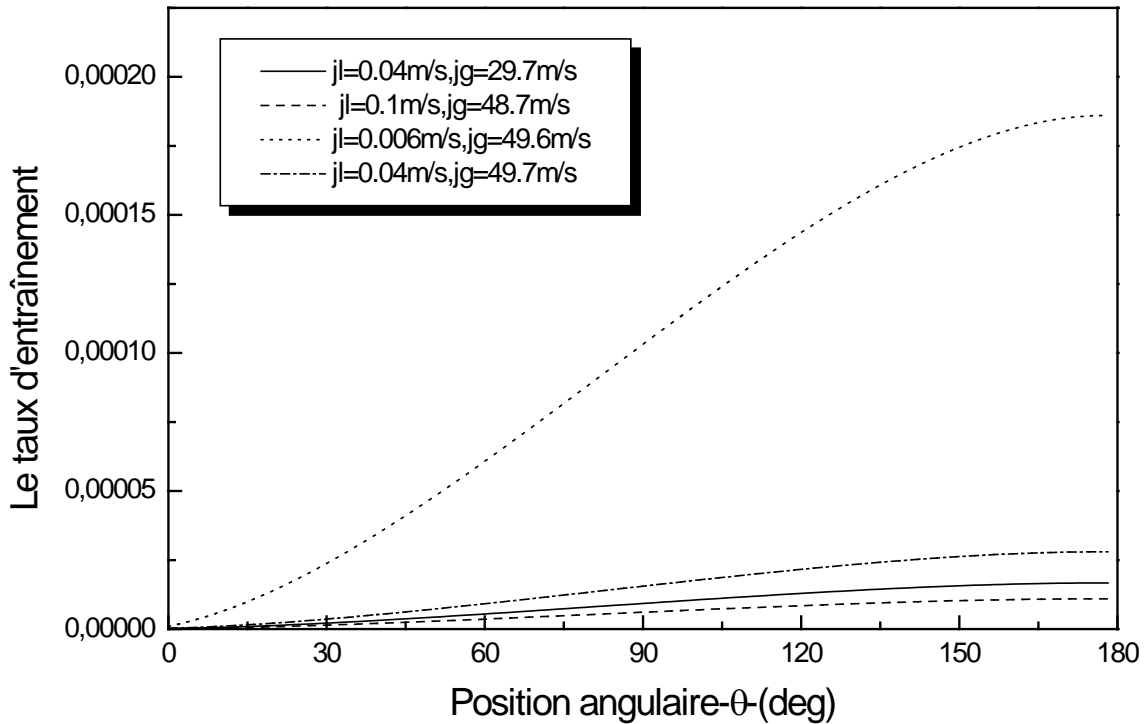


Figure 3.22 : L'évolution angulaire du taux d'entraînement

Dans la figure 3.23, on peut observer que le taux de déposition de gouttelettes est plus faible au sommet de la conduite compte tenu du phénomène de gravité. Ceci explique la décroissance de la hauteur du film au fur et à mesure que l'on se dirige vers le haut de la conduite. En effet lorsque θ augmente, la différence entre le taux d'atomisation et le taux de déposition s'accroît. Il y a plus d'entraînement que de redéposition.

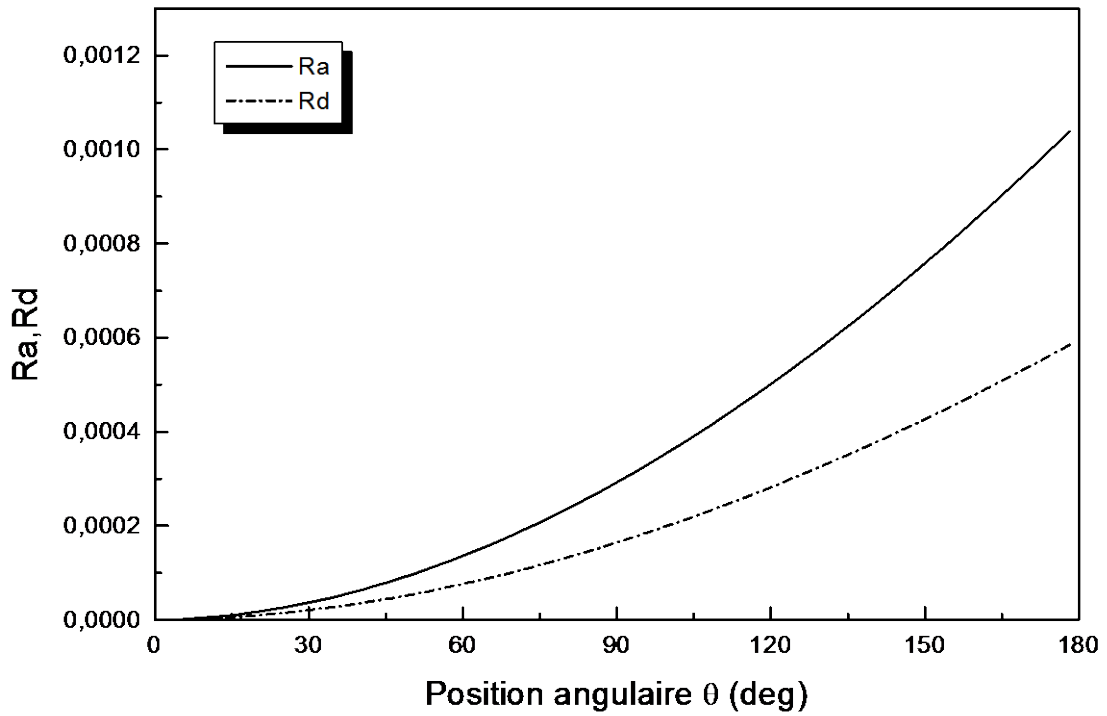


Figure 3.23 : L'évolution du taux de déposition et d'atomisation du liquide.

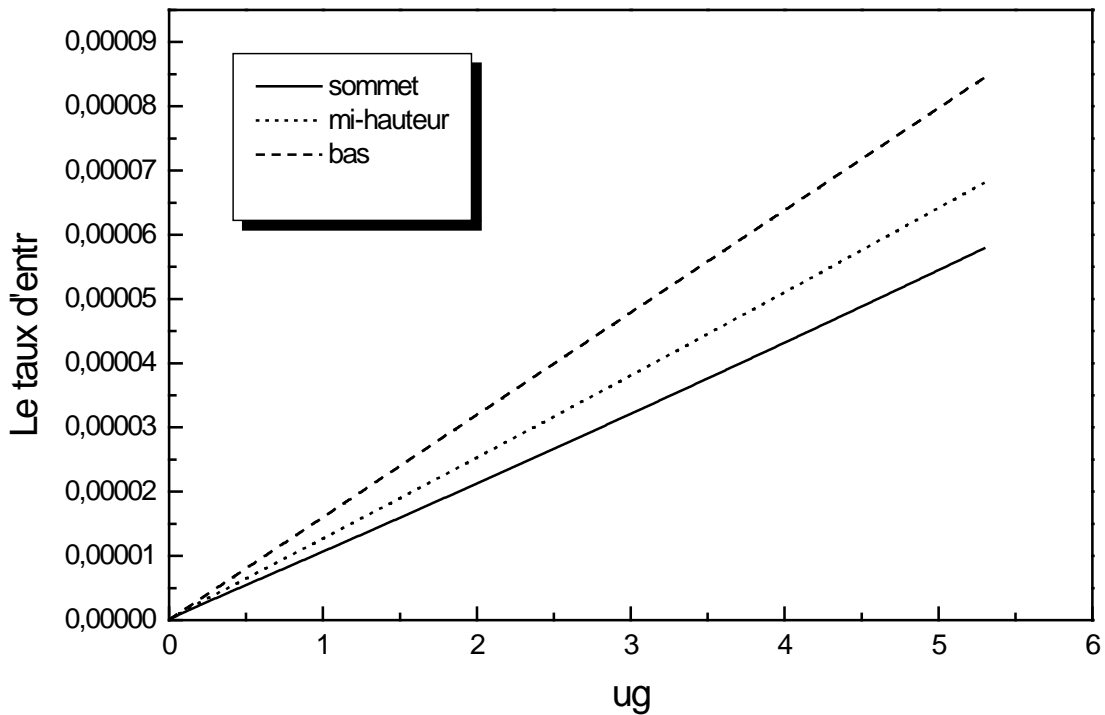


Figure 3.24 : L'évolution du taux d'entraînement ($j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$)

Dans la figure 3.24, le taux d'entraînement augmente avec la croissance de la vitesse du gaz. Ainsi, plus la vitesse augmente, plus le nombre de particules arrachées augmente.

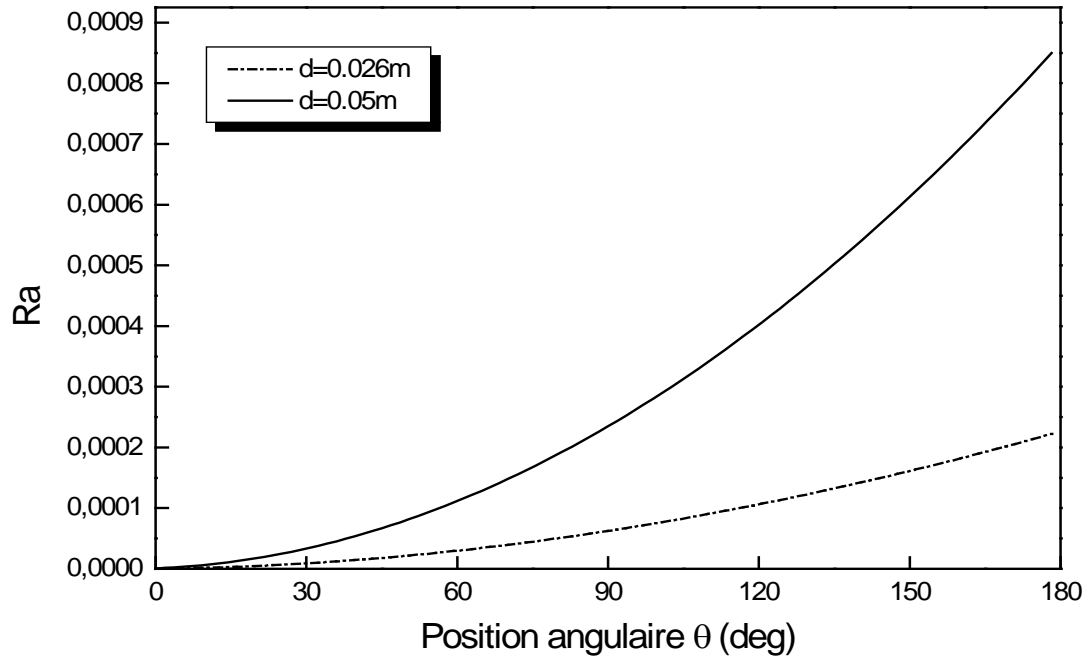


Figure 3.25 : Influence du diamètre sur le taux d'atomisation et de déposition ($j_l=0.04m/s$, $j_g=29.7m/s$)

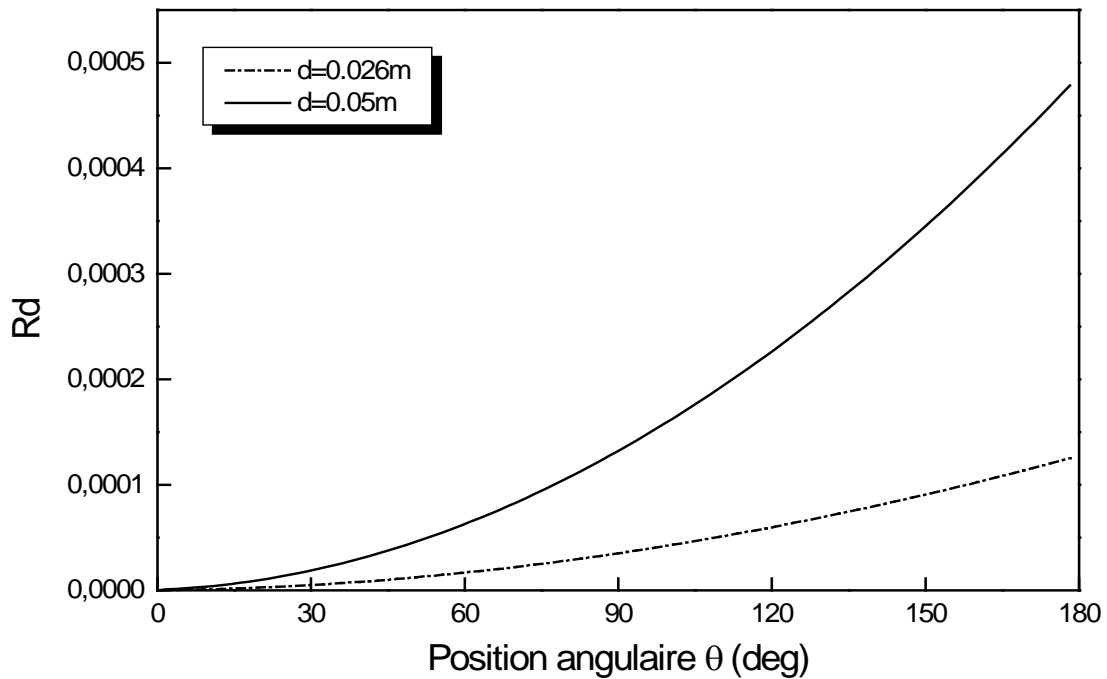


Figure 3.26 : Influence du diamètre sur le taux d'atomisation et de déposition ($j_l=0.04m/s$, $j_g=29.7m/s$)

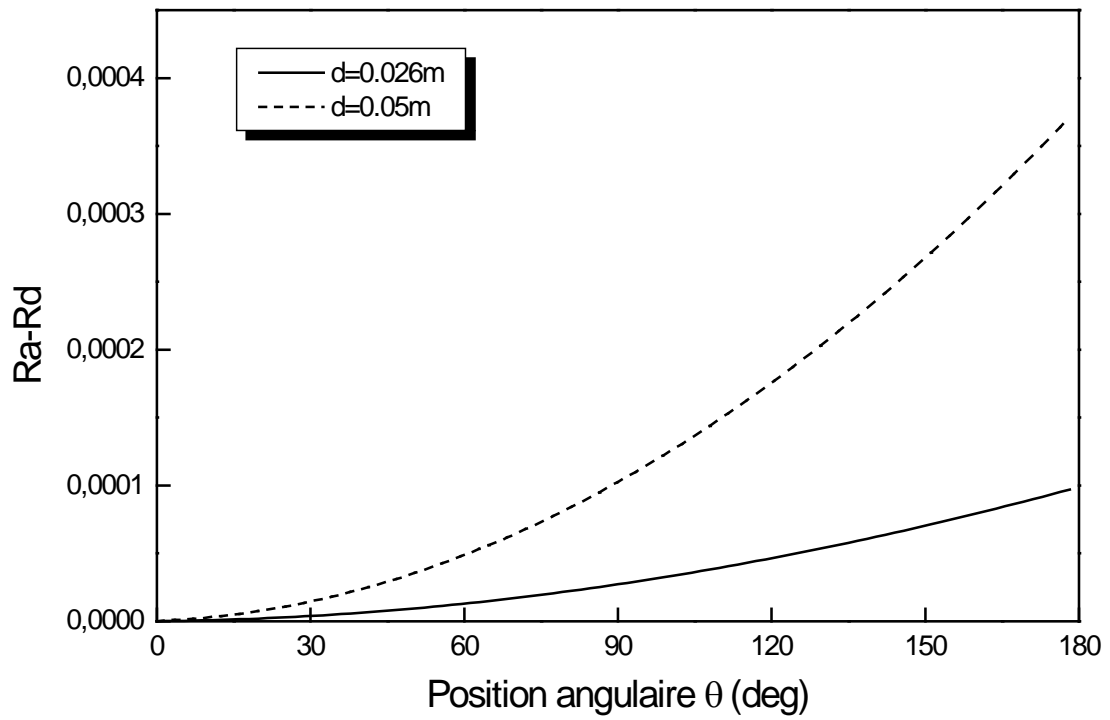


Figure 3.27 : L'évolution angulaire de Ra-Rd

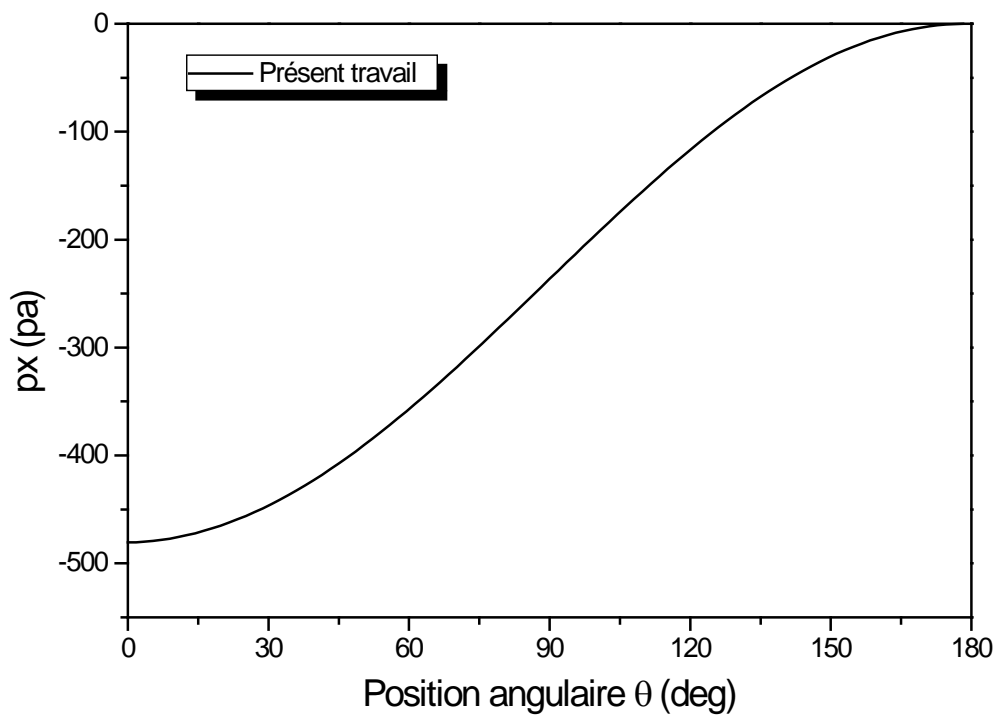


Figure 3.28 : L'évolution angulaire de la pression
($j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$)

En reprenant les équations (1a, 2a,3a), on a représenté dans la figure 3.28 l'évolution angulaire de la pression. On constate qu'elle est plus importante au bas qu'au sommet. Ceci est à l'origine du pompage d'une partie du liquide du bas vers le sommet de la conduite. Ce qui permet donc de maintenir la forme annulaire de l'écoulement.

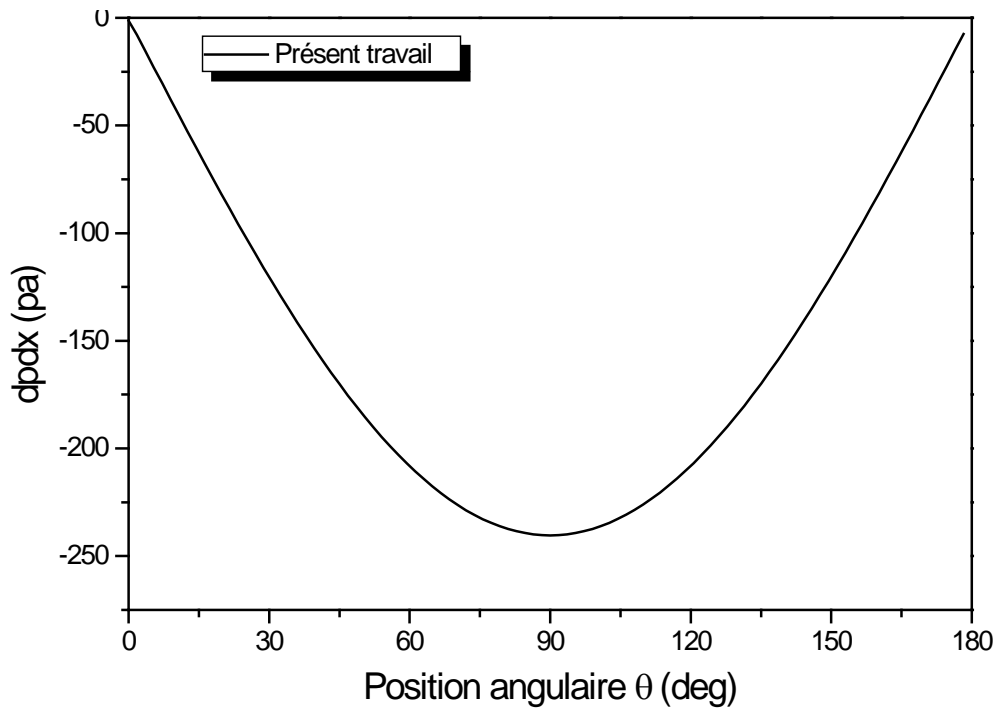


Figure 3.29 : L'évolution du gradient de pression
($j_l=0.04m/s$, $j_g=29.7m/s$)

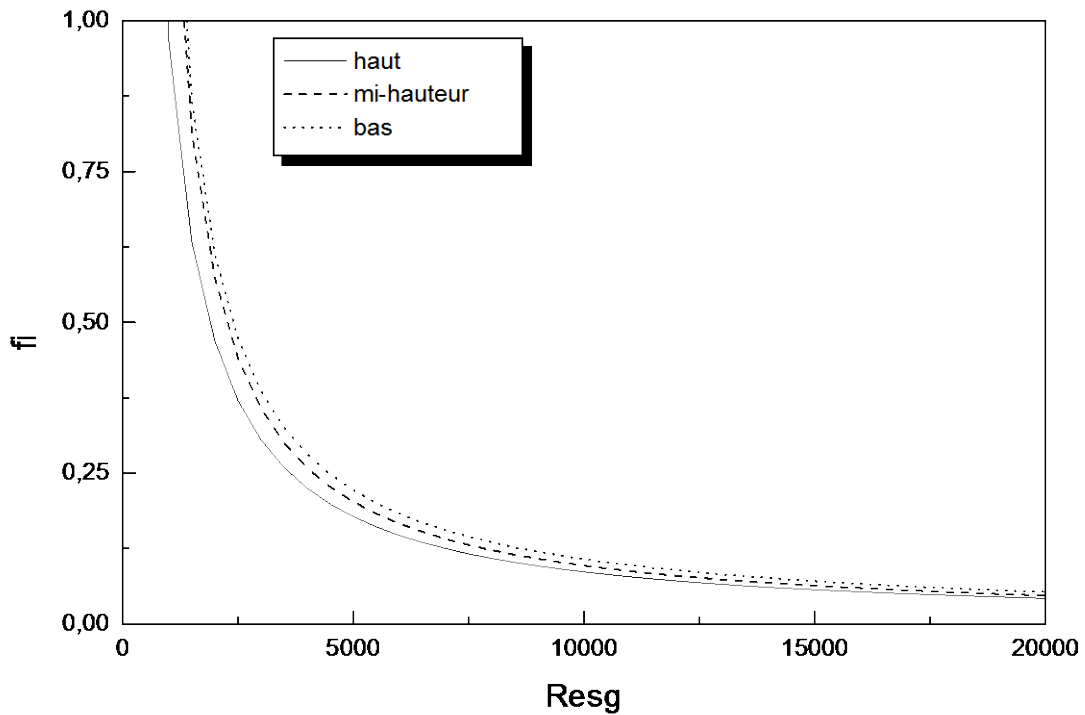


Figure 3.30 : L'évolution du frottement interfacial
($j_l=0.04\text{m/s}$, $j_g=29.7\text{m/s}$)

Dans la figure 3.30, on a représenté le frottement interfacial entre le gaz et le liquide en fonction du nombre de Reynolds du gaz $Resg$, pour différentes positions circumférentielles. On constate que l'évolution obtenue est en accord avec les travaux d'Ellis and Gay (1959), valables pour le cas d'un écoulement stratifié.

De plus, on remarque que le frottement interfacial est quantitativement plus important au bas de la conduite, ce qui peut s'expliquer par une forme plus perturbée de l'interface en cette position.

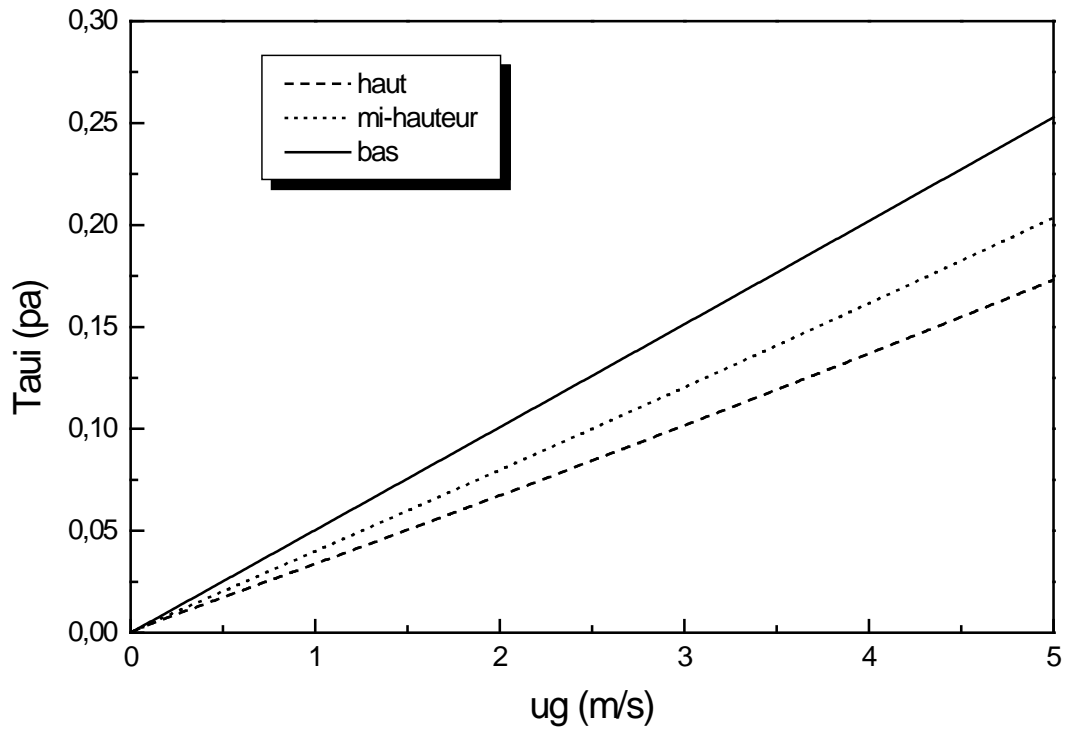


Figure 3.31 : L'évolution de Tau_i ($j_l=0.04m/s$, $j_g=29.7m/s$)

L'évolution de la tension de cisaillement interfaciale (τ_i) dans la figure 3.31 s'explique de la même manière que pour f_i .

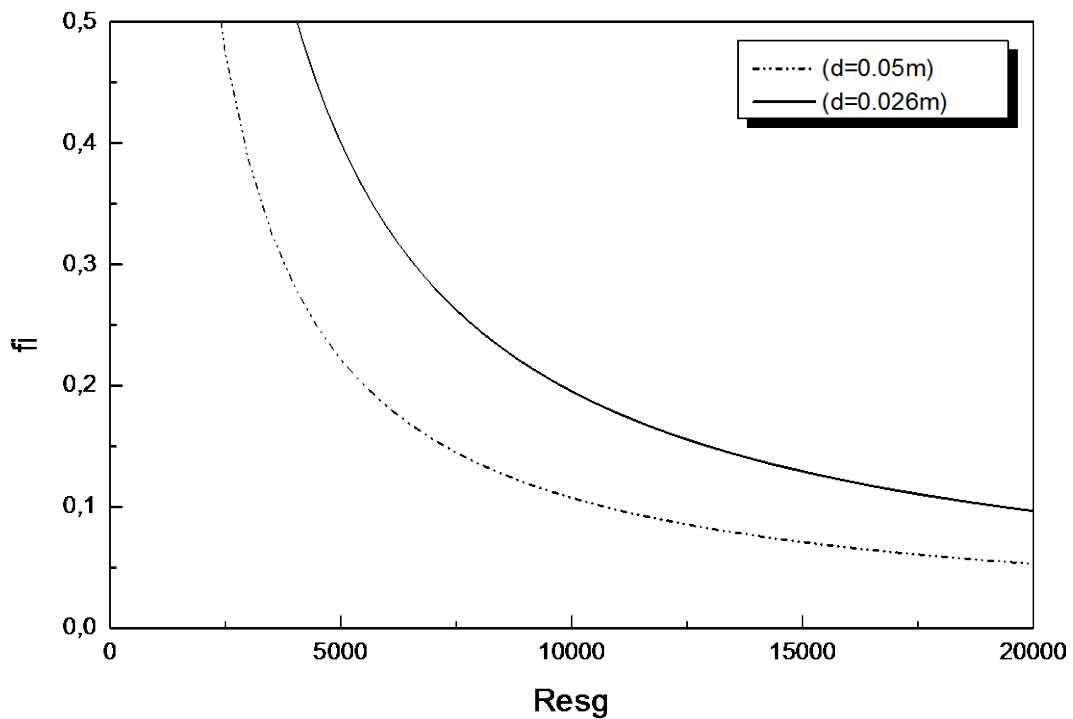


Figure 3.32 : Influence du diamètre sur le facteur de frottement interfacial au bas de la conduite

Dans la figure 3.33, on remarque que le frottement interfacial est moins important avec l'augmentation du diamètre, ceci peut être interpréter par une diminution de la vitesse locale du gaz au niveau de l'interface.

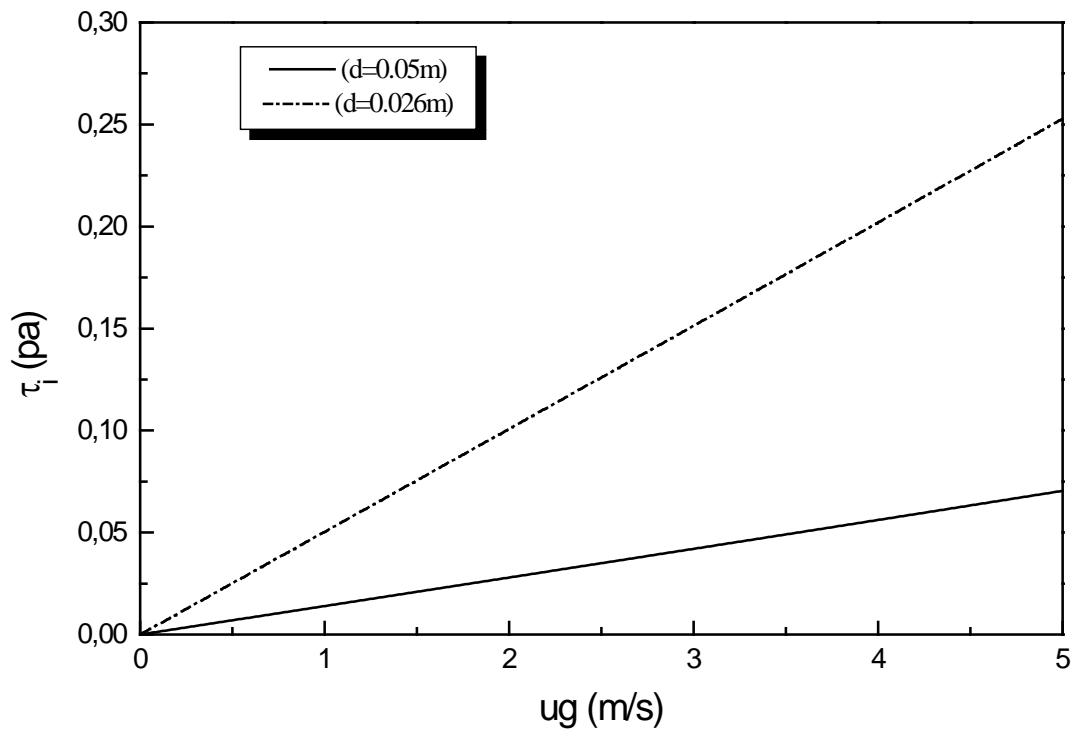


Figure 3.33 : Influence du diamètre sur l'évolution de la tension de cisaillement au bas de la conduite ($j_l=0.04m/s$, $j_g=29.7m/s$)

CONCLUSION

A travers ce travail, le caractère asymétrique de l'écoulement diphasique en régime annulaire dans une conduite horizontale, a été pris en considération dans le calcul du film liquide.

Plusieurs modèles, pouvant coexister simultanément, ont été présentés pour expliquer et simuler la formation du film liquide. Parmi ceux-ci, on peut noter : le modèle de l'écoulement secondaire du gaz, le modèle de l'onde perturbée ainsi que celui de l'atomisation et de la redéposition. Ce dernier a servi de base au travail présenté.

En considérant les équations de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques, une modélisation théorique d'un écoulement annulaire gaz/liquide asymétrique a été mise au point en régime permanent. Le développement des différentes contraintes, qui participent à la déformation du film liquide, a permis d'introduire de nouvelles formulations qui expriment l'influence de la vitesse axiale et du frottement sur la forme de l'interface. Les phénomènes d'entraînement et de redéposition ont été considérés par une formulation plus rigoureuse, basée sur la théorie de similitude et l'analyse dimensionnelle.

Pour un écoulement annulaire en conduite horizontale, les résultats ont confirmé que l'épaisseur du film liquide est beaucoup plus importante au bas de la conduite. De plus, elle est fortement influencée par le débit de gaz : en effet l'épaisseur du film liquide diminue au fur et à mesure que le débit du gaz augmente.

Sur le plan physique, cette influence se traduit par le taux d'atomisation produit par le contact gaz-liquide. Ainsi, l'augmentation du gradient de vitesse à l'interface gaz-liquide induit un accroissement des tensions de Reynolds, et par la suite un entraînement plus important de liquide.

Un bon accord a été trouvé entre les résultats numériques issus de cette modélisation et l'expérience. En effet, l'écart relatif maximal entre les valeurs

théoriques du présent travail et les valeurs expérimentales de Fukano et Ousaka (1989), a été trouvé de l'ordre de 4.9%, alors que l'écart relatif, au même point, entre les valeurs expérimentales et théoriques du même auteur est de l'ordre de 10.5%.

Ce travail verrait un prolongement naturel en orientant une expérience sur la mesure du taux d'entraînement et bien entendu le facteur de frottement interfacial, les résultats permettront de mieux cerner le modèle théorique proposé.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[An70] Anderson R.J. & Russel T.W.F. : « Film Formation in Two-Phase Annular Flow. », AICHE Journal Vol.16, 626-633, (1970).

[An85] Andreussi Paolo, Asali J.C.& Hanratty T.J. : « Initiation of Roll Waves in Gas-Liquid Flows. », AICHE Journal Vol.31, No.1,(1985).

[Ar67] Arnold C.R. & Hewitt G.F. : « Further Developments in the Photography of Two-Phase Gas-Liquid Flow.», J. Phot. Sci. 15, 97-114, (1967).

[Az80] Azzopardi B.J.& Whalley P.B. : « Artificial Waves in Annular Two-Phase Flow », ASME Winter Annual Meeting, Chicago, Published in Basic Mechanisms in Two-Phase Flow and Heat-Transfer, pp. 1-8, (1980).

[Az86] Azzopardi B.J. : « Disturbance Wave Frequencies, Velocities and Spacing in Vertical Annular Two-Phase Flow .», Nucl. Engng Des.92, 121-133, (1986).

[Az97] Azzopardi B.J. :« Drops in Annular Two-Phase Flow. », Int.J.Multiphase Flow Vol.23,No.6,pp.Suppl.pp.1-53, (1997).

[Ba54] Baker O. : « Simultaneous Flow of Oil and Gas. », Oil Gas J. 26 July, 185-195, (1954).

[Bi89] Biesheuvel A.& Spoelstra S. : « The Added Mass Coefficient of a Dispersion of Spherical Gas Bubbles in Liquid. », Int.J.Multiphase Flow Vol.15, No.6, pp 911-924, (1989).

[Bin92] Binder J.L. & Hanratty T.J. : « Use of Lagrangian Methods to Describe Drop Deposition and Distribution in Horizontal Gas-Liquid Annular Flows.», Int.J.Multiphase Flow 18, 803-820, (1992).

[Bu72] Butterworth D. & Pulling D.J. : « A Visual Study of Mechanisms in Horizontal Annular, Air-Water Flow. », UKAEA Report AERE M2556, (1972).

[Bu73] Butterworth D. : « An Analysis of Film Flow for Horizontal Flow and Condensation in a Horizontal Tube », UKAEA Report AERE R7575, (1973).

[Bu73] Butterworth D. & Pulling D.J. : « Film Flow and Film Thickness Measurements for Horizontal Annular Air-Water Flow. », UKAEA Report AERE R7576 5, (1973).

- [Co68]** Cousins L.B.&Hewitt G.F. : « Liquid Mass Transfer in Annular Two-Phase Flow, Radial Liquid Mixing. », AERE-5693, England, (1968).
- [Co89]** Coutris N., Delhay J.M. & Nakach R. : « Two-Phase Flow Modelling: The Closure Issue for a Two-Layer Flow. », Int.J.Multiphase Flow Vol.15, No.6, pp.977-983, (1989).
- [Fi78]** Fisher S.A & Pearce D.L. : « A Theoretical Model for Describing Horizontal Annular Flows. », Presented at Int. Semin. On Momentum, Heat and Mass Transfer in Two-Phase Energy and Chemical Systems, Dubrovnik, Yugoslavia, (1978).
- [Fi93]** Fisher S.A.& Pearce D.L. : « An Annular Flow Model for Predicting Liquid Carryover into Austenitic Superheater .», Int. J. Multiphase Flow 19, 295-307, (1993).
- [FI95]** Flores A.G., Crowe K.E.& Griffith P. : « Gas-Phase Secondary Flow in Horizontal, Stratified and Annular Two-phase Flow. », Int.J.Multiphase Flow Vol.21,No.2,pp. 207-221, (1995).
- [Fr57]** Friedlander S.K. & Johnstone H.F. : « Deposition of Suspended Particles from Turbulent Gas Streams. », Ind. Eng. Chem. 47, 1151-1156, (1957).
- [Fu89]** Fukano T.& Ousaka A. : « Prediction of the Circumferential Distribution of Film Thickness in Horizontal and Near-Horizontal Gas-Liquid Annular Flows. », Int.J. Multiphase Flow Vol.15,No.3,pp.403-419, (1989).
- [Go89]** Govan A.H., Hewitt G.F., Owen D.G.& Burnett G. : « Wall Shear Stress Measurements in Vertical Air-Water Annular Two-Phase Flow », Int. J. Multiphase Flow Vol.15,No.3,pp.307-325, (1989).
- [Ha89]** Hagiwara Y.,Esmailzadeh E., Tsutsui H. & Suzuki K. : « Simultaneous Measurement of Liquid Film Thickness, Wall Shear Stress and Gas Flow Turbulence of Horizontal Wavy Two-Phase Flow. », Int.J.Multiphase Flow Vol.15,No.3,pp.421-431, (1989).
- [Ha63]** Hall Taylor N.S., Hewitt G.F. & Lacey P.M.C. : « The Motion and Frequency of Large Disturbance Waves in Annular Two-Phase Flow of Air-Water Mixtures. », Chem.Engng.Sci.18, 537-552, (1963)
- [Ha89]** Hart.J., Hamersma.P.J. & Fortuin.J.H. : « Correlations Predicting Frictional Pressure Drop and Liquid Holdup during Horizontal Gas-Liquid Pipe Flow with a small Liquid Holdup. », Int.J.Multiphase Flow Vol.15,No.6,pp.947-964, (1989).

[Hi97] Hills J.H. : « The Critical Liquid Flow Rates for Wave and Droplet Formation in Annular Gas-Liquid Flow. », Exp.Heat Transfer Fluid Mech. Thermodyn., Ed. ETS 2, 1241-1247, (1997)

[Ja87] P.W.James, N.S.Wilkes, W.Conkie et A.Burns. : « Developments in the Modelling of Horizontal Annular Two-Phase Flow. », Int.J.Multiphase Flow Vol.13,No.2,pp.173-198, (1987).

[Ja90b] Jayanti S., Wilkes N.S., Clarke D.S. & Hewitt G.F. : « The Prediction of Turbulent Flows over Roughened Surfaces and its Application to Interpretation of Mechanism of Horizontal Annular Flow. », Proc. Roy. Soc. A431, 71-88, (1990b).

[Je87] Jensen M.K. : « The Liquid Film and the Core Region Velocity Profiles in Annular Two-Phase Flow. », Int.J.Multiphase Flow Vol.13,No.5,pp. 615-628,, (1987).

[Je89] Jepson D.M., Azzopardi B.J. & Whalley P.B. : « The Effect of Gas Properties on Drops in Annular Flow. », Int.J.Multiphase Flow Vol.15,No.3,pp.327-339, (1989).

[Ju89] Jurman L.A, Bruno K & McCreedy M.J. : « Periodic and Solitary Waves on Thin, Horizontal, Gas-Sheared Liquid Films. », Int.J.Multiphase Flow Vol.15.No.3,pp. 371-384,(1989).

[Ka89] Kallio G.A.& Reeks M.W. : « A Numerical Simulation of Particle Deposition in Turbulent Boundary Layers. », Int.J.Multiphase Flow Vol.15,No.3,pp.433-446, (1989).

[Ka89] Kataoka I. & Serizawa A. : « Basic Equations of Turbulence in Gas-Liquid Two-Phase Flow. », Int.J.Multiphase Flow Vol.15,No.5,pp.843-855, (1989).

[Ka99] Kataoka I., Ishii M.& Nakayama A. : « Entrainment and deposition rates of droplets in annular two-phase flow. », Int.J.Heat and Mass Transfer, 43(2000) 1573-1589, (1999).

[Ki90] Kitscha J., Chang C.T. & Kocamustafaogullari G. : « Characteristics of Horizontal Annular Two-Phase Flow Determined By Experimental Techniques. », Heat Transfer –1990- Proceedings of the Ninth International Heat Transfer Conference, Jerusalem, Israel, Vol.6, General Papers IHTC (1990).

[La95] Larry B.Fore & Abraham E. Dukler. : « The distribution of drop size and velocity in Gas-Liquid Annular Flow. », Int.J.Multiphase Flow Vol.21,No.2 pp.137-149, (1995).

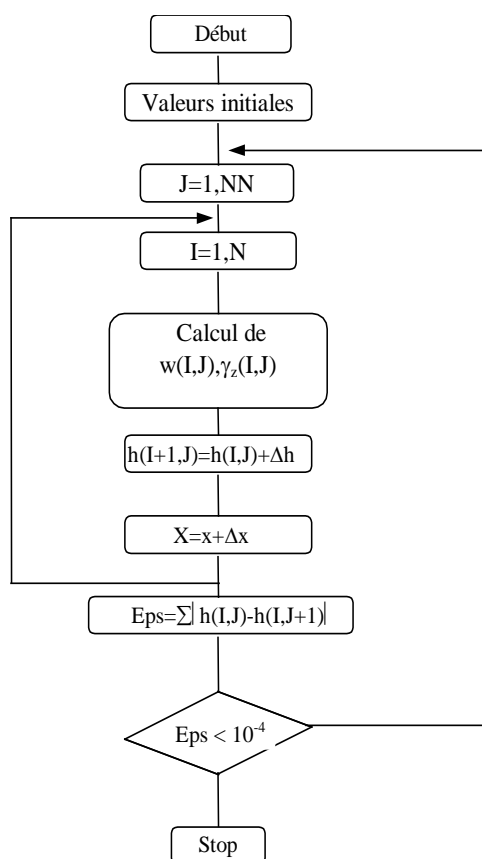
- [La85]** Laurinat J.E., Hanratty T.J. & Jepson W.P. : « Film Thickness Distribution for Gas-Liquid Annular Flow in Horizontal Pipes. », *PhysicoChem. Hydrodynam.*, 179-195, (1985).
- [Le89]** Lee M.M., Hanratty T.J. & Adrian R.J. : « The Interpretation of Droplet Deposition Measurements with a Diffusion Model. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.15, No.3, pp.459-469, (1989).
- [Li85]** Lin T.F., Jones O.C., Lahey R.T.Jr., Block R.C. & Murase M. : « Film Thickness Measurements and Modelling in Horizontal Annular Flows. », *Phys. Chem. Hydrodynam.* 6, 197-206, (1985).
- [Li87]** Lin P.Y. & Hanratty T.J. : « Effect of Pipe Diameter on Flow Patterns for Air-Water Flow in Horizontal Pipes. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.13, No.4, pp.549-563, (1987).
- [Lo87]** Lopes J.C.B. & Dukler A.E. : « Droplet Dynamics in Vertical Gas-Liquid Annular Flow. » *AIChE Journal* Vol.33, No.6, (1987).
- [Ma85]** MacQuillan K.W & Whalley P.B. : « Flow Patterns in Vertical Two-Phase Flow. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.11, No 2, pp.161-175, (1985).
- [Ma74]** Mandhane J.M., Gregory G.A. & Aziz K. : « A Flow Pattern Map for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes. » *Int.J.Multiphase Flow* Vol.1, pp.537-553, (1974).
- [Mo72]** Moeck E.O. & Stachiewicz J.W. : « A Droplet Interchange Model for Annular-Dispersed, Two-Phase Flow. », *Int.J.Heat mass Transfer*, Vol.15, pp. 637-653 (1972).
- [Mo98]** Mols B. & Oliemans R.V.A. : « A Turbulent Diffusion Model for Particle Dispersion and Deposition in Horizontal Tube Flow. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.24, No.1, pp. 55-75, (1998).
- [Ne63]** Nedderman R.M. & Shearer C.J. : « The Motion and Frequency of Large Disturbance Waves in Annular Two-Phase Flow of Air-Water Mixture. », *Chem.Engng Sci.*18, 661-670, (1963).
- [Ne99]** Newton C.H., Behnia M. & Reizes J.A.. : « The Effect of Liquid Viscosity on Gas Wall and Interfacial Shear Stress in Horizontal Two-Phase Pipe Flow. », *Chemical Engineering Science* 54, 1071-1079, (1999).
- [Ni76]** Nicholas D.Sylvester & James P.Brill : « Drag Reduction in Two-Phase Annular-Mist Flow of Air and Water. », *AIChE Journal* Vol.2, No.3, (1976).

- [Ni96]** Nigmatulin R.I., Nigmatulin B.I., Khodzhaev YA.D. & Kroshilin V.E. : « Entrainment and Deposition rates in a Dipersed-Film Flow. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.22, No.1 ,pp.19-30, (1996).
- [Ov84]** Ovadia Shoham & Yehuda Taitel : « Stratified Turbulent-Turbulent Gas-Liquid Flow in Horizontal and Inclined Pipes », *AIChE Journal* (Vol.30, No.3), May (1984).
- [Pa91]** Paras S.V. & Karabelas A.J. : « Droplet Entrainment and Deposition in Horizontal Annular Flow. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.17,No.4,pp.455-468, (1991).
- [PI65]** Pletcher R.H. & McManus H.N. : « The Fluid Dynamics of 3-dimensional Liquid Films with Free Surface Shear: a finite difference approach. », IN. *Proc. 9th Midwestern Mechanics Conf.*, Madison, WI, (1965).
- [Re90]** Reimann J., John H. & Seeger W. : « Transition from Slug to Annular Flow in Horizontal Pipes. » , *Heat Transfer –1990- Proceedings of the Ninth International Heat Transfer Conference*, Jerusalem, Israel, Vol.1, Plenary and Keynote Papers (1990).
- [Ro97]** Roberts P.A., Azzopardi B.J. & Hibberd : « The Split of Horizontal Annular Flow at a T-Junction », *Chemical Engineering Science*, Vol.52. No. 20, pp. 3441-3453, (1997).
- [Ru65]** Russel T.W.F. & Lamb D.E. : « Flow Mechanism of Two-Phase Annular Flow. », *Can.J.Chem.Engng* 43, 237-245, (1965)
- [Ry97]** Ryo Manabe, & Tetsuro Tochikawa, SPE, Japan Natl. Oil Corp. M.Tsukuda & Norio Arihara, SPE, Waseda U. : « Experimental and Modeling Studies of Two-Phase Flow in Pipelines. », *SPE Production & Facilities*, Novembre (1997).
- [Sc89]** Schadel S.A. & Hanratty T.J. : « Interpretation of Atomisation Rates of the Liquid Film in Gas-Liquid Annular Flow », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.15,No.6,pp.893-900, (1989).
- [Sp93]** Spedding P.L. & Spence D.R. : « Flow Regimes in Two-Phase Gas-Liquid Flow. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.19,No.2,pp.245-280, (1993).
- [Su95]** Sutharshan B., Kawaji M. & Ousaka A.. : « Measurement of Circumferential and Axial Liquid Film Velocities in Horizontal Annular Flow. » *Int.J.Multiphase Flow* Vol.21,No.2,pp. 193-206, (1995).

- [Ta89]** Takenaka N., Fujii T., Akagawa K. & Nishida K. : « Flow Pattern Transition and Heat Transfer of Inverted Annular Flow. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.15, No.5, pp.767-785, (1989).
- [Ta21]** Taylor G.I. : « Diffusion by Continuous Movements. », *Proceedings of London Mathematical Society*, Vol. 2, pp. 196-212, (1921).
- [To86]** Toshio Aihara & Wu-Shung Fu : « Effects of Droplet-Size Distribution and Gas-Phase Flow Separation Upon Inertia Collection of Droplets by Bluff-Bodies in Gas-Liquid Mist Flow. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.12, No.3, pp.389-403, (1986).
- [Va89]** Vames J.S. & Hanratty T.J. : « Turbulent Dispersion of Droplets for Air Flow in a Pipe. », *Experiments in Fluids* 6, 94-104(1989).
- [Wa69]** Wallis G.B. : « One-Dimensional Two-Phase Flow. », McGraw-Hill Book Company, (1969).
- [Wh74]** Whalley P.B., Hewitt G.F. & Hutchinson P. : « Experimental Wave and Entrainment Measurements in vertical Annular Two-Phase Flows. », *Instn Chem.Engrs Symp. Ser. No. 38, Multiphase Flow Syst. 1*, 1-24, (1974).
- [Wh78]** Whalley P.B., Hutchinson P. & James P.W. : « The Calculation of Critical Heat Flux in Complex Situations Using an Annular Flow Model. », 6th *Int.Heat Transfer Conf.*, Toronto, Paper NR-12,(1978).
- [Wi80]** Wilkes N.S., Conkie W.& James P.W. : « A Model for the Droplet Deposition Rate in Horizontal Two-Phase Annular Flow. », UKAEA Report No. AERE-R9691, (1980).
- [Wi96]** Williams I.R., Dykhno L.A. & Hanratty T.J. : « Droplet Flux Distributions and Entrainment in Horizontal Gas-Liquid Flows. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.22, No.1 ,pp.1-18, (1996).
- [Wo69]** Woodmansee D.F. & Hanratty T.J. : « Mechanism for the Removal of Droplets from a Liquid Surface by a Parallel Air Flow. », *Chem Engng Sci*,24, 299-307, (1969).
- [Ya87]** Yao S.C. & Sylvester N.D. : « A Mechanistic Model for Two-Phase Annular-Mist Flow in Vertical Pipes », *AIChE Journal* Vol.33, No.6, (1987).
- [Yo95]** Young J.B. : « The Fundamental Equations of Gas-Droplet Multiphase Flow. », *Int.J.Multiphase Flow* Vol.21, No.2, pp. 175-191, (1995).

ANNEXE 1

La résolution du système d'équations (2e, 3e) est réalisée par la méthode de Régula-Falsi pour la vitesse axiale du liquide w , et par une méthode itérative pour l'épaisseur du film, l'organigramme correspondant est présenté sur la figure suivante:



L'organigramme de calcul de l'épaisseur du film

ANNEXE 2**ANALYSE DIMENSIONNELLE ET THEORIE DE SIMILITUDE****Convention**

Dans beaucoup d'exemples d'écoulement, tels que ceux liés aux obstacles et formes, la résolution des équations correspondantes pose un certain nombre de problèmes.

L'utilisation des procédés de similitude permet néanmoins de tirer à partir des équations de la mécanique des fluides, et par leur réécriture sous une forme adimensionnelle, une formulation nouvelle sur les influences et les interactions des phénomènes liés à chaque type d'écoulement.

Cette utilisation s'étend non seulement à la technologie (essais sur modèles) mais aussi aux études théoriques (turbulence, couche limite, théorie des explosions, convection naturelle).

Théorème de Vaschy-Buckingham (ou théorème des π_i)

L'expression d'une relation théorique décrivant un phénomène physique doit rester indépendante du système d'unités. On montre alors qu'elle doit être homogène par rapport à chacune des grandeurs primaires. On dit qu'elle est dimensionnellement homogène.

La théorie de l'analyse dimensionnelle est la théorie mathématique de cette classe de fonctions. Cette théorie purement algébrique pourra, par exemple, être trouvée sous sa forme abstraite.

Nous nous contenterons ici d'énoncer le théorème de Vaschy-Buckingham (ou théorème des π_i).

Supposons que dans un problème physique donné une grandeur inconnue x soit déterminée lorsque n autres grandeurs a_1, \dots, a_n considérées comme données du problème, sont fixées. On peut écrire :

$$x=f(a_1, \dots, a_n) \quad (11)$$

Prenons parmi ces n grandeurs, le nombre maximum k de grandeurs dimensionnellement indépendantes, nommons les a_1, \dots, a_k . Ces k grandeurs pourraient jouer le rôle de grandeurs primaires dans l'élaboration d'un système de mesure pour l'ensemble des données (a_1, \dots, a_n) .

On montrera alors (11) peut s'écrire :

$$\pi=f(\pi_1 \dots \pi_{n-k}) \quad (12)$$

où $\pi, \pi_1 \dots \pi_{n-k}$ sont des formes monômes de $x, a_{k+1} \dots a_n$ rendues adimensionnelles par des combinaisons adéquates des exposants de $a_1 \dots a_k$.

Par exemple :

$$\pi = \frac{x}{a_1^{i_1} \dots a_k^{i_k}} \quad \text{et} \quad \pi_i = \frac{a_{k+1}^{m_1} \dots a_n^{m_k}}{a_1^{m_1} \dots a_k^{m_k}}$$

Nous retrouvons dans l'équation (12) que les inconnues et données nouvelles $\pi, \pi_1 \dots \pi_{n-k}$ sont des inconnues et grandeurs réduites.

L'équation (12) est une équation réduite.

L'application de la méthode précédente aux calculs des quantités de liquide entraînés (chapitre §2) peut se faire de la manière suivante :

Il s'agit pour cela de calculer les monômes π_i correspondants à ces phénomènes. Compte tenu des travaux de Ryo Manabe (SPE novembre 1997), les principales grandeurs qui entrent dans ce phénomène sont la masse volumique et les viscosités des deux phases ($\rho_l, \rho_g, \mu_l, \mu_g$), la tension superficielle (σ), le diamètre de la canalisation (D), les vitesses des phases (v_{sl}, v_{sg}) et la gravité (g).

Nous allons voir une façon pratique de calculer les monômes π_i . Le plus simple c'est de prendre notre exemple :

$$\frac{f_e}{1-f_e} = 10^{\beta_0} \rho_l^{\beta_1} \rho_g^{\beta_2} \mu_l^{\beta_3} \mu_g^{\beta_4} \sigma^{\beta_5} D^{\beta_6} v_{sl}^{\beta_7} v_{sg}^{\beta_8} g^{\beta_9}$$

On prendra v_{sl}, μ_l et g comme grandeurs principales.

Après calcul, on obtient donc une nouvelle expression de π , comme suit

$$\pi_1 = \frac{v_{sl}^3 \rho_l}{g \mu_l}$$

$$1. \quad \pi_2 = v_{sl}^{x_2} g^{y_2} \mu_l^{z_2} \rho_g$$

Après calcul, l'expression de π_2 devient :

$$\pi_2 = \frac{v_{sl}^3 \rho_g}{\mu_l g^2}$$

$$2. \quad \pi_3 = v_{sl}^{x_3} g^{y_3} \mu_l^{z_3} \mu_g$$

L'expression de π_3 devient :

$$\pi_3 = \frac{\mu_g}{\mu_l}$$

$$3. \quad \pi_4 = v_{sl}^{x_4} g^{y_4} \mu_l^{z_4} \sigma$$

L'expression de π_4 devient :

$$\pi_4 = \frac{\sigma}{v_{sl} \mu_l}$$

$$4. \quad \pi_5 = v_{sl}^{x_5} g^{y_5} \mu_l^{z_5} D$$

L'expression de π_5 devient :

$$\pi_5 = \frac{gD}{v_{sl}^2}$$

$$5. \pi_6 = v_{sL}^{x_6} g^{y_6} \mu_1^{z_6} v_{sG}$$

$$\pi_6 = \frac{v_{sG}}{v_{sL}}$$

$$6. \pi_7 = v_{sL}^{x_7} g^{y_7} \mu_1^{z_7} h$$

L'équation de π_7 devient :

$$\pi_7 \frac{gh}{v_{sL}^2}$$

En posant :

$$Re = \frac{v_{sL} D}{\nu_L}, \quad Fr = \frac{v_{sL}^2}{gD}, \quad we = \frac{\rho_l D v_{sL}^2}{\sigma}$$

$$\pi_1 = Re_L Fr_L$$

$$\pi_2 = Re_L Fr_L \frac{\rho_g}{\rho_l}$$

$$\pi_3 = \frac{\mu_g}{\mu_l}$$

$$\pi_4 = \frac{Re_L}{we_L}$$

$$\pi_5 = \frac{1}{Fr}$$

$$\pi_6 = \frac{v_{sG}}{v_{sL}}$$

$$\pi_7 = \frac{1}{Fr} \frac{h}{D}$$

Donc récapitulons, on est parti de l'équation :

$$\frac{f_e}{1-f_e} = 10^{\beta_0} \rho_l^{\beta_1} \rho_g^{\beta_2} \mu_l^{\beta_3} \mu_g^{\beta_4} \sigma^{\beta_5} D^{\beta_6} v_{sl}^{\beta_7} v_{sg}^{\beta_8} g^{\beta_9} \quad (1)$$

Le calcul algébrique a permis ainsi d'exprimer le rapport $R = \frac{f_e}{1-f_e}$

$$R = KF(Re_L, Fr_L, Re_L, Fr_L \frac{\rho_g}{\rho_l}, \frac{\mu_g}{\mu_l}, Re_L We_L, Fr_L, \frac{Vsg}{Vsl}, Fr_L \frac{h}{D}) \quad (2)$$

Le traitement de la relation précédente a permis d'écrire la forme générale de R

$$R = \lambda K \frac{h \rho_g \mu_g V_{sg}}{D \rho_L \mu_L V_{sl}} \quad (3)$$

où $\lambda = F_2(Re_L, We_L, Fr_L)$

Finalement l'équation (1) s'écrit :

$$\frac{f_e}{1-f_e} = \lambda K \frac{h \rho_g \mu_g V_{sg}}{D \rho_L \mu_L V_{sl}} \quad (4)$$

Ainsi le coefficient de frottement interfacial peut être exprimé de la manière suivante :

$$f_i = f_e \left\{ 1 + 2250 \frac{\frac{h_f}{d_p}}{\frac{\rho_c (V_c - V_F)^2 h_F}{\sigma}} \right\} \quad (5)$$

Le traitement de cette fonction a permis d'obtenir les interactions parfois complexes de plusieurs phénomènes tels que : l'inertie, la pesanteur, la viscosité, la tension superficielle etc...

La relation obtenue nous a permis de quantifier le coefficient de frottement interfacial en se basant sur les travaux de Ryo Manabe et al (1997) ainsi que sur des relations proposées par Oliemans et al.

1- Description de la boucle expérimentale

La boucle expérimentale est conçue pour fonctionner en écoulement diphasique co-courant comportant une double canalisation parallèle ayant des sections différentes, de longueur 12 m en tronçons modulables de 2 m .

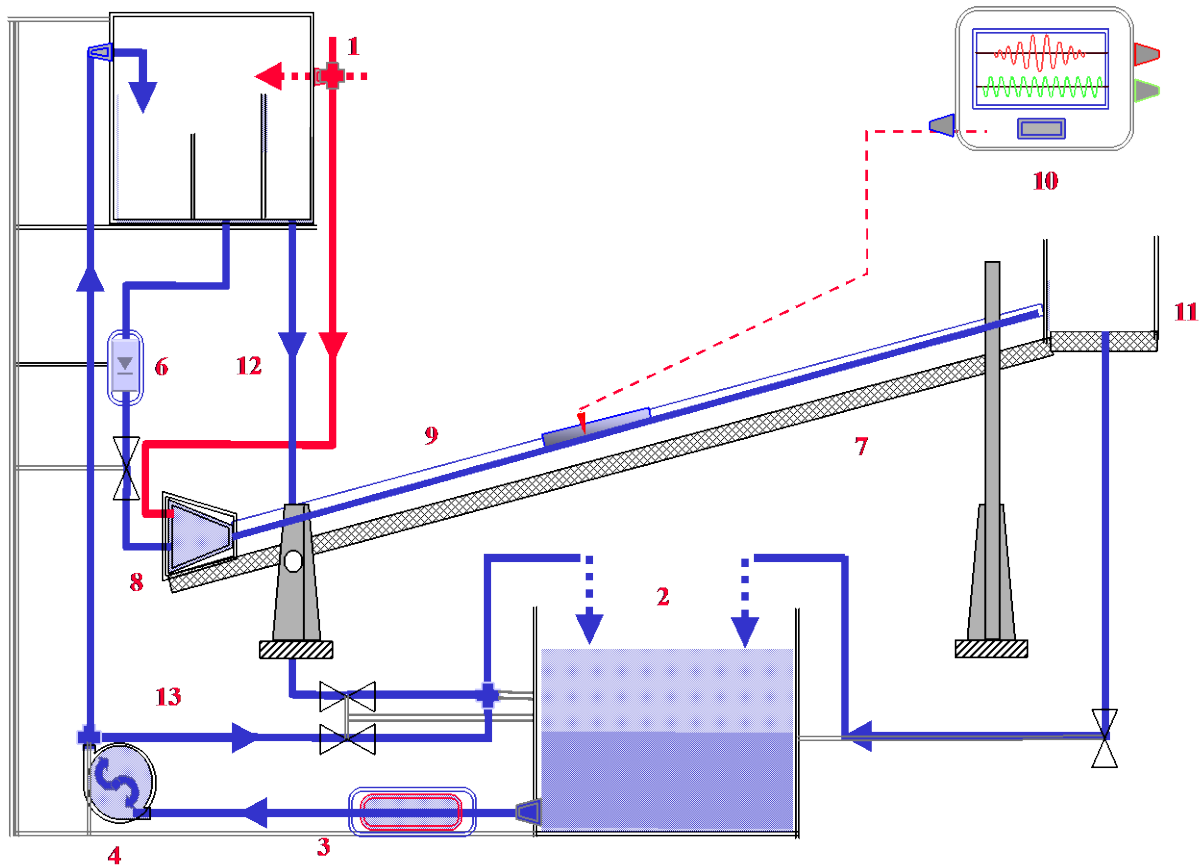


Fig. 1

1. Arrivée de gaz (P = 8 bar)
2. Cuve tampon
3. Bain thermostaté
4. Pompe de circulation liquide
5. Cuve à niveau constant régulée en Température et en Pression
6. Débitmètre liquide (10/150 . 100/1000 . 1000/10000) l / h
7. Charpente inclinable de 10 %
8. Mélangeur à 02 sorties D1 et D2
9. Conduites d'étude (D1 + D2) et L = 6 X 2 m
10. Systèmes d'acquisition & de Traitements
11. Décanteur
12. Trop plein
13. By-pass

1-1 Support Poutre

L'installation est construite autour d'une poutre en treillis métallique de 12.5 mètres de longueur avec un tablier utile de 0,4 m de largeur et une hauteur de 1,50 m; la flèche maximale admissible a été calculée pour une charge répartie uniformément, correspondant au remplissage en eau de la boucle.

La possibilité de manœuvre est obtenue par un portique d'articulation et un portique de levage comportant un treuil manuel à positionnement continu; la hauteur de levage maximale entre les deux extrémités de la poutre est d'environ deux mètres en privilégiant un seul sens de manœuvre ce qui donne des pentes réalisables de 0,5 à 10 %. A l'extrémité en aval de la poutre, un berceau a été ménagé pour recevoir la cuve de décantation.

1-2 Circuit de liquide

La circulation d'eau se fait en boucle fermée. Une cuve en Plexiglas sert de bêche alimentaire. Elle est renforcée par une armature métallique pouvant supporter des pressions de l'ordre de 8 bar, sa capacité est d'environ 1 m³.

1-3 Pompe

La circulation de l'eau est assurée par une pompe centrifuge en Noryle (plastique dur, non corrodé par les fluides chargés), le point de fonctionnement nominal donne un débit de 10 m³/h pour une hauteur de refoulement de 9 mètres.

1-4 Débitmétrie

Le débit volumique liquide est mesuré par un des trois rotamètres montés en parallèle et choisis pour leurs gammes complémentaires : 10 à 150 l/h, 100 à 1000 l/h et 1 à 6,3 m³/h. Une bonne stabilité des flotteurs est souhaitable pour des débits variant de 25 l/s à 2 m³/h. La précision relative moyenne est estimée pour le débit liquide à environ 5 %.

1-5 Circuit gaz

L'installation est conçue pour une circulation de gaz en schéma ouvert, l'échappement étant libre en fin de boucle diphasique. Le compresseur se doit de fournir un débit nominal de 200 Nm³/h à une pression de 7 bars. Pour des conditions d'écoulement exigeant un temps relativement long pour obtenir l'établissement du régime ou pendant une série de mesures locales, nous nous limiterons à des débits légèrement plus faibles (~ 140 Nm³/h) ; cette astreinte permet de s'affranchir des fluctuations de débit.

Pour la mesure du débit massique d'air, on utilisera la méthode de la tuyère sonique ; les conditions critiques au col contrôlent le débit fourni par un caisson amont maintenu à une pression d'alimentation constante par réglage d'un manodétendeur. Le débit massique réel est de la forme

$$Q_m = C_q \cdot A \cdot S_c \cdot \frac{P_a}{\sqrt{T_a}}$$

Avec :

S_c section du col

P_a pression du caisson amont (pression absolue)

T_a température absolue dans le caisson amont.

A coefficient de détente thermodynamique

C_q coefficient de débit, prend en compte les effets de viscosité de gaz.

Un jeu de 4 tuyères avec des diamètres au col de 2.51, 4.02, 6.00 et 8.04 mm nous permettra de couvrir correctement la plage des débits balayés.

La qualité des mesures des mesures est essentiellement liée au contrôle de la pression amont de la tuyère et compte tenu des légères fluctuations sur le réseau, la précision sur le débit massique de gaz est également de l'ordre de 5 %.

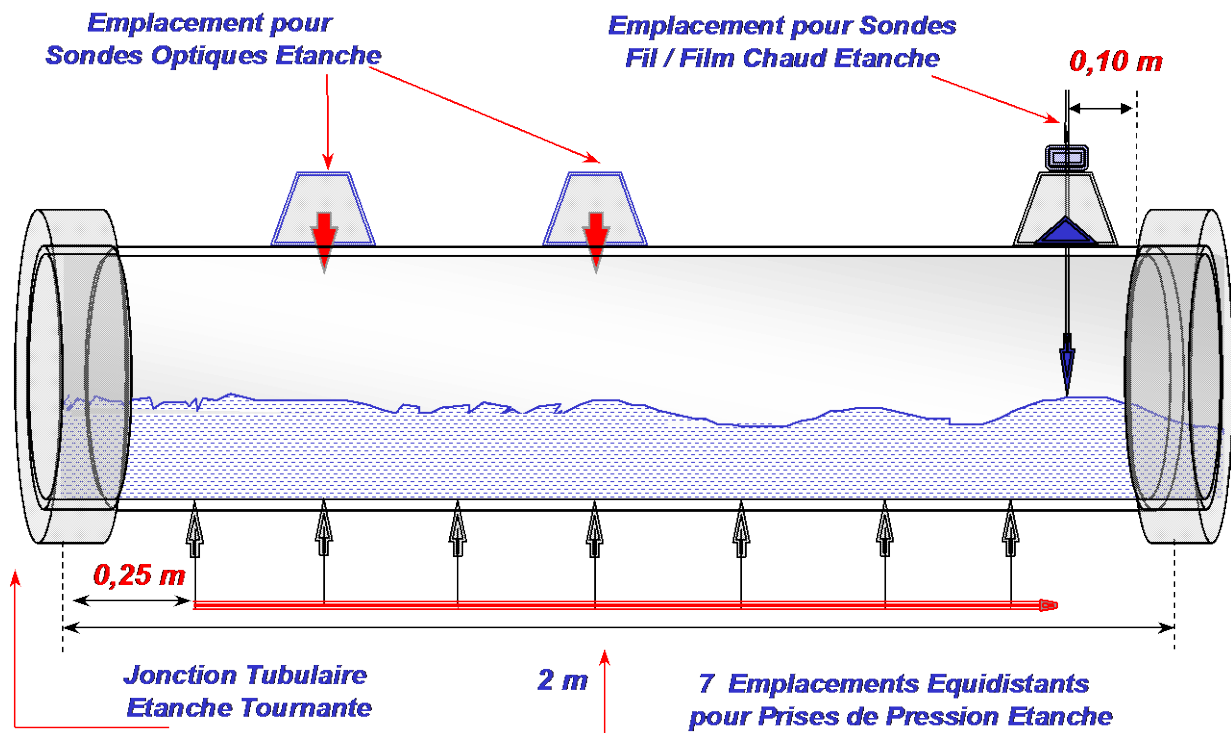
2-Circuit diphasique

Les deux fluides, eau et air, arrivent dans un caisson de mélange cylindrique à partir duquel sont alimentés les deux conduites en Plexiglass de diamètres internes 40 mm et 60 mm..

Le diamètre interne de chaque manchon du mélangeur doit être égal au diamètre externe de la conduite lui correspondant.

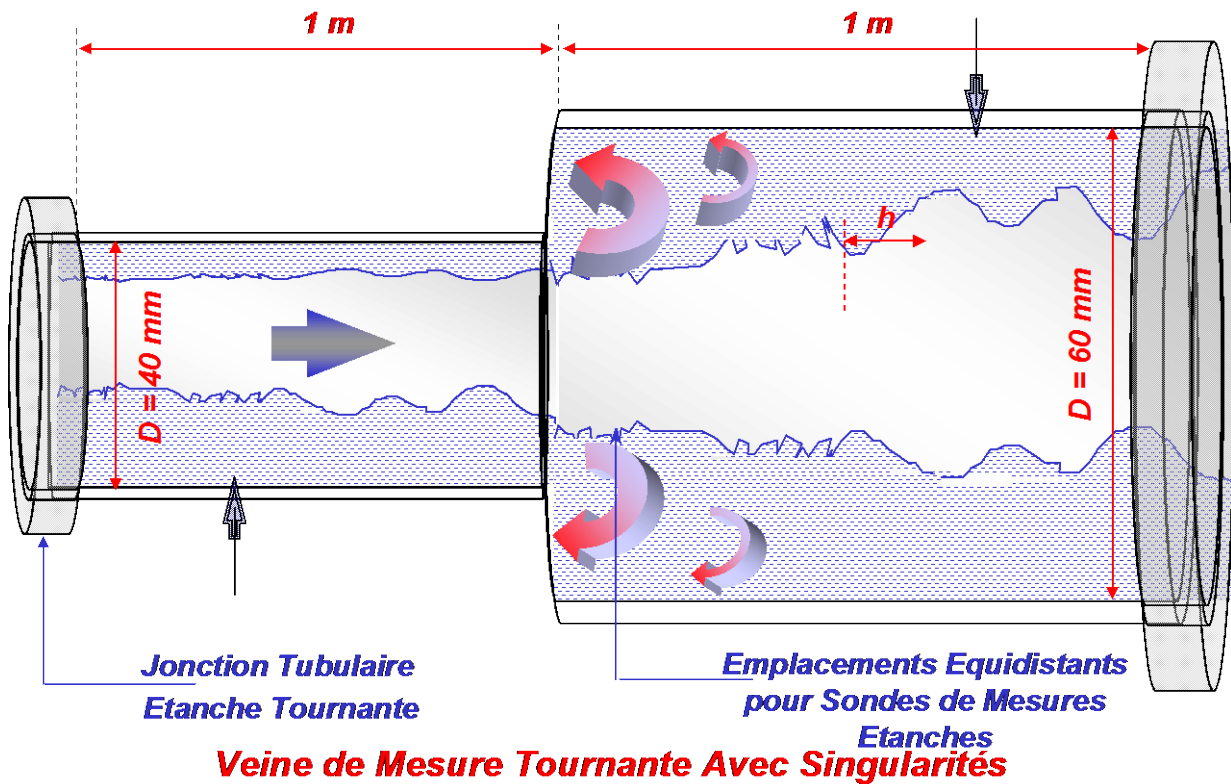
Les conduites (de diamètres internes 40mm et 60mm) sont montées en parallèle. Elles sont fractionnées en tronçons de 02 mètres modulables et pivotant autour de l'axe de l'écoulement..

Le schéma suivant présente la veine de mesure principale où sont implantées les différentes sondes de mesures.



Veine de Mesure tournante

Un tronçon présentant un élargissement brusque est prévu dans la boucle (voir figure ci-dessous).



Les conduites déboucheront librement dans la cuve de décantation celle-ci est une cuve parallélépipédique en plastique comportant un premier caisson étanche qui permet de noyer l'extrémité des conduites et qui alimente par un déversoir ajustable un second caisson par lequel l'eau est évacuée, par un circuit de retour, vers la bêche d'alimentation de la pompe.

3. Désignation :

3.1 Les conduites en plexiglass

Quatre tubes en plexiglass résistant aux hautes pressions et températures), dont les spécifications sont données comme suit:

Di (mm)	e (mm)	Dext (mm)	L (m)
40 ----> 45	5	50 ----> 55	Longueur de 10 m par tronçons de 2 m en kit maniable, avec des jonctions parfaitement lisses et étanches.
60 ----> 65	5	70 ---->75	Longueur de 10 m par tronçons de 2 m en kit maniable, avec des jonctions parfaitement lisses et étanches.
60	5	70 ---->75	Longueur de 4 m en 3 tronçons (2 tronçons de 1 m et 1 tronçon de 2 m) en kit maniable avec des jonctions parfaitement lisses et étanches
80 ----> 85	5	90 ---->95	Longueur de 10 m par tronçons de 2 m en kit maniable, avec des jonctions parfaitement lisses et étanches.

Di : Diamètre interne de la conduite.

Dext : Diamètre externe de la conduite.

e: épaisseur de la conduite.

L : Longueur globale de la conduite.

----> : Signifie la gamme désirée.

Prévoir par tronçon de 2 m l'emplacement de 3 prises de pression avec bouchons étanches sur la génératrice inférieure et 3 sur la génératrice supérieure du tube .

3.2 Veines de Mesures

Deux veines de mesures en plexiglass de longueur 2 m et de diamètres identiques aux conduites précédentes dont les spécifications géométriques sont:

Di (mm)	e (mm)	Dext (mm)	L (m)
40 ----> 45	5	50 ----> 55	Longueur de 2 m en kit maniable, avec des jonctions parfaitement lisses et étanches.
60 ----> 65	5	70 ---->75	Longueur de 2 m en kit maniable, avec des jonctions parfaitement lisses et étanches. Prévoir l'emplacement de sondes distribuées de façon hélicoïdale avec un pas de progression de h=5 mm, selon l'axe principal du tube.
60	5	70 ---->75	Longueur de 2 m en kit maniable avec des jonctions parfaitement lisses et étanches.
80 ----> 85	5	90 ---->95	Longueur de 2 m en kit maniable, avec des jonctions parfaitement lisses et étanches.

Di : Diamètre interne de la veine de mesure.

Dext : Diamètre externe de la veine de mesure.

e: épaisseur de la veine de mesure.

L : Longueur de la veine de mesure.

Prévoir sur la veine de mesure l'emplacement de 7 prises de pressions avec bouchons étanches et cela sur la génératrice inférieure du tube.

Prévoir sur la veine de mesure l'emplacement de 2 sondes optiques séparées par une distance de 0.5 m avec bouchons étanches et cela sur la génératrice supérieure du tube.

Prévoir sur la veine de mesure l'emplacement de 1 sonde à Fil / Film chaud avec bouchons étanches et cela sur la génératrice supérieure du tube.

Prévoir la présence de jonctions de par et d'autre de la veine de mesure parfaitement lisses et étanches.

3-3 Elargissement brusque

Une veine de mesure en plexiglass comportant un élargissement brusque dont la longueur globale est de 2 m (1+1) et d'épaisseur 5 mm , avec jonctions lisses et étanches est prévue dans la boucle. (fig)

Di (Amont) (mm)	Dext (Amont) (mm)	Di (Aval) (mm)	Dext (Aval) (mm)
40 ----> 45	50 ----> 55	60 ----> 65	70 ----> 75

Prévoir l'emplacement de 2 sondes à Fil / Film chaud de part et d'autre de l'élargissement séparée par une distance de 0.1 m , avec bouchons étanches et cela sur la génératrice supérieur du tube.

Afin de pouvoir étudier les évolutions de la corrosion pendant les différentes phases d'écoulement, nous prévoyons d'implanter les tubes en acier dans les conduites et cela conjointement au tube en Altuglass comme le montre la figure suivante :