

وزارة الجامعات
Ministère aux Universitaires
الدرسة الوطنية للتكنولوجيا
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

2 ex

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT GENIE HYDRAULIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

ETUDE D'UN ECOULEMENT DIAPHASIQUE

Proposé par :

R.MESSAHLI

Etudié par :

M.LIRATNIA

Dirigé par : A.KETTAB

R.MESSAHLI

PROMOTION: juin 1991



ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT : GENIE HYDRAULIQUE



T H E S E

EN VUE DE L'OBTENTION DU
DIPLOME D'INGENIEUR D'ETAT

PAR

MOUFDI LIRATNIA

***** THEME *****
*
* ETUDE D'UN ECOULEMENT *
* *
* DIPHASIQUE *
* *

SOUTENUE LE 30 Juin 1991

DEVANT LE JURY COMPOSE DE :

Mr.	BERKANI	M.	(E.N.P)	President
Mr.	MESSAHLI	R.	(E.N.P)	Promoteur
Mr.	KETTAB	A.	(E.N.P)	Co-promoteur
Mr.	BILEK	A.	(E.N.P)	Examineur
Melle.	BENMAMAR	S.	(E.N.P)	--
Mr.	NEBBACHE	N.	(E.N.P)	--

ANNEE UNIVERSITAIRE 1990 / 1991

R E M E R C I E M E N T S

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur A.BERKANI pour avoir accepté de presider la soutenance de cette thèse.

C'est avec une sincère reconnaissance que je remercie Monsieur R.MESSAHLI qui m'a proposé et dirigé ce travail. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude et ma reconnaissance pour sa disponibilité et son aide constante sur tous les plans.

Je remercie également le professeur A.KETTAB pour m'avoir fait l'honneur de promouvoir mon travail en me suggérant ses riches idées et ses critiques suggestives.

Messieurs .BILEK, N.NEBBACHE et Mademoiselle S.BENMAMAR ont accepté avec gentillesse de faire partie du jury. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils portent à l'égard de mon travail.

Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à ma formation.

Qu'ils trouvent présentement tout l'hommage dû à leur dévouement et les prie sincèrement de recevoir mon entière gratitude.

M.LIRATNIA

ملخص :

دراسة ووصف الجريان ثنائي الأطوار تطرح مشكلات ناتجة من أنه في معظم الحالات ، هذا الوصف يحدد إنطلاقاً من التجربة ، والنماذج المصممة ليست شاملة . موضوع هذه الدراسة هو لإذن لإدخال قاعدة نظرية عامة لتوقع الجريان ثنائي الأطوار .

Resume:

L'étude et la description des écoulements diphasiques semble poser un problème provenant du fait que, dans la plupart des cas, ces descriptions sont déterminées à partir des expériences et que les modèles à adopter ne sont pas universels. L'objectif de cette étude est donc d'introduire une base théorique globale pour améliorer la généralité de la prédiction des écoulements diphasiques.

Abstract:

The two-phase flow study and description is too difficult because these descriptions are determined from specified experimental conditions and the usual computing patterns are not universal. The subject of this study is to introduce a relatively total theoretical basis to improve the two-phase flow prediction.

Mots clés:

-Écoulement diphasique.
-Taux de gaz.
-Gradient de pression.

-Régime d'écoulement.
-Bulles et poches.
-Annulaire.

S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE I: GENERALITES SUR LES ECOULEMENTS DIPHASIQUES

- I. Généralités
- II. Description des configurations d'écoulements
 - II.1. Ecoulement à bulles
 - II.2. Ecoulement à bulles et poches
 - II.3. Ecoulement écume(churn)
 - II.4. Ecoulement annulaire
- III. Mécanismes de transition
 - III.1. Transition bulles-poches
 - III.2. Transition poches-écume
 - III.3. Transition écume-annulaire

CHAPITRE II: MODELISATION DES ECOULEMENTS DIPHASIQUES

- I. Principes de la modélisation
- II. Modèles d'écoulement
 - II.1. Modèle à schéma cinématique imposé
 - II.1.1. Schéma monodimensionnel sans glissement local
 - II.1.2. Schéma bidimensionnel sans glissement local
 - II.1.3. Schéma monodimensionnel avec glissement local
 - II.1.4. Schéma bidimensionnel avec glissement local

III. Topologie de l'écoulement

- III.1. Modèle monofluide
- III.2. Modèle à deux fluides occupant tout l'écoulement
- III.3. Modèle à deux domaines
- III.4. Modèle à trois équations
- III.5. Modèle à quatre équations
- III.6. Modèle à cinq équations
- III.7. Modèle à six équation

CHAPITRE III: DESCRIPTION QUANTITATIVE ET LOIS CONSTITUTIVES

I. Introduction

II. Ecoulement à bulles

- II.1. Formation de bulles à un orifice
- II.2. Instabilité de TAYLOR
- II.3. Influence du cisaillement sur la bulle
- II.4. Vitesse des bulles
- II.5. Taux de gaz global
 - II.5.1. Détermination de R_g à partir des équations de conservation
 - II.5.2. Détermination de R_g à partir de relations empiriques
- II.6. Gradient de pression par frottement

- III. Ecoulement à bulles et poches
 - III.1. Vitesse des poches
 - III.2. Taux de gaz
 - III.3. Gradient de pression par frottement
- IV. Ecoulement annulaire
- V. Critères de transition

CONCLUSION SUR LES CHAPITRES PRECEDENTS

CHAPITRE IV: MODELE ENVISAGE

- I. Relations sur les moyennes
 - I.1. Moyenne temporelle
 - I.2. Moyenne par configuration
 - I.3. Notion de moyenne cellulaire
 - I.3.1. Fonction de présence de configuration
 - I.3.2. Moyenne cellulaire
 - I.4. Equation de conservation de la masse moyennée
 - I.4.1. Moyenne par configuration
 - I.4.2. Conservation cellulaire de la masse
 - I.5. Equation de conservation de la quantité de mouvement
 - I.5.1. Moyenne par configuration
 - I.5.2. Conservation cellulaire de la quantité de mouvement

- II. Equations de base du modèle
 - II.1. Zone à phases dispersées
 - II.2. Zone à phases séparées
- III. Principe de calcul
- IV. Test du modèle

CONCLUSION GENERALE

ANNEXES

NOMENCLATURE

BIBLIOGRAPHIE

STEPRODING

INTRODUCTION

EXTRA S

Une phase est un état de la matière qui peut être un gaz, un liquide ou un solide. L'écoulement multiphasique est un écoulement simultané de plusieurs phases, dont l'écoulement diphasique constitue un cas simple.

Cet écoulement se distingue par la présence de deux phases (ou constituants) de propriétés physiques différentes qui s'écoulent dans une conduite.

Les études théoriques et expérimentales de ces écoulements ont une application immédiate dans divers domaines industriels à savoir, le fonctionnement de réacteurs nucléaires, l'extraction et le transport des hydrocarbures (pétrole, gaz naturel), les installations d'ozonation classiques, le génie chimique...etc. Ceci rend leur étude de première importance en vue d'optimiser le coût des différentes installations. Cependant, leur description précise et la prédiction des régimes d'écoulements qui peuvent se produire lors d'un écoulement diphasique dans une conduite cylindrique verticale est très difficile, car ils présentent des géométries d'interfaces variées selon les conditions de l'écoulement et la nature des fluides mis en jeu.

Une première tentative d'approche de ces écoulements est faite sur la description géométrique des configurations d'écoulements. FITREMANN proposa dans ce contexte une étude basée sur la combinaison de deux configurations à bulles et poches qui interviennent dans la description des configurations intermédiaires par un taux de bulles ou de poches, ceci pouvait décrire qualitativement, dans une certaine mesure l'écoulement. Cette approche semble être la plus représentative de l'éventail des différentes configurations pouvant apparaître lors d'un écoulement de deux fluides non miscibles qui parcourent une conduite cylindrique. Ainsi, par l'introduction d'un taux de configuration bulles et poches, on pouvait déduire les lois régissant les autres configurations: il suffit d'annuler tous les termes relatifs aux poches lorsqu'on est en présence d'un écoulement à bulles, et inversement.

Une deuxième approche consiste en la modélisation mathématique de ces écoulements qui relève d'abord d'un processus de modélisation physique impliquant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Les modèles proposés jusqu'à nos jours ne sont pas aussi performants et leur établissement se fait par simplification de la réalité physique des phénomènes qui régissent l'écoulement.

Le problème réside donc, dans la prédiction de cette réalité physique et sa prise en compte dans les équations théoriques. Cependant, toute imposition de lois de comportement conditionne la solution du problème, ce qui est inhérent dans beaucoup de cas complexes d'écoulements diphasiques. En fait, il s'agit de multiplier les essais, autant que possible, afin d'arriver à une modélisation assez représentative de l'écoulement réel. Il est donc clair que toute approche des écoulements diphasiques doit passer par une modélisation de l'interface, c'est à dire, celle qui prend en compte les interactions phasiques et les paramètres de chaque phase dans une configuration donnée.

La stationnarité d'un écoulement caractérise un certain nombre de phénomènes physiques qui se reproduisent dans un temps donné. Cette approximation est d'autant plus justifiée lorsqu'on considère une échelle de temps très grande.

Par conséquent, l'écriture des équations de conservation se simplifie à une variation spatiale des quantités physiques. On introduit cette hypothèse particulièrement dans le modèle homogène. De plus, lorsque la longueur de la conduite est importante par rapport à sa section transversale, on peut considérer dans ce cas un écoulement unidimensionnel pour un écoulement non établi, les termes de fluctuations jouent un rôle important et confèrent à l'écoulement un caractère instable.

Dans ce cas, il devient instationnaire et très compliqué à l'étude, toute fois le recours à des modèles de calcul à deux fluides pose un problème d'utilisation des variables moyennes et des lois de fermeture.

Dans notre étude, on définit un écoulement cellulaire homogène établi dans lequel le caractère diphasique est pris en compte par des termes spécifiques relatifs aux moyennes cellulaires.

Objectif de l'étude:

Dans cette étude, on s'est fixé les objectifs suivants:

- Acquérir un maximum d'informations sur la description, la modélisation et l'hydrodynamique des écoulements diphasiques.
- Déterminer les paramètres caractéristiques de l'écoulement à savoir:
 - . Le taux de gaz global R_g
 - . Le gradient de pression par frottement (dP/dz).
- Proposer un modèle de calcul qui permet de faire la computation de l'écoulement à l'aide des paramètres caractéristiques.

Chapitre I

**GENERALITES SUR LES ECOULEMENTS
DIPHASIQUES**

I. GENERALITES :

Les écoulements diphasiques sont des écoulements simultanés de deux fluides de propriétés physiques différentes, on les appelle également écoulements à deux constituants lorsqu'ils ne dérivent pas d'une même substance chimique tels que l'air et l'eau. Ces écoulements ont des aspects géométriques d'interfaces variées selon les conditions de l'écoulement et la nature des fluides. Leurs propriétés évoluent en fonction des conditions de température et de pression ; ils présentent par conséquent, une situation d'écoulement variable caractérisée par des mécanismes physiques évolutifs dans le temps et dans l'espace. De ce fait, ils sont classés le plus souvent comme des écoulements instables qui dépendent, en grande partie, de la source qui leur donne naissance. En l'absence, d'effets de température, et plus particulièrement pour les écoulements à deux fluides non miscibles tels que l'air et l'eau, ils se distinguent, par contre, par les conditions d'injection. La répartition géométrique de la phase la moins présente est assez caractéristique de la structure de l'écoulement. Ainsi, le volume d'air injecté dans une conduite d'eau, se divise en petits volumes de tailles et de formes différentes. La distribution géométrique de ces derniers confère au mélange des structures variées qu'on appelle "configurations". La description précise de ces configurations et de leur domaine d'existence est difficile, mais nécessaire pour la prévision et le calcul des écoulements. Cependant, l'étude de ces écoulements ne peut être abordée que si les différentes configurations sont pratiquement définies.

La variété de ces configurations, laisse prédire que l'écoulement est régi par différents mécanismes physiques. Comme pour les écoulements monophasiques dans une conduite, ces configurations peuvent représenter différents régimes d'écoulements diphasiques. De plus, la distribution peut être portée selon qu'il s'agisse d'un écoulement cocourant ou contre-courant. Par des observations expérimentales faites dans ce domaine, bien que ces structures ne se prêtent pas en général à une description qualitative, certains auteurs proposent une classification de configurations établie à base d'analyse géométrique de l'écoulement, on retrouve ainsi :

- WALLIS (1969) distingue, parmi les configurations observées dans une conduite d'évaporateur vertical, la configuration à bulles, bouchon-poches, annulaire, à gouttes et les hybrides qui sont désignés par des noms composés tels que : Bouchon - Annulaire, gouttes annulaires.

- T. OCHINOWO ET CHARLES (1975) ont réparti la configuration de l'écoulement descendant dans une conduite verticale en six catégories, à savoir : bulles, bouchons, churn, film Tombant à bulles, chaotique et annulaire.

- M. BONNIN et FITREMANN (1978) utilisent une méthode combinatoire pour décrire les diverses configurations à partir des géométries élémentaires qui servent à fabriquer des modèles élémentaires spécifiques à la géométrie réelle de l'écoulement considéré ; Ils proposent ainsi : Ecoulement à bouchons dispersés, Bulles, poches, chaotique, Bouchons et les écoulements annulaires (annulaire, annulaire dispersé, annulaire avec Bulles, annulaire dispersé avec bulles, Brouillard).

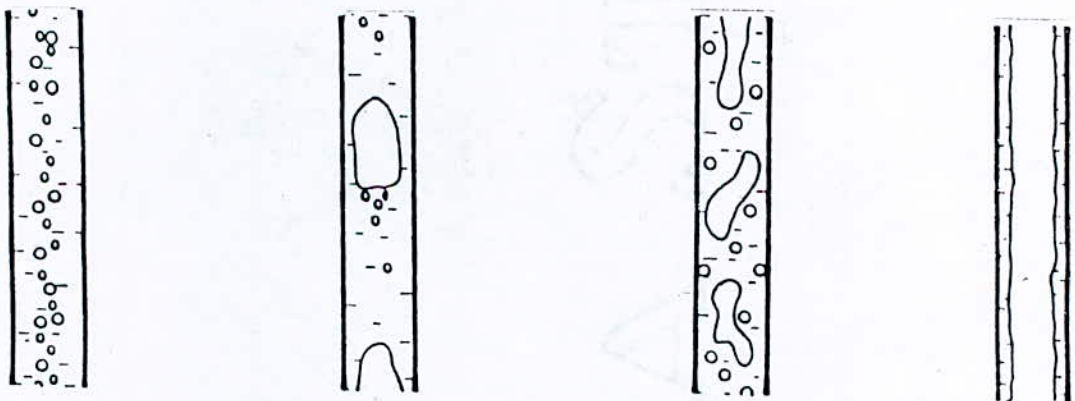
- ROUMY (1969) (cf/5/) distingue les configurations suivantes : Ecoulement à Bulles, Bulles condensées, Bouchons, semi-annulaire et annulaire.

- TAITEL et AL (1980) définit (4) configurations de base à savoir :

Ecoulement à Bulles, Bouchons-poches, écume (churn flow) et annulaire.

Les auteurs qui ont suivi ont adopté en général la classification à TAITEL et AL dont CLARK N.N (1985).

Il est à noter que cette classification est obtenue dans les cas d'un écoulement ascendant dans une conduite verticale. Ces configurations sont schématisées comme suit :



(a) bulles (b) bulles et poches (c) écume (d) annulaire

Fig. 1.1 : Configurations d'écoulements diphasiques dans une conduite verticale (TAITEL, 1980).

II) DESCRIPTION DES CONFIGURATIONS :

Afin de fixer les limites de validité d'une modélisation de l'écoulement diphasique, il est nécessaire de décrire les différentes configurations d'écoulements et de donner les paramètres qui la caractérisent, suivant TAITEL (1980).

II.1 - ÉCOULEMENT A BULLES :

La phase gazeuse se présente sous forme de bulles sphériques, ellipsoïdales ou de calottes sphériques de dimensions de l'ordre du millimètre, uniformément réparties dans la phase de liquide continue.

ROMY (1969) distingue 2 régimes d'écoulement à bulles. Dans les régimes à bulles indépendantes, les bulles sont espacées et leurs interactions sont faibles tandis que le régime à bulles, les bulles forment un réseau très serré et leur interactions sont fortes.

II.2 - ÉCOULEMENT A POCHE ET A BOUCHONS :

L'écoulement se présente comme une succession spatio-temporelle de cellules comprenant une zone à phases séparées (zone poche) et une zone à phases dispersées (zone bouchon). Le sillage de chaque bouchon contient souvent de nombreuses bulles et le film liquide entourant la poche a un mouvement descendant par rapport à la paroi de la conduite :

- La zone à phases séparées comporte une poche de gaz séparée de la paroi de la conduite par un film liquide en mouvement contre courant par rapport à celui des poches de gaz. La forme du front de poche est quasi-hémisphérique alors que le culot a une forme plane.

- La zone à phases dispersées présente, quand à elle, une forme analogue à celle de la configuration à bulles avec cependant, une zone à forte concentration de bulles au culot de la poche. La vitesse ascensionnelle des bulles de gaz dans le bouchon de liquide est inférieure à celle des poches. En repère relatif à la poche, on observe autour de celle-ci un écoulement de liquide qui entraîne les plus petites bulles, alors que les plus grosses coalescent avec la poche.

II.3 - ÉCOULEMENT A ECUME (CHURN)

Cette configuration concerne les caractéristiques cellulaires de l'écoulement à poches et bouchons. Cependant, les poches de gaz sont fortement distribuées et le film tombant présente de fortes discontinuités d'épaisseur. Par conséquent, le caractère aléatoire semble beaucoup plus prononcé.

II.4 - ÉCOULEMENT ANNULAIRE :

Dans cette configuration d'écoulement, le gaz occupe la partie centrale de la conduite. Le film liquide à la paroi a une vitesse ascendante et des gouttelettes d'eau sont partiellement entraînées vers l'axe de la conduite. DELHAYE (1980) : L'écoulement annulaire dispersé est caractérisé par un noyau central de gaz chargé de gouttelettes s'écoulant à une vitesse beaucoup plus élevée que celle du film liquide plaqué à la paroi. Les gouttelettes sont arrachées de la crête des vagues qui se propagent à la surface du film liquide et peuvent se redéposer sur celui-ci.

L'estimation de la configuration de l'écoulement de 2 Fluides qui parcourent une conduite verticale se fait à l'aide de diagrammes dont les coordonnées sont généralement des fonctions des débits phasiques, des diamètres et de certaines propriétés physiques des fluides. Jusqu'à présent, ces cartes d'écoulement étaient construites à partir d'un classement de données expérimentales et toutes les transitions entre types d'écoulement étaient représentées par un ensemble de courbes sur un même diagramme. Cependant, une étude (TAITEL et DUCKLER 1981) montre que chacune de ces transitions s'explique par des mécanismes physiques différents ce qui implique un diagramme destiné pour chaque transition. Les coordonnées utilisées à cet effet sont de deux types :

- Des coordonnées adimensionnelles qui tiennent compte généralement de la forme de la conduite et des propriétés du fluide. Dans ce contexte, on citera la carte d'écoulement proposée par OCHINOW et CLARCK, établie à base de groupements adimensionnelles. (Fig. 1.2)

- Des coordonnées dimensionnelles telles que les vitesses superficielles U_{gs} et U_{ls} . Celles-ci tiennent compte, en partie, des propriétés du fluide. Les cartes proposées par WALLIS (1969), BARNEA et AL (1980) font apparaître respectivement les flux de vitesses et les vitesses superficielles phasiques. (Fig. 1.3)

Le choix de ces coordonnées est arbitraire et ne prend pas en considération l'aspect théorique des phénomènes de l'écoulement. En outre, les résultats obtenus sur des installations expérimentales réduites ne sont guère représentatifs à l'échelle réelle. Par conséquent, en l'absence de base théorique, on ne peut généraliser ces résultats aux écoulements dans d'autres conditions. Par ailleurs, TAITEL et AL (1980) propose particulièrement un établissement de cartes à partir de mécanismes physiques régissant les transitions. Ainsi, une configuration n'est parfaitement définie que si est délimitée par des courbes de transition.

III. MECANISMES DE TRANSITION

Dans le but de prédire les conditions de transition, il est nécessaire de comprendre l'aspect physique par lequel s'opèrent ces transitions.

TAITEL et AL (1980) décrivent quelques mécanismes à l'aide des propriétés de l'écoulement et du diamètre de la conduite, ainsi que par une modélisation mathématique de la transition :

III.1 - Transition bulles-poches

A de faibles débits de gaz, la transition Bulles-poches s'effectue alors par le phénomène de coalescence. L'expérience montre que les poches produites ont un diamètre presque égal à celui de la conduite et une longueur de 1 à 2 fois le diamètre. La poche s'agrandit par multiplication de la coalescence et comme le débit de gaz augmente la densité des bulles augmente aussi, cependant tout accroissement du débit liquide conduit à des fluctuations turbulentes plus élevées, ce qui peut provoquer la destruction des poches. Si cette perturbation associée à l'écoulement liquide devient intense, les phénomènes d'agglomération des bulles et de coalescence sont empêchés. La configuration à bulles se maintient donc, pour prédire cette transition il est important de déterminer lequel des processus, fluctuations turbulentes et coalescence, est dominant.

III.2 Transition poches-écume (chum).

Lorsque l'écoulement est lent, le bouchon entre deux poches à une vitesse constante et constitue un pont étroit et stable entre celles-ci. Le film fin autour de la bulle pénètre dans le liquide lent et crée une agitation en aérant et désintégrant celui-ci. Ceci nous amène à observer des oscillations du filet liquide, oscillation qui sont la caractéristique d'identification de l'écoulement à écume (churn). Ainsi, la description du régime semi-annulaire diverge selon les auteurs, aussi bien dans l'appellation et l'interprétation du mécanisme. Certains l'identifient à l'apparition de mousse (petites bulles dispersées dans le film liquide) et la présence simultanée de bulles et de poches de formes et de tailles variées. Ainsi l'écoulement est appelé chaotique.

- DELHAYE (1984) lorsque le débit restant constant et le débit de gaz augmente les poches de gaz s'allongent et se fonctionnent de façon désordonnée, l'écoulement tend vers l'écoulement annulaire sans l'atteindre complètement, c'est un écoulement agité de transition appelé semi-annulaire.

- MOISSIS (1963) attribue cette transition à l'instabilité du film liquide autour de la poche.

- GRIFFITH et WALLIS (1961) ont suggéré que cette transition a lieu lorsque les poches deviennent individuellement infiniment longues.

III. 3 - Transition vers l'écoulement annulaire

Pour des débits de gaz élevés, la structure du mélange devient annulaire et le film liquide adjacent à la paroi s'écoule vers le haut et le gaz occupe le noyau de la conduite.

L'écoulement ascendant du film liquide s'oppose à la gravité sous l'action de forces d'entraînement exercées par l'écoulement rapide du gaz au centre de la conduite. Ainsi, le film liquide présenterait une interface oscillante et les ondes liquides tendent à arracher et à entraîner des bulles de gaz-TAITEI et AL (1980) a interprété le mécanisme en suggérant que l'écoulement annulaire ne peut exister que si la vitesse du gaz au centre est suffisante pour entraîner des gouttes d'eau.

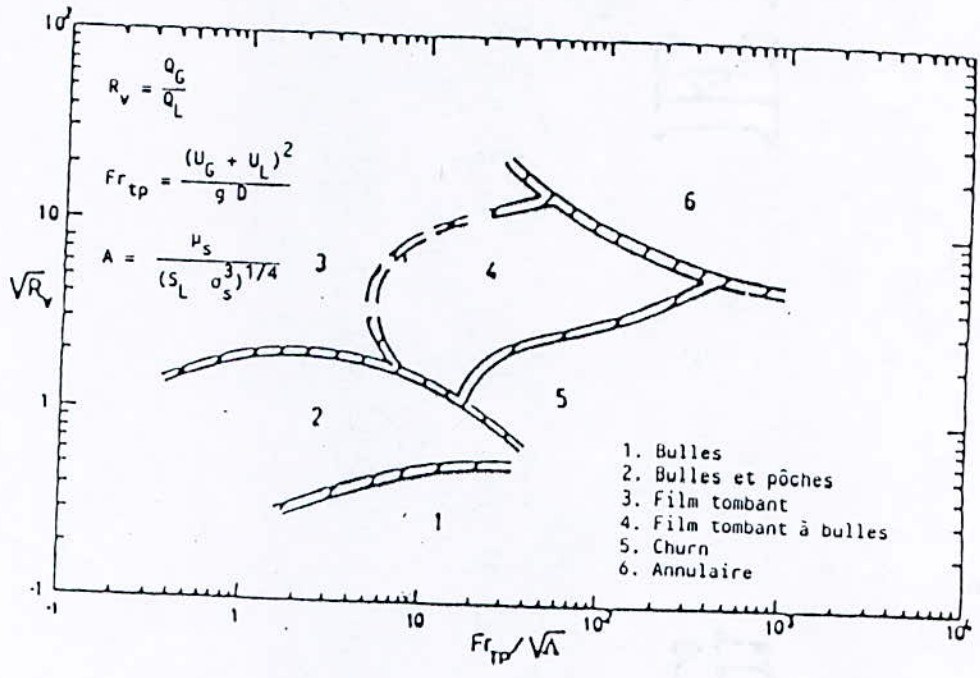


Figure 1.2. Carte d'écoulement proposée par Ochino et Charles

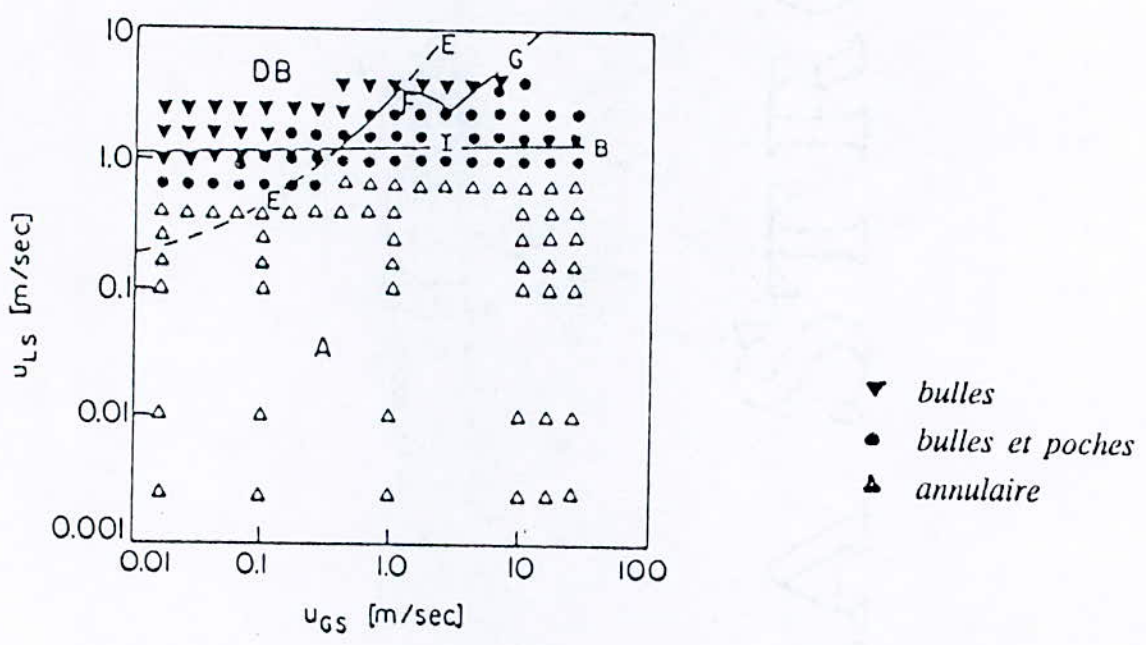


Figure 1.3. Carte d'écoulement proposée par Barnea et Al (2) pour une conduite de 51 mm de diamètre , 0.1 MPa., 25 °C .

Chapitre II

**MODELISATION DES ECOULEMENTS
DIPHASIQUES**

I - PRINCIPES DE LA MODELISATION :

La modélisation est la description de la réalité d'un phénomène physique par un certain nombre de lois susceptibles de représenter son comportement, celle-ci repose principalement sur la conception de l'état de la matière ainsi, à une certaine échelle de la réalité du phénomène, les axiomes de la mécanique du milieu continu s'avèrent être un moyen rigoureux pour approcher le comportement de celui-ci cependant, vu la complexité des mécanismes qui sont à l'origine du phénomène physique et ne peuvent être pris en considération qu'à une dimension plus grande, la modélisation n'étant elle-même qu'une simplification de la réalité physique et tout approfondissement théorique qui vise l'amélioration de la précision conduit nécessairement à des complications insurmontables. Une bonne modélisation donc, est celle qui traduit le mieux la réalité physique du phénomène.

Cependant, en ce qui concerne les écoulements diphasiques, les problèmes qui se posent ont trait à la complexité des phénomènes et à l'hétérogénéité du milieu. Vu leur caractère aléatoire, ces écoulements ont fait l'objet de plusieurs approches par des modélisations visant surtout à déterminer le taux de vide global R_g et le gradient de pression (dP/dz).

Par conséquent, toute modélisation vise essentiellement à prédire la forme de l'interface, ce qui permettra de donner par la suite les lois d'interactions entre les deux phases. Ainsi, le moyen le plus approprié revient à l'étude d'une configuration assez caractéristique de l'écoulement.

On remarque, par ailleurs, que l'écoulement semble être établi pour une configuration poche-Bouchon dans le cas des conditions opératoires de la plupart des installations industrielles. Cette configuration revêt un caractère quasiment continu, c'est pourquoi notre approche de l'écoulement diphasique sera développée sur la base de cette configuration (chap. 4)

II. MODELE D'ECOULEMENT :

Le terme modèle mathématique désigne un système d'équations décrivant un schéma de l'écoulement réel. L'écoulement n'est en général, pas axisymétrique et, il existe un certain glissement du gaz par rapport au liquide du à sa flottabilité. Nous pouvons remplacer l'écoulement réel par un schéma consistant en un écoulement axisymétrique où le glissement du gaz est nul, le profil de vitesse correspondant est axisymétrique et incurvé. Le modèle mathématique utilisera deux ou une seule variation d'espace selon que les équations seront écrites localement ou moyennées sur une section droite de la conduite.

Le choix d'un schéma d'écoulement donc revient à s'imposer des propriétés géométriques (exemple, forme cylindrique de l'interface en écoulement libre) ou des propriétés cinématiques (exemple, absence de glissement local entre les phases), ce groupe de propriétés traduit le déséquilibre cinématique des phases. Ainsi, le fait de s'imposer à priori un schéma cinématique de l'écoulement revient en fait à se donner des éléments de la solution du problème. Par conséquent, cela implique certaines conditions dans la formulation du modèle mathématique pour des raisons de simplicité dans la résolution. Cependant, la complexité dans les applications amené les chercheurs vers des modèles à deux fluides où les déséquilibres cinématiques ou thermiques ne sont plus imposés mais où ils sont calculés.

II.1 - MODELES A SCHEMA CINEMATIQUE IMPOSEE :

Quatre schémas d'écoulement à cinématique imposée ont été proposés par certains auteurs:

Le schéma monodimensionnel sans glissement local est le plus simple et est appelé modèle homogène. Ce même schéma est amélioré de deux façons soit en supposant un profil de vitesse incurvé (schéma bidimensionnel sans glissement local. BANKOFF, 1960), soit en introduisant une différence de vitesse entre les phases (schéma monodimensionnel avec glissement local - WALLIS, 1963). La combinaison de ces deux derniers schémas conduit au schéma dimensionnel avec glissement établi par ZUBER ET FINDLAY.

Ces modèles sont élaborés à base d'équations locales moyennées dans le temps et dans l'espace obéissant à des conditions de stationnarité et d'homogénéité (ANNEXE II.) Cependant, compte tenu du caractère aléatoire et turbulent de l'écoulement, la distribution statistique de celui-ci n'est pas prise en compte et les grandeurs moyennées n'obéissent pas au théorème d'ergodicité (ANNEXE II.).

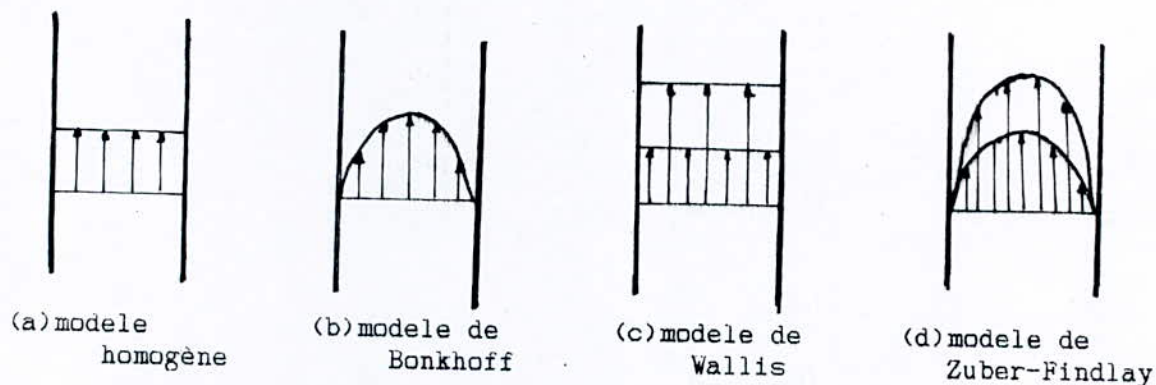


Fig. (2.1.) Modèles à schéma cinématique imposé.

II.1.1. SCHEMA MONODIMENSIONNEL SANS GLISSEMENT LOCAL.

Soient $\bar{V}'g$ et $\bar{V}'l$ les vitesses locales du gaz et du liquide moyennées sur les temps de présence respectifs de ces phases. L'hypothèse de base s'écrit:

$$\bar{V}'g \equiv \bar{V}'l \quad (2.1)$$

Le débit volumétrique de gaz moyené dans le temps s'écrit:

$$\bar{Q}_g = \frac{\Delta}{A_g} \int_{A_g} V_g dA = A R_g \langle V_g \rangle$$

Où A_g est l'aire occupée par le gaz à un instant donné, $\langle V_g \rangle$ la moyenne instantanée de la vitesse réelle du gaz sur A_g . le taux de présence spatial R_g est défini par l'équation :

$$R_g = \frac{\Delta A_g}{A}$$

VERNIER et DELHAYE (1968) ont proposé :

$$R_g \langle V_g \rangle = \langle \mathcal{L} \bar{V}'g \rangle \quad (2.2)$$

$$\text{avec } \mathcal{L} = \frac{\Delta T_g}{T}$$

T_g est le temps de présence de gaz pendant l'intervalle de temps d'observation T .

$$\text{On peut donc écrire } \bar{Q}_g = A \langle \mathcal{L} V_g \rangle \quad (2.2')$$

Et compte tenu de l'hypothèse de base =

$$\bar{Q}_g = A \langle \mathcal{L} \rangle \bar{V}'g$$

Et vu l'identité , on écrit alors =

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \bar{R}_g$$

$$\text{On en déduit, alors } \bar{Q}_g = A \bar{R}_g \cdot \bar{V}'g$$

$$\bar{Q}_l = A \langle 1 - \bar{R}_g \rangle \bar{V}'l$$

On définit le titre volumique B comme =

$$B = \frac{\Delta Q_g}{Q_g + Q_l}$$

$$\text{On obtient enfin } \boxed{\bar{R}_g = B} \quad (2.3)$$

CONSERVATION DE LA QUANTITE DE MUT :

Soient W : débit massique de l'écoulement

V : Vitesse moyenne

$$W \cdot \frac{dv}{dz} = - A \cdot \frac{dP}{dz} - P \cdot \tau_w - A \rho_m g \cos \theta$$

Soit :

$$\frac{dp}{dz} = - \frac{P}{A} \cdot \tau_w - \frac{W}{A} \cdot \frac{dv}{dz} - \rho_m g \cos \theta$$

De la forme :
$$\frac{dp}{dz} = \left[\frac{dp}{dz} \right]_f + \left[\frac{dp}{dz} \right]_A + \left[\frac{dp}{dz} \right]_g \quad (2.4)$$

avec :
$$- \left[\frac{dp}{dz} \right]_f = \frac{P \cdot \tau_w}{A} ; - \left[\frac{dp}{dz} \right]_A = \frac{W}{A} \frac{dv}{dz} ; - \left[\frac{dp}{dz} \right]_g = \rho_m g \cos \theta$$

Or le cisaillement pariétal τ_w s'écrit :

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_1 \rho_m V^2 \quad \text{avec } \rho_m = \bar{R}_g \rho_g + (1 - \bar{R}_g) \rho_L$$

Le gradient de pression de frottement sera alors =

$$- \left[\frac{dp}{dz} \right]_f = \frac{P}{A} \cdot \frac{1}{2} C_1 \rho_m V^2 \quad \text{soit } = - \left[\frac{dp}{dz} \right]_f = 2 C_1 \rho_m \frac{W^2}{D}$$

donc :

$$- \left[\frac{dp}{dz} \right]_f = 2 c_1 \frac{W^2}{A^2 \cdot D} \cdot [\alpha \cdot \Delta \rho + \rho_1]^{-1}$$

Le gradient de pression d'accélération est =

$$\left[\frac{dp}{dz} \right]_A = \frac{W}{A} \cdot \frac{dv}{dz}$$

Après transformation de cette équation, on peut écrire =

$$- \left[\frac{dp}{dz} \right]_A = - \frac{W^2}{A^2} \cdot [\alpha \cdot \Delta \rho + \rho_1]^{-1} \cdot \left[\frac{d\alpha}{dz} + \frac{1}{W} \cdot \frac{dW}{dz} \right]$$

Le gradient de pression gravitaire est :

$$- \left[\frac{dp}{dz} \right]_g = g \cdot \rho_m \cos \theta$$

$$\text{Soit : } - \left[\frac{dp}{dz} \right]_g = (\alpha \Delta p + \rho l) \cdot g \cdot \cos \theta$$

Ainsi, le gradient de pression global est obtenu par :

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{2 C_f}{D} \frac{W^2}{A^2} \frac{1}{\alpha \cdot \Delta p + \rho l} - \frac{W^2}{A^2} \frac{1}{\alpha \cdot \Delta p + \rho l} \left[\frac{d\alpha}{dz} + \frac{1}{W} \frac{dA}{dz} \right] + (\alpha \cdot \Delta p + \rho l) \cdot g \cdot \cos \theta$$

(2.5)

De la forme :

$$-\left[\frac{dp}{dz} \right] = C_f + C_\alpha \cdot \frac{d\alpha}{dz} + C_A \frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dz} + C_g \cdot \cos \theta$$

Où C_f , C_α , C_A et C_g sont des coefficients d'influence qui expriment resp. les efforts de frottements, de changement de concentration, de section et de la gravité sur le gradient de pression.

$$\text{avec : } C_f = 2 \frac{C_1}{D} \cdot \frac{W^2}{A^2} (\alpha \cdot \Delta p + \rho l)^{-1}$$

C_L est le coefficient de frottement, seul paramètre empirique qui a fait l'objet de solutions expérimentales.

$$C_\alpha = \frac{W^2}{A^2} \cdot (\alpha \cdot \Delta p + \rho l)^{-1}$$

$$C_A = -\frac{W}{A^2} (\alpha \cdot \Delta p + \rho l)^{-1}$$

$$C_g = (\alpha \cdot \Delta p + \rho l) \cdot g$$

II.1.2 - Shéma bidimensionnel sans glissement local -

modèle de BANKOFF (1960) :

L'auteur suppose que localement la vitesse moyenne du gaz est égale à la vitesse moyenne du liquide et donne des distributions radiales de la vitesse et du taux de présence :

$$\bar{V}'_g \equiv \bar{V}'_l = \left[\frac{y}{R} \right]^{1/m} \cdot \bar{V}'_c \quad (2.6) \quad \bar{V}'_c : \text{vitesse maximale sur l'axe}$$

$$\alpha = \left[\frac{y}{R} \right]^{1/n} \quad (2.7)$$

Avec y = distance à la paroi

m et n sont des constantes positives

Le résultat obtenu est analogue à celui du paragraphe précédent à une constant près =

$$\boxed{\bar{R}_g = KB} \quad (2.8)$$

avec $K = 0,71 + 0,00145.p$ (p en bar)

II.1.3. Schéma monodimensionnel avec glissement local modèle de Wallis (1969)

Les profils des vitesses et du taux de présence sont plats mais il existe une vitesse relative $(\bar{V}_g - \bar{V}_l)$ uniforme entre les deux phases appelée glissement et notée G.

L'auteur propose ainsi =

$$\boxed{\bar{R}_g = \frac{B}{1 + \frac{(1 - \bar{R}_g)(\bar{V}_g - \bar{V}_l)}{j}}}$$

$$\text{avec } j = \frac{\bar{Q}_g}{A} + \frac{\bar{Q}_l}{A}$$

Dans les écoulements verticaux à effets de gravité dominants, G est fonction de \bar{R}_g et de certaines propriétés physiques des fluides - WALLIS introduit la vitesse locale suivante :

$$j_{g1} \triangleq \alpha \cdot (\bar{V}_g - j)$$

$$\text{où } j \triangleq j_1 + j_g \triangleq \alpha \cdot \bar{V}_g + (1-\alpha) \cdot \bar{V}_l$$

$$\text{avec } j_g \triangleq \frac{\bar{Q}_g}{A}, \quad j_1 \triangleq \frac{\bar{Q}_l}{A}$$

Ce qui conduit à la notation suivante :

$$j_{g1} \triangleq \langle j_{g1} \rangle = \bar{R}_g \cdot (\bar{V}_g - j)$$

Soit :

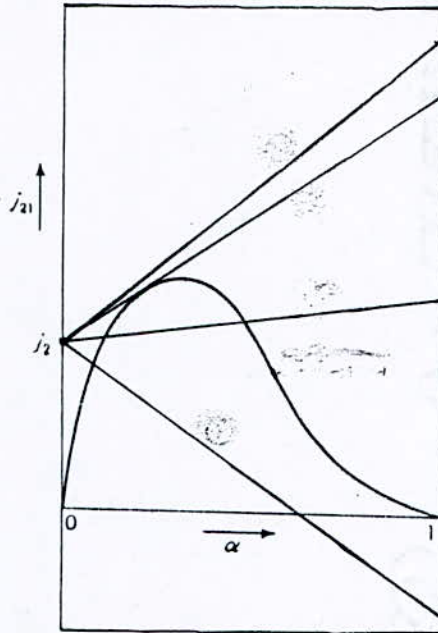
$$j_{g1} = (1 - \bar{R}_g) j_g - \bar{R}_g \cdot j_1 \quad (10)$$

La quantité j_{g1} dépend donc du taux de présence \bar{R}_g et de la vitesse relative G. Dans le cas des écoulements à bulles, cette dépendance s'écrit :

$$j_{g1} = V_0 \cdot \bar{R}_g \cdot (1 - \bar{R}_g)^2 \quad (11)$$

Où V_{∞} est la vitesse limite d'ascension d'une bulle singulière en milieu infini.

D'où la représentation graphique de $j_{\alpha 1}$ en fonction de R_{α} . En fait si Q_1 et R_{α} sont spécifiés pour une situation donnée, j_1 et j_{α} peuvent être calculées. Or, l'équation (10) est une relation linéaire entre $j_{\alpha 1}$ et R_{α} passant par les points $(R_{\alpha} = 0, j_{\alpha 1} = j_{\alpha})$ et $(R_{\alpha} = 1, j_{\alpha 1} = -j_1)$ - Ainsi, les intersections entre cette ligne et la courbe de l'équation (11) déterminent les valeurs de R_{α} obtenues en pratique; cette méthode de résolution graphique s'avère être commode avec l'expérience.



Fig(2.2.) = Diagramme de Wallis pour les écoulements à Bulles.

II.1.4. - Schéma bidimensionnel avec glissement local

Modèle de ZUBEIR - FINDLAY(1965) =

Les auteurs ont introduit une vitesse de dérive locale $V_{\alpha 1}$ définie par la relation =

$$\bar{V}_{\alpha 1} \triangleq \bar{V}_{\alpha} - j = (1 - \alpha) \cdot G \quad (12)$$

$$\text{Soit } \alpha \cdot \bar{V}_{\alpha 1} = \alpha \cdot \bar{V}_{\alpha} - \alpha \cdot j$$

En moyennant cette équation sur la section droite de la conduite, on obtient l'équation de ZUBER et FINDLAY (1965).

$$\bar{R}_{\alpha} = \frac{j_{\alpha}}{C_{\alpha} \cdot j + \bar{V}_{\alpha} / j} \quad (13)$$

avec $C_{\alpha} \triangleq \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle}$ paramètre de distribution

$$\text{et } \tilde{V}_{\alpha j} \triangleq \frac{\langle \alpha \cdot V_{\alpha j} \rangle}{\langle \alpha \rangle}$$

Les quantités C_{α} et $\tilde{V}_{\alpha j}$ tiennent compte respectivement de la forme des profils de α , j et de la vitesse relative entre les phases.

L'équation (9) peut être exprimée en introduisant le titre volumique $B =$

$$\bar{R}_{\alpha} = \frac{B}{C_{\alpha} + \tilde{V}_{\alpha j}/J} \quad (14)$$

Les modèles à schéma cinématique imposé que nous venons de décrire ne sont pas adaptés à la description d'écoulements diphasiques complexes où le mélange subit des variations spatio-temporelles très importantes. La description de tels écoulements nécessite alors le recours à un modèle à deux fluides où les déséquilibres sont calculés et dont le développement a posé des difficultés liées surtout à l'utilisation des variables moyennées et à l'aspect, inhérent des lois de fermeture.

dans ce qui viendra, on s'appliquera à dégager la notion de loi topologique due à BOURE (1978) vu l'importance théorique de son développement.

II. TOPOLOGIE DE L'ÉCOULEMENT DIPHASIQUE - BOURE (1978)

La topologie de l'écoulement consiste à se donner le nombre et la disposition des fluides et des interfaces, et fait intervenir le facteur temps ou la probabilité de présence en chaque point de l'écoulement occupé par chacun des fluides concurremment. C'est une information obéissant à une loi perdue lors de la modélisation et qui est donc à préciser. Toutefois, on sait peu de choses de cette loi topologique qui est en pratique remplacée par certaines hypothèses faisant intervenir des lois sur les interfaces.

II.1/ MODELE MONOFLUIDE :

C'est le cas d'un seul fluide qui occupe tout l'écoulement, les interfaces sont alors ignorées; le modèle homogène, qu'on verra plus loin, constitue un exemple classique de modèle monofluide.

II.2/ MODELE A DEUX FLUIDES OCCUPANT TOUT L'ÉCOULEMENT :

C'est un modèle où chacune des 2 phases possède en tout point, un temps de présence qui est en pratique le "taux de vide". Les interfaces sont prises en compte.

II.3/ MODELE A DEUX DOMAINES :

C'est un modèle où chacun des 2 domaines peut être occupé par un fluide, ou par deux fluides concourement. Il a une topologie courante d'écoulement diphasique en conduite, mais présente une certaine complexité, ce qui explique sa moindre utilisation.

En effet, on remarque que la topologie de l'écoulement fixe le nombre d'équations de conservation du modèle et que les nombreux modèles qu'on rencontre dans la littérature sont monodimensionnels répartis en quatre classes, à savoir :

II.4/ MODELE A TROIS EQUATIONS :

Le système diphasique est considéré comme un seul fluide. Les trois équations de conservation de la masse, de la quantité de mvt et de l'énergie sont écrites sous forme conservative et complétées par des lois algébriques ou différentielles portant sur les écarts de vitesse ou de pression.

II.5/ MODELE A QUATRE EQUATIONS :

Ce modèle contient les trois équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et d'énergie, en plus d'une loi portant sur la conservation de la masse phasique. Elles s'écrivent sous forme conservative.

II.6/ MODELE A CINQ EQUATIONS :

C'est un modèle qui contient en plus des lois de conservation de la masse, de la quantité de mvt et de l'énergie, au moins une équation de conservation de la quantité de mouvement ou de l'énergie phasique.

II.7/ MODELE A SIX EQUATIONS :

Les deux phases sont décrites séparément. Il intervient 3 équation de conservation phasiques dont la résolution ce fait simultanément. Le système d'équation s'écrit sous une forme non conservative. Le modèle séparé constitue un exemple classique de modèle à six équations.

Chapitre III

**DESCRIPTION QUANTITATIVE ET
LOIS CONSTITUTIVES**

I. INTRODUCTION :

L'établissement des modèles mathématiques a conduit à l'écriture d'équations de conservations de masse, de quantité de mouvement et éventuellement d'énergie décrivant le comportement local et instantané du fluide diphasique.

Cependant, pour obtenir des équations applicables pratiquement, il a été effectué sur les équations précédentes des opérations de moyenne . Temporelle et spatiale. Annexe II. L'ensemble de ces opérations a conduit naturellement à décrire l'écoulement par un modèle à six équations phasiques où les phases sont considérées séparément. Modèle à deux fluides.

ISHII (1975) développa des équations de conservation pour chaque phase et spécifia les lois d'interactions entre fluides, mais un problème de fermeture s'est posé (Plus d'inconnues que d'équations et ce pour n'importe quelle configuration). Pour fermer le système, on a fait un certain nombre d'hypothèses additionnelles ou lois constitutives. A partir de là, le problème pouvait relativement se résoudre en prenant en compte des corrélations empiriques spécifiques aux interactions entre fluides.

Jusqu'à maintenant, toutes les recherches faites ce sont concentrées sur la description de la vitesse relative particulièrement dans la configuration à Bulles (WALLIS (15), TAITELL (14), BARNEA (14) ...) et les résultats obtenus sont étroitement liés aux conditions expérimentales faites sur la fluidisation, sédimentation des particules, systèmes d'extraction et les recherches menées dans le domaine de transfert de chaleur et des écoulements gaz-liquide. Dans ce qui suivra, nous citerons certaines lois constitutives établies, par quelques auteurs, à partir d'expériences bien spécifiées, mais ne donnant pas des possibilités de généralisation.

II. ÉCOULEMENT À BULLES

Il est rare que l'écoulement à bulle constitue un régime d'écoulement en équilibre stable dans une conduite donnée. Les bulles de gaz tendent à s'agglomérer vers l'axe de la conduite et perdent ainsi leur identité. Pour cette raison, il est important de comprendre le comment de leur formation et l'influence de leur taille sur la dynamique de l'écoulement global. Dans la littérature, seulement quelques relations ont été proposées par certains auteurs pour la prédiction de diamètre de bulles.

II.1. Formation de bulles à un orifice :

C'est le cas le plus simple de formation de bulles. La bulle est approximativement assimilée à une sphère de rayon R_b et liée au rayon de l'orifice par la relation ci-dessous établie par WALLIS (1969) pour de petits orifices à des débits peu importantes :

$$R_b = \left[\frac{3}{2} \cdot \frac{\sigma \cdot R_o}{g \cdot \Delta \rho} \right]^{1/3} \quad (3.1) \quad R_o = \text{rayon de l'orifice}$$

KUTALELADZE - STYRIKOVICH/et. (1)/ ont établie une relation similaire à partir de données expérimentales.

$$R_b = 1,0 \cdot \left[\frac{\sigma \cdot R_o}{\Delta \rho} \right]^{1/3} \quad (3.2.)$$

Cette relation n'est valable que lorsque le diamètre de l'orifice est comparable à celui de la bulle, c'est à dire.

$$R_o > 0,5 \cdot \left[\frac{\sigma}{g \Delta \rho} \right]^{1/2} \quad (3.3.)$$

Lorsque le débit de gaz augmente à travers l'orifices, la taille des bulles augmente si celui-ci est maintenu constant ; DAVIDSON et SCHULER (1) proposent la relation ci-dessous donnant le volume d'une bulle se détachant de l'orifice en fonction du débit de gaz injecté :

$$V_b = \left\{ \frac{4\pi}{3} \right\}^{1/4} \cdot \left[\frac{15 \mu_g R_g}{g \cdot \Delta \rho} \right]^{1/3} \quad (3,5)$$

Cette théorie d'orifice individuel constitue une première approximation et ne peut s'appliquer aux installations industrielles où les bulles se forment dans un groupe d'orifices ou sur des parois poreuses.

II.2.- INSTABILITE DE TAYLOR [14] =

Sous certaines conditions expérimentales [ef/V], des bulles maintenues à la surface d'une paroi poreuse peuvent se détacher continuellement de celle-ci, c'est une production continue de bulles. La taille de la bulle est exprimée dans ce cas par :

$$R_b = \left[\frac{\sigma}{g \Delta \rho} \right]^{1/2} \quad (3.6.)$$

II. 3 - Influence du cisaillement sur la bulle :

Lors d'une agitation d'un système diphasique, le cisaillement interfacial influence la taille de la bulle et l'équilibre surface-forces de tension et cisaillement ne peut se maintenir que lorsque la taille de la bulle demeure inchangée dans l'écoulement. HINZE [15] a proposé dans ce sens :

$$d = 0,725 \cdot \left[\frac{\sigma}{\rho} \right]^{3/5} \cdot \left[\frac{P}{M} \right]^{-2/5} \quad (3,7)$$

Le rapport (P/M) représente la puissance mécanique dissipée par unité de masse.

II.4 - Vitesse des bulles :

D'une manière générale, le mouvement d'une bulle dépend de sa forme et sa taille; ces paramètres dépendent eux-mêmes des effets d'interaction entre les différentes forces mises en jeu, à savoir : les forces de tension interfaciale, de viscosité, d'inertie et de pesanteur. L'expérience a montré que le mouvement d'une bulle est ainsi très sensible surtout quand elle est de petite taille.

Dans ce qui suit nous donnerons un développement classique concernant la vitesse d'ascension limite des bulles et proposerons une tentative de représentation du glissement G en fonction de Re_b basée sur l'analyse dimensionnelle et sur des résultats empiriques.

Une bulle dans un liquide au repos, a son mouvement imposé par les forces citées ci-dessus et peut s'exprimer en fonction des propriétés du liquide environnant ainsi que de sa taille. Sa vitesse relative peut se mettre sous la forme suivante, d'après COMOLET [3]:

$$G = f(d, \mu_1, \mu_2, \rho_1, \rho_2, \sigma, g) \quad \text{ou bien}$$

$$g(G, d, \mu_1, \mu_2, \rho_1, \rho_2, \sigma, g) = 0 \quad (3,8)$$

Des considérations d'analyse dimensionnelle permettent de présenter cette expression sous une forme adimensionnelle telle que :

$$\Psi \left[\frac{\rho_1 G d}{\mu_1}, \frac{G^2}{dg}, \frac{\rho_1 G^2 d}{\sigma}, \frac{\rho_2}{\rho_1}, \frac{\mu_2}{\mu_1} \right] = 0 \quad (3,9)$$

$$\text{Soit } \Psi \left[R, F, W, \frac{\rho_2}{\rho_1}, \frac{\mu_2}{\mu_1} \right] = 0$$

$$\text{avec } R = \frac{\rho_1 G d}{\mu_1} \quad \text{Nombre de Reynolds} \quad (3.10)$$

$$F = \frac{G^2}{dg} \quad \text{Nombre de Fronde} \quad (3.11)$$

$$W = \frac{\rho_1 G^2 d}{\sigma} \quad \text{Nombre de Weber} \quad (3.12)$$

A noter que G et d se retrouvent dans les trois combinaisons R, F et W.

Deux grands domaines apparaissent quand on fait l'étude de ce mouvement.

Domaines (1): La bulle est de forme sensiblement sphérique, sa trajectoire étant rectiligne. Selon COMOLET [3], la tension interfaciale σ impose cette forme à la bulle mais n'intervient pas dans le mouvement F; on a =

$$F = \phi(R)$$

"

Ou bien :

$$\frac{G}{V_1} = \phi \left(\frac{d}{d_1} \right) \quad \text{avec } d_1 = \left[\frac{2}{g} \right]^{1/2} ; \quad V_1 = (g)^{1/2}$$

d_1 = Longueur de référence caractéristique du milieu ambiant.

V_1 = Vitesse de référence caractéristique du milieu ambiant.

Quant $R < 1$, et en appliquant la loi de Stokes = $F = \frac{R}{18}$,
alors on peut écrire =

$$\frac{G}{V_1} = \frac{1}{18} \cdot \left(\frac{d}{d_1} \right)^2 \quad (3.14)$$

Domaine (II) = L'aspect de la bulle est variable, elle passe de la forme d'une allipsoïde à celle d'une calotte sphérique en passant par des formes quelconques, sa trajectoire n'est pas rectiligne. On a selon WALLIS [15] =

$$F = \gamma (R)$$

Ou bien :

$$\frac{G}{V_2} = 0,52 \cdot \left[\frac{d}{d_2} + 2,14 \cdot \frac{d_2}{d} \right]^{1/2} \quad (3,15)$$

$$\text{avec} \quad ; \quad d_2 = \left[\frac{\sigma}{\rho g} \right]^{1/2} \quad \text{et} \quad V_2 = \left[\frac{\sigma g}{\rho} \right]^{1/4}$$

d_2 = Longueur de référence caractéristique du milieu ambiant.

V_2 = vitesse de référence caractéristique du milieu ambiant.

: Les 2 lois universelles citées ci-dessus utilisent des grandeurs caractéristiques d_1 , et d_2 , V_1 et V_2 , Ainsi =

$$\frac{d_1}{d_2} = \left[\frac{g \mu^4}{\rho \sigma^3} \right]^{1/6} = M_o^{1/6} ; \quad \frac{V_1}{V_2} = \left[\frac{g \mu^4}{\rho \sigma^3} \right]^{1/12} = M_o^{1/12} \quad (3,16)$$

Avec $M_o = \frac{g \mu^4}{\rho \sigma^3}$ = Nombre de Morton, c'est un nombre sans dimensions.

Caractéristique du fluide ambiant. Pour l'eau $M_o = 2,52 \cdot 10^{-11}$

$$\text{Soit} \quad \frac{d}{d_1} = \frac{d}{d_2} M_o^{-1/6} \quad , \quad \frac{G}{V_1} = \frac{G}{V_2} M_o^{-1/12} \quad (3,14)$$

On peut donc remplacer la loi (1) du domaine (I) par la relation :

$$\frac{G}{V_2} = M_o^{1/12} \cdot \left[\frac{d \cdot M_o^{-1/6}}{d_2} \right] \quad (3,18)$$

Et pour $R \ll 1$, on peut donc écrire = $\frac{G}{V_2} = \frac{M_o^{-1/12}}{18} \cdot \left(\frac{d}{d_2} \right)^2$

$$\frac{G}{V_2} = f \left\{ M_o, \frac{d}{d_2} \right\}$$

Considérons, alors M_o comme étant caractéristique du mélange et non du milieu ambiant, c'est à dire:

$$M_o^+ = \frac{\mu_m^4 g}{\rho_m \sigma^3} \quad \text{avec} \quad \rho_m = (1 - R_2) \rho_1 + R_2 \cdot \rho_2$$

$$\mu_m = \mu_1 + 2,5 \cdot R_2$$

$$\text{Soit} \quad M_o^+ = \frac{(\mu_1 + 2,5 \cdot R_2)^4 \cdot g}{((1 - R_2) \rho_1 + R_2 \cdot \rho_2) \sigma^3} \quad (3,19)$$

On peut donc écrire à R < 1 :

$$\frac{G}{V_z} = \frac{[(1 - R_g) \cdot \rho_l + R_g \cdot \rho_g]^{1/4} \cdot \sigma^{3/4}}{18 (\mu_l + 2,5 \cdot R_g)^{1/2} \cdot g} \cdot \frac{(d)^2}{(d_z)} \quad (3,20) \text{ soit } \frac{G}{V_z} = g \left(M^+ \cdot \frac{d}{d_z} \right)$$

Cette formulation de G en fonction du diamètre d de la bulle paramétrée par R_g , constitue une approximation assez rigoureuse puisqu'elle fait intervenir les propriétés aussi bien du gaz que du liquide. La figure [III.3] montre l'évolution de G en fonction de d lorsque R_g (ou α_g) change.

Beaucoup d'autres auteurs ont aussi proposé diverses correlations empiriques pour déterminer G, on citera :

ZUBER - FINDLAY [cf. 5] $G = K \left(\frac{\sigma \cdot g \cdot \Delta \rho}{\rho_l^2} \right)^{1/4} \quad (3,21)$

La valeur de la constante K a été donnée par plusieurs auteurs :

ZUBER - Findlay [5] : $K = 1,414$

WALLIS [16] : $K = 1,53$

ME. ABOU-EL-HASSAN [cf. 1] $V_1 = 0,75 [\log F]^2 \quad (3,22)$

avec $V_1 = \frac{G \cdot d^{2/3} \cdot \rho_m^{2/3}}{\mu_l^{1/3} \cdot \sigma^{1/3}}$ et $F = \frac{g d^{3/3} \cdot \Delta \rho \cdot \rho_m^{2/3}}{\mu_l^{4/3} \cdot \sigma^{1/3}}$

DAVIES - TAYLOR [cf. 14] - DIMITRESCU [cf. 1] $G = \text{cste} \cdot [gd]^{1/2} \quad (3,23)$

avec $\text{cste} = 0,7$

Dans le cas d'un écoulement à bulles d'air dans l'eau, toutes ces relations donnent des valeurs du glissement variant de 0,2 à 0,25 m/s pour des bulles de gaz de diamètre $d = 2 : 5 \text{ mm}$.

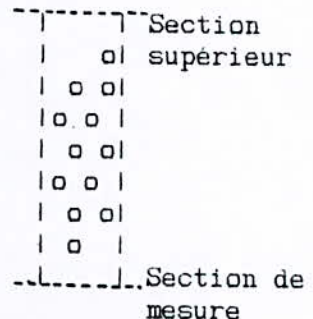
II.5. Taux de gaz global :

Le taux de gaz global R_g représente la fraction de volume occupé par le gaz à tout instant. Il est généralement pris en moyenne sur un tronçon de la conduite et ramené à la section de mesure.

II.5.1. DETERMINATION DE R_g A PARTIR DES EQUATIONS DE

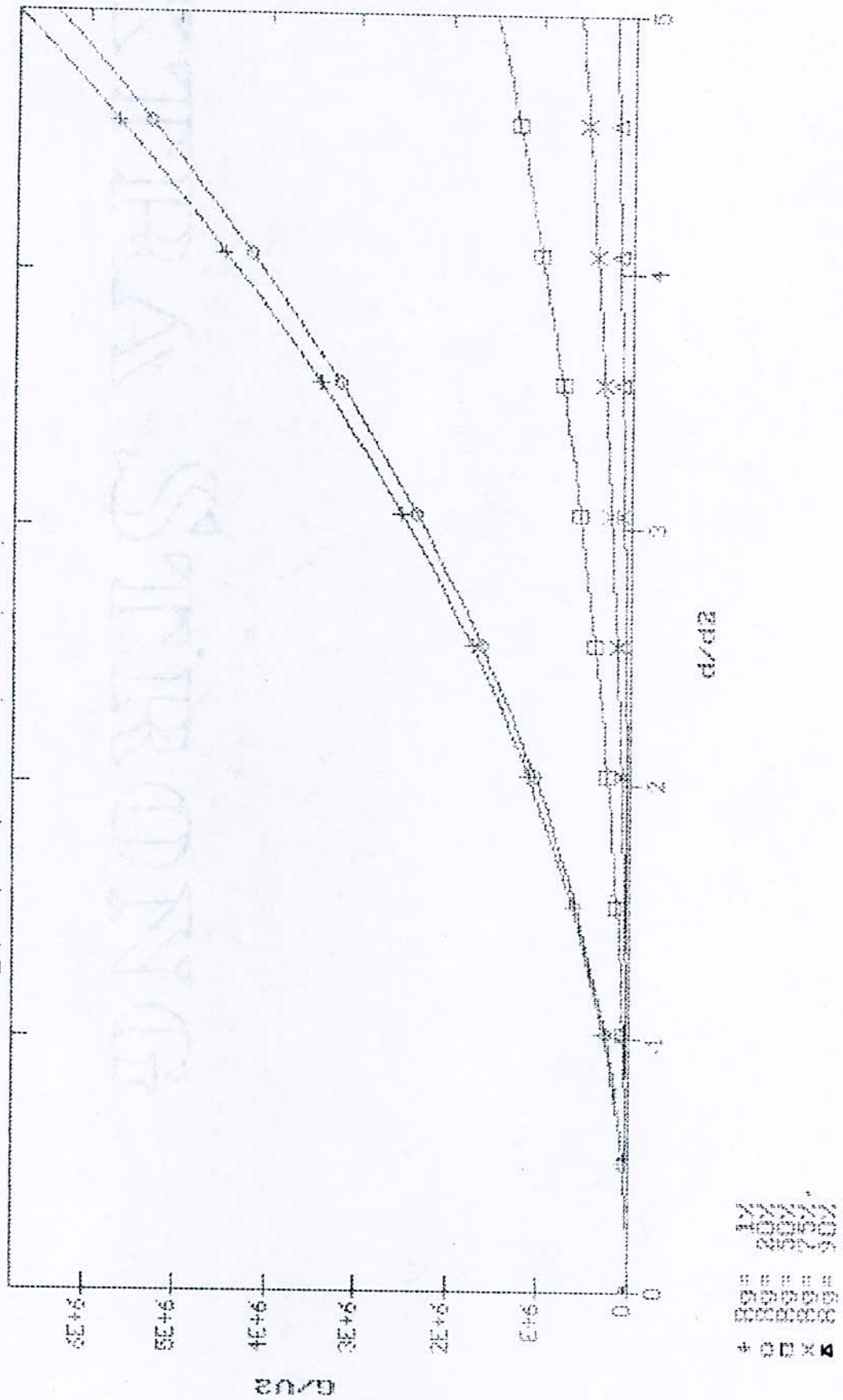
CONSERVATION DE MASSE :

Dans le cas d'un écoulement isotherme, sans changement de phase, le bilan instantané de masse en moyenne s'écrit :



$$\frac{\delta}{\delta t} [\rho_k \cdot R_k] + \frac{\delta}{\delta z} [\rho_k \cdot R_k \cdot V_k] = 0 \quad k = \text{indice de phase} = g, l.$$

Fig(3.1): $G/V^2 = f(Mo, d/d2)$ à $Re < 1$



6 Pour un écoulement établi et permanent en moyenne, on peut écrire :

$$\begin{array}{l}
 \left| \frac{\delta}{\delta z} [\rho_k \cdot R_k \cdot V_k] = 0 \right. \\
 \left| \sum R_k = 1 \right. \\
 \left| \right.
 \end{array}
 \quad \text{soit} \quad
 \begin{array}{l}
 \left| \frac{\delta}{\delta z} [\rho_L \cdot R_L \cdot V_L] = 0 \right. \\
 \left| \frac{\delta}{\delta z} [\rho_G \cdot R_G \cdot V_G] = 0 \quad (3,24) \right. \\
 \left| R_L + R_G = 1 \right.
 \end{array}$$

En supposant que les fluides sont incompressibles, on obtient :

$$\begin{array}{l}
 \left| R_L \cdot V_L = U_L \right. \\
 \left| R_G \cdot V_G = U_G \right. \\
 \left| R_L + R_G = 1 \right.
 \end{array}
 \quad \text{or} \quad
 G = V_L - V_G = \frac{U_L}{1-R_G} - \frac{U_G}{R_G}$$

$$D'où = GR_G^2 - R_G [G - (U_L + U_G)] - U_G = 0$$

C'est une équation du second ordre dont la solution est :

$$R_G = \frac{G - (U_G + U_L) + \sqrt{[G - (U_L + U_G)]^2 - 4 \cdot G \cdot U_G}}{2 G} \quad (3,25)$$

Pour un système homogène (glissement nul, $G = 0$) l'expression de R_G devient :

$$R_G = \frac{U_G}{U_G + U_L} \quad (3,26)$$

11 5.2. Détermination du taux de gaz global à partir des corrélations empiriques :

Corrélation de BEGGS et BILLIARD

Les 2 auteurs ont proposé la relation suivante :

$$R_G = 1 - 1,065 \cdot \lambda_L^{0,5824} \cdot F_m^{-0,0609} \quad (3,27)$$

$$\text{Avec } \lambda_L = \frac{U_L}{U_L + U_G} \quad \text{et } F_m = \frac{(U_L + U_G)^2}{gD}$$

Correlation de HUGMARK (F.9)

C'est une relation graphique entre les paramètres suivantes :

$$K = \frac{R_g}{\lambda_g} \quad \text{et} \quad Y = \lambda_m^{-1/4}, \quad F_m^{1/8}, \quad R_{em}^{1/8} \quad (3,28)$$

$$\text{avec} \quad \lambda_1 = \frac{U_1}{U_1 + U_g} \quad ; \quad F_m = \frac{(U_1 + U_g)^2}{gD}$$

$$R_{em} = \frac{D (U_1 + U_g) \cdot \rho}{\lambda_g \cdot \mu_g + \mu_1 \cdot \lambda_1} \quad ; \quad \rho = \rho_1 \cdot \lambda_1 + \lambda_g \rho_g \quad ; \quad \lambda_g = 1 - \lambda_1$$

Correlation MARTINELLI: relation qui relie le taux de gaz global aux gradients de pression dans la conduite pleine degaz ou de liquide, et se présente comme suit :

$$R_g = [1 + X^{0,8}]^{-0,378} \quad 3,29$$

$$\text{avec} \quad X = \left[\frac{- \left(\frac{dp}{dz} \right)_{1m}}{- \left(\frac{dp}{dz} \right)_{gm}} \right]^{1/2}$$

Les valeurs de X^2 sont tabulées pour un système air-eau à différentes concentrations R_g .

II.6. Gradient de pression par frottement :

Pour déterminer le gradient de pression par frottement, on doit au préalable définir le régime d'écoulement existant :

A grande vitesse d'écoulement, lorsque les effets de frottement sont importants (glissement nul), la théorie de modèle homogène s'avère être une bonne approximation. Les vitesses gaz et liquide sont alors égales, le gradient de pression par frottement s'écrit alors :

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_F = \frac{4 \cdot \tau_w}{D} = \frac{2 C_L}{D} \cdot \rho_m \cdot U_m^2 \quad (3,31)$$

$$\text{Avec} \quad \rho_m = (1 - R_g) \rho_1 + \rho_g R_g$$

$$U_m = U_1 + U_g = \frac{U_g}{R_g} = \frac{U_1}{1 - R_g}$$

Le facteur de frottement C_L sera représenté en fonction du nombre de Reynolds = $R_{em} = \frac{\rho_m \cdot U_m \cdot D}{\mu_1}$

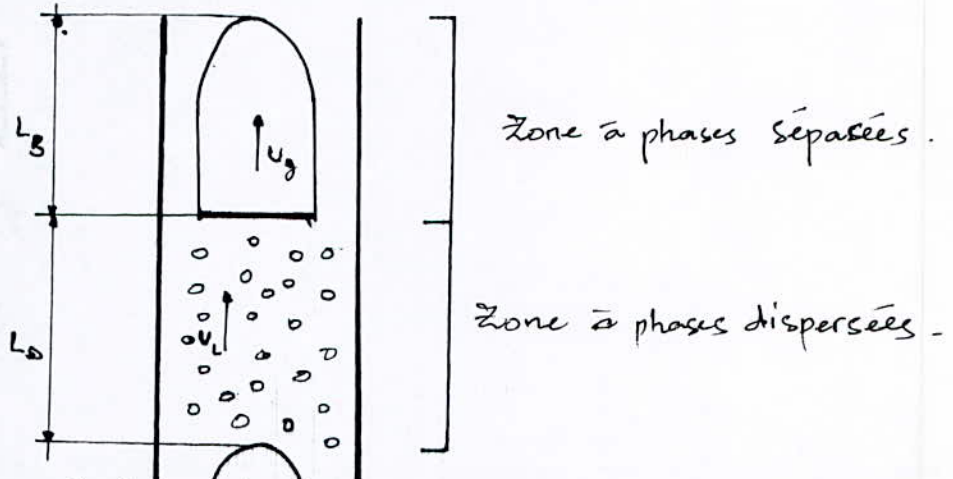
Dans le cas où $\rho_g \ll \rho_1$ et en supposant que C_L est le même pour les 2 phases on aura :

$$\left[\frac{dp}{dz} \right]_r = \frac{2CL \rho_1 U_1}{D} \cdot \frac{1}{1-Ra} \quad (3,32)$$

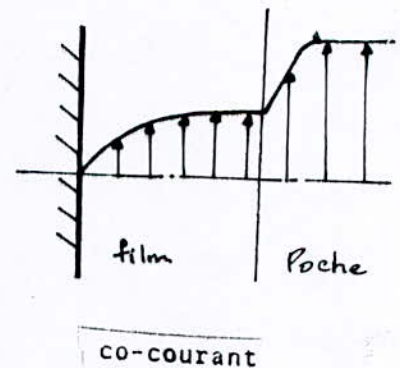
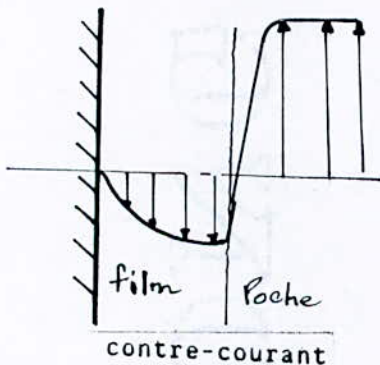
Avec $R_a = \frac{U_a}{U_a + U_1}$ $R_{aL} = \frac{\rho_1 \cdot U_1 \cdot D}{\mu_1}$

$C_L = 0,079 \cdot R_{aL}^{-0,25}$ pour des tubes lisses (formule de blasius)

(III) ÉCOULEMENT A BULLES ET POCHES :



- Dans les zones à phases séparées, l'écoulement est soit co-courant (le film et la poche montent) soit contre-courant (la poche monte et le film tombe) les profils de vitesse dans chaque phase est schématisé ci-dessous :



III.1. Vitesse de poches :

De nombreuses publications sont consacrés à l'établissement de la loi de vitesse U des poches....

Une expression, plus ou moins, générale de celle ci s'exprime en fonction de la somme des vitesses superficielles par la relation :

$$U = C_1 \cdot (U_{a0} + U_{10}) + C_2 \cdot \left[\frac{gd \Delta \rho}{\rho_1} \right]^{1/2} \quad (3,33)$$

La constante C_2 est fonction de l'inclinaison de la conduite et du nombre de BOND, de l'écoulement et est égale à 0,35. (Fig. 3.2)

L'estimation de C_2 varie d'un auteur à un autre :

$$\text{DUCKLER} \quad C_1 = 1,29 : C_2 = 0,35 \quad (3,34)$$

$$\text{KOECK} \quad C_1 = 1,20 : C_2 = 0,35 \quad (3,35)$$

Aussi, l'écoulement à poches a été corrélié par une équation originellement établie par WALLIS (1961).

$$\sqrt{U_{g*}^*} + \sqrt{U_{l*}^*} = C \quad (3,36)$$

avec $C = 0,8$

$$U_{k*}^* = \frac{U_{k*} [\rho_k]^{1/2}}{[\Delta\rho \cdot d \cdot g]^{1/2}} \quad k : \text{indice de phase } g \text{ ou } l$$

Le glissement G de la phase gazeuse par rapport à la phase liquide s'exprime alors :

$$G = \frac{U_{g*}}{R_g} - \frac{U_{l*}}{1-R_g} \quad (3,37)$$

Pour un système air-eau à 25°C, le glissement est donné par WALLIS [16]

$$G = C^2 \cdot \frac{[gd \cdot \Delta\rho]^{1/2}}{[\rho_1^{1/4} + \rho_g^{1/4}]^2} \quad (3,38)$$

Si $G = U_{g*}/R_g$, c'est à dire le liquide est stagnant, on obtient, une expression donnant C en fonction de ρ_1 et ρ_g , c'est donc une constante caractéristique du système diphasique considéré =

$$C = 0,59 \cdot \left[\frac{\rho_g^{1/4}}{\rho_1^{1/4}} + 1 \right] \quad (3,39)$$

D'autres auteurs ont proposé les corrélations suivantes :

$$\text{ISHI [CE8]} \quad G = 0,35 \cdot \left[\frac{gd \cdot (\Delta\rho)}{\rho_1} \right]^{1/2} \quad (3,40)$$

$$\text{PEEBLES et Garber[CE1]} \quad G = 1,18 \cdot \left[\frac{\delta \cdot g}{\rho_l} \right]^{1/4} \quad (3,41)$$

$$\text{DAVIES et TAYLOR[CE8], DUMITRESCU[CE9], HARMATY[CE9]} \quad G = K_1 \cdot (gd)^{1/2} \quad (3,42)$$

avec $K_1 = 0,328 : 0,351$

Il est à noter que cette dernière relation est simple d'utilisation mais elle ne fait intervenir aucune propriété physique du couple des fluides.

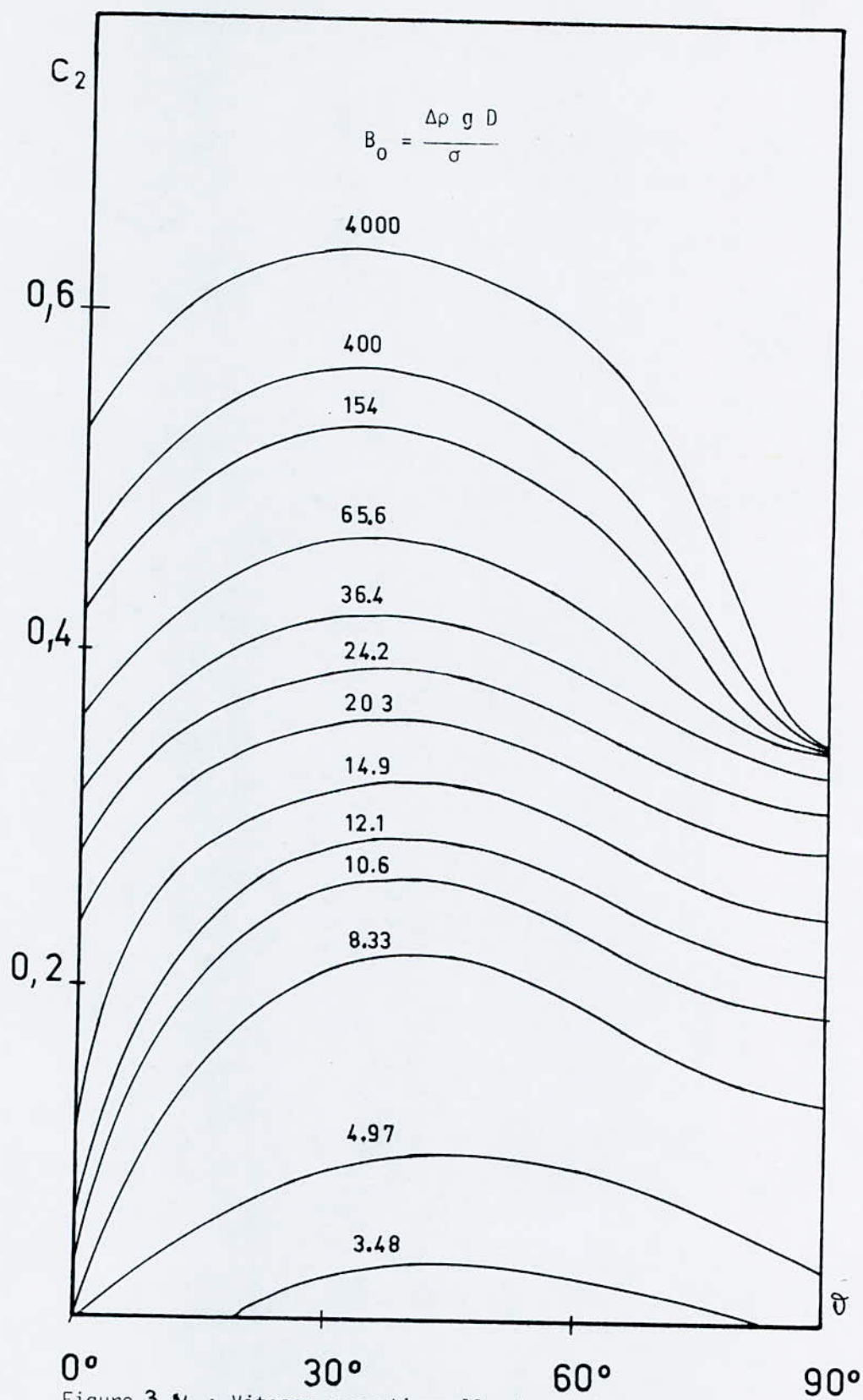


Figure 3.1 : Vitesse ascensionnelle des poches en fonction de l'inclinaison (θ) et du BOND (B_o)

III.2 - Taux de gaz :

On est ramené à définir le taux de gaz de la zone séparée (poche) et de la zone dispersée (bouchon), on écrit alors :

R_{GB} = taux de gaz dans les bouchons

R_{GP} = taux de gaz dans les poches

$$\alpha_p = \frac{R_G - R_{GB}}{R_{GP} - R_{GB}} \quad (3,43)$$

$$R_{GP} = 1 - \frac{\delta}{d}$$

δ : épaisseur du film liquide entourant la poche.

La détermination du taux de gaz dans les bouchons R_{GB} a suscité plusieurs travaux proposés dans la littérature dont les plus utilisées :

Correlation de FERSHNEIDER [9]

$$R_{GB} = \frac{1}{\left[\frac{1 + [U_0 + U_1]^2}{\left(\frac{\Delta \rho \cdot g D}{\rho_1} \right)} / (A/B)^2 \right]^2} \quad (3,44)$$

Avec (A/B) évalué expérimentalement = 1,2 : 1,29

Correlation de GARCIA - [9]

Cette corrélation s'écrit comme suit =

$$R_{GB} = 0,0735 \cdot \frac{U_0 + U_1}{(gD)^{0,5}} - 0,1705 \quad (3,45)$$

III.3. Gradient de pression par frottement :

La loi de cisaillement interfacial du gaz contenu dans la poche obéit aux résultats classiques des écoulements turbulents en conduite circulaire: en effet, pour le gaz, l'interface liquide, lisse ou rugueux, est vue comme une paroi mobile en admettant que la vitesse de la paroi est celle du liquide à l'interface.

Le cisaillement pariétal s'exprime, dans toute la zone à bulles et à poches de la manière suivante :

$$\tau_{wL+G} = \alpha_p \cdot \tau_{wp} + (1 - \alpha_p) \cdot \tau_{wb}$$

On a alors :

$$- \left[\frac{dp}{dz} \right]_{FL+G} = \frac{4 [\alpha_p \cdot \tau_{wL+G}]}{D}$$

IV. Écoulement Annulaire :

En pratique, cet écoulement constitue le modèle prédominant dans les évaporateurs et les conduites de gaz naturel. Le cas le plus simple qui pourrait se présenter dans une conduite verticale est lorsque la vitesse du gaz est petite, les effets de cisaillement pariétal et du gradient de pression sont alors négligeables. Dans ce cas, l'équation qui gère le phénomène pour un film liquide peu épais, s'écrit.

$$\tau = g \cdot \Delta \rho \cdot (\delta - y) \quad (3,46)$$

III.1. Écoulement laminaire :

$$\mu_1 \cdot \frac{dV_1}{dy} = g \cdot \Delta \rho \cdot (\delta - y)$$

soit, après intégration :

$$\mu_1 \cdot V_1 = g \cdot \Delta \rho \cdot \left\{ \delta y - \frac{y^2}{2} \right\}$$

$$\text{d'où } V_1(y) = \frac{g \cdot \Delta \rho}{\mu_1} \cdot \left\{ \delta y - \frac{y^2}{2} \right\}$$

Le débit volumétrique liquide sera :

$$Q_1 = \pi D \cdot V_1 \cdot dy$$

$$\text{Soit } Q_1 = \frac{\pi \cdot D \cdot g \cdot \Delta \rho}{\mu_1} \int_0^\delta \left[\delta y - \frac{y^2}{2} \right] dy$$

$$\text{D'où } Q_1 = \frac{\pi}{3} \cdot \frac{g \cdot D \cdot \Delta \rho}{\mu_1} \delta^3 \quad (3,47)$$

La vitesse débitante liquide est $j_1 = \frac{Q_1}{A}$, soit :

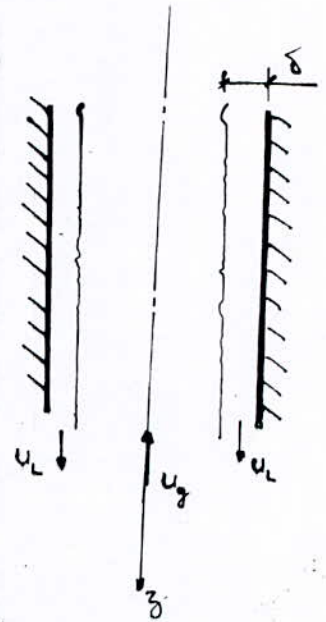
$$j_1 = \frac{4}{3} \cdot \frac{g \cdot \Delta \rho}{\mu_1 D} \delta^3 \quad (3,48)$$

De la forme $= j_1^* = \frac{4}{3} \cdot NL \cdot \left[\frac{\delta}{D} \right]^3$ (3,49) avec $j_1^* = \frac{j_1}{D^2}$,

$$NL = \frac{g \cdot \Delta \rho}{\mu_1} \cdot D^3$$

On définit le nombre adimensionnel δ^* comme suit :

$$\delta^* = \delta \cdot \frac{[\Delta \rho \cdot \rho_1]^{1/3} \cdot g^{2/3}}{\mu_1^{2/3}} \quad (3,50)$$



Dans une conduite circulaire, lorsque $\rho_l \gg \rho_g$, on peut écrire :

$$\begin{aligned} Re &= \frac{j_1 \rho_l D}{\mu_l} = j_1 \cdot NL \\ \delta^* &= \delta/D \cdot NL^{2/3} \end{aligned} \quad (3,51)$$

Ainsi, pour un système air-eau à 25°C, on peut écrire à $Re < 10^3$:

$$\delta^* = 0,909 \cdot Re^{1/3} \quad (3,52)$$

IV.2. Écoulement turbulent :

A $Re > 1000$, le film liquide devient turbulent, d'autres correlations sont dans ce cas nécessaires :

BELKIN [15] proposa $\delta^* = 0,315 (Re \cdot \sqrt{CL})^{2/3}$ avec $CL = 0,008$ (3,53)

En combinant les équations (3,51) dans (3,53), on obtient :

$$\delta/D = 0,063 \cdot j_1^{*2/3} \quad (3,54)$$

V- TRANSITIONS :

La notion de transition qui varie selon les critères utilisés est de première importance, si sa prédiction s'avère être rigoureuse et relativement précise. L'établissement de cartes universelles décrivant les mécanismes de passage d'un régime d'écoulement à un autre a fait l'objet de plusieurs recherches. Il est nécessaire de comprendre et de décrire quelques cas de ces transitions d'ordre de priorité élevé en pratique vu l'importance que porte cette notion dans la description du passage d'un régime à un autre. Les auteurs donnent différentes interprétations, au mécanisme de transition, recueillies à base de résultats expérimentaux et corrélées par des relations empiriques qui sont toutefois proches de la réalité du phénomène.

V.1. TRAITEL, BARNEA et DICKLER (1958)

V.1.1. Transition Bulles - Bouchons

Ces auteurs déterminent deux zones d'écoulement à Bulles :

- A faible débit liquide, la transition bulles-poches se fait alors par coalescence à $Re_{gt} = 25$ %.

Le critère s'écrit ainsi selon HARMATHY [CF.3] comme suit :

$$U_{1m} = 3 \cdot U_{gm} - 1,15 \cdot \left[\frac{g \cdot \Delta \rho \cdot r}{\rho_l} \right]^{1/4} \quad (3,55)$$

- A débit liquide important, le caractère turbulent du liquide détruit les bulles - (HINZE 1955) a interprété le phénomène en proposant la relation suivante ;

$$U_{1s} + U_{gs} = 4 \left[\frac{D^{0,429} \cdot (\sigma/\rho_1)^{0,089}}{\rho_L^{0,072}} \cdot \left[\frac{g \cdot \Delta\rho}{\rho_1} \right]^{0,446} \right] \quad (3,56)$$

Cette transition demeure valable tant que Re^* reste inférieur au taux de tassement des bulles qui est égal à 52%.

V.1.2. - Transition poche-écume (Churn).

L'écoulement écume (churn) constitue un stade avancé de l'écoulement à bulles et à poches et se caractérise par la présence de grosses bulles de gaz, instables et de formes quelconques. Le film fin autour de la bulle pénètre dans le liquide et crée une agitation en aérant et désintégrant celui-ci. Ceci nous amènera à observer des oscillations de filet liquide, oscillations qui sont la caractéristique d'identification de l'écoulement écume. La transition vers cet écoulement est traduite par la relation :

$$\frac{1E}{D} = 40.6 \left[\frac{U_m}{\sqrt{gD}} + 0,22 \right] \quad (3,57) , U_m = U_{gs} + U_{1s}$$

Ceci montre que $1E/D$ longueur adimensionnelle d'entrée à l'écoulement écume dépend d'un seul paramètre U_m/\sqrt{gD} .

V.1.3 - Transition vers l'écoulement annulaire.

Pour des débits élevés de gaz, l'écoulement devient annulaire. Cette transition à l'écoulement annulaire est introduite par le critère de Turner selon lequel l'écoulement du film liquide est stable si le débit de gaz est suffisant pour lifter les gouttes de liquide.

La relation traduisant ce phénomène est donnée par :

$$U_{gs} \frac{\rho_1^{1/2}}{(\sigma \cdot g \cdot \Delta\rho)^{1/4}} = 3,1 , \forall U_{1s} \quad (3;58)$$

Cette relation montre que cette transition à l'écoulement annulaire est indépendante du débit liquide et du diamètre de la conduite.

V.2. GRIFFITH et WALLIS (1961).

Les deux auteurs s'inspirant des travaux de KOZLOV (1952), utilisent des grandeurs adimensionnelles, à savoir :

$$\begin{aligned} | N_m &= \left[\frac{Q_0 + Q_1}{A} \right]^2 / gD \\ | \\ | E &= \frac{Q_0}{Q_0 + Q_1} \end{aligned} \quad (3,59)$$

La transition Bulle - Bouchon est définie par la condition :

$$E < L \quad \text{Avec } L > 0,13$$

$$\text{et } L = 1,071 - \frac{0,2218}{D} \cdot \left[\frac{Q_0 + Q_1}{A} \right]^2 \quad (3,60)$$

VI.3 - GOVIER et AZZIZ (1972)

Ces auteurs envisagent comme mécanisme de transition Bulle-poche, le phénomène de coalescence, et pour la transition poche-écume une instabilité du film. Les critères utilisés sont basés aussi sur des nombres adimensionnels, à savoir :

$$Y = \left[\frac{\rho_l \cdot \sigma_{wa}}{\rho_w \sigma} \right]^{1/4} \quad , \quad X = \left[\frac{\rho_0}{\rho_l} \right]^{1/3} \cdot Y$$

Les indices w et a sont relatifs à l'eau et à l'air dans les conditions standards les critères de transition sont donc :

1. Bulle - poche $Y \cdot U_{1m} = 0,01 (1,96 X U_{0m})^{0,81} \quad (3,61)$
2. Poche - écume $Y \cdot U_{1m} = 0,263 (X U_{0m} - 8,61) \text{ Si } Y \cdot U_{1m} < 4 \quad (3,62)$
3. Ecume - Annulaire $Y \cdot U_{1m} = 0,01 (X \cdot U_{0m} / 70)^{-0,58} \text{ Si } Y \cdot U_{1m} < 4 \quad (3,63)$

III/ - CONCLUSION SUR LE CHAPITRE.

La carte d'écoulement fig. [3.5], indique approximativement les zones correspondant aux différents phénomènes de transition en considérant uniquement les vitesses superficielles phasiques. Ces cartes ne peuvent fixer quantitativement les bornes du régime d'écoulement considéré, ainsi que celles des transitins qui en découlent.

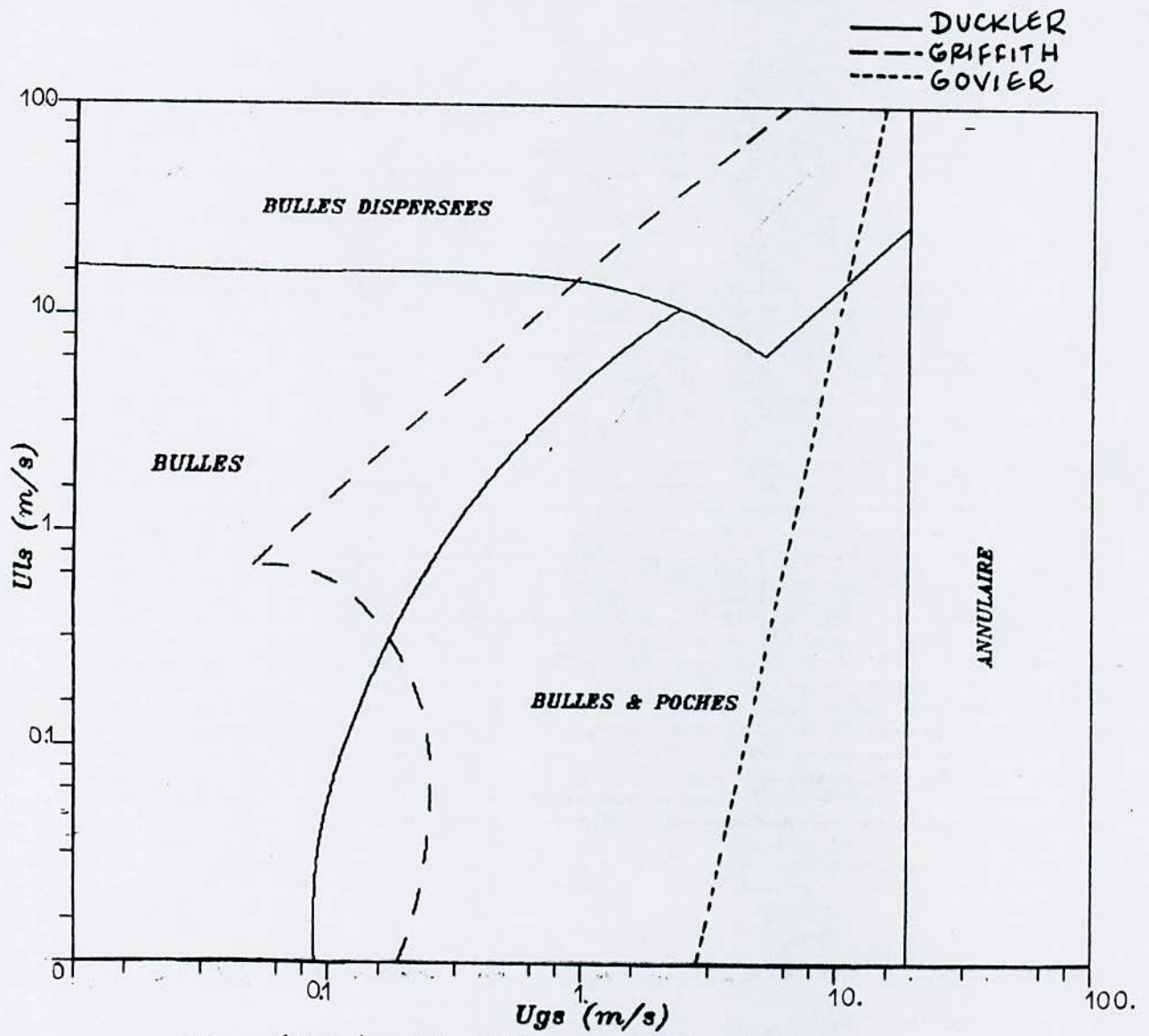


Fig (3.3): **** $U_{ls} = f(U_{gs})$ ****

*CONCLUSION SUR LES CHAPITRES
PRECEDENTS*

Le but principal de la modélisation de l'écoulement est de mettre en évidence un système d'équations afin de retrouver un moyen de calcul fiable décrivant les mécanismes qui peuvent avoir lieu, ceci suppose un comportement des fluides en présence défini au préalable. Par ailleurs, les distributions temporelle et spatiale dans les écoulements diphasiques ne sont relativement connues que pour certaines configurations telles que les écoulements à bulles et poche-Bouchons, ainsi que l'annulaire. Sur ce point, on note le caractère indéterministe des configurations provenant essentiellement des points suivants :

- Subjectivité de chaque expérimentateur dans la qualification du régime observé. Par conséquent, il y a divergence entre les différentes appellations et identification des configurations d'écoulement.

- Difficulté à concevoir et formuler la physique (condition d'instabilité, coalescence, dispersion). Ainsi, la réduction par TAITEL (1980) du nombre de configurations à quatre (Bulles, Poches, semi-annulaire et annulaire) que d'autres auteurs ont adopté, ne peut être universelle.

- Les modèles à cinématique imposée mis au point, sont conçus de façon à mettre en évidence les déséquilibres entre les deux phases et ne décrivent pas la forme de l'interface qui, au vu des considérations prises en compte par certains auteurs, constitue un paramètre déterminant dans la description universelle des écoulements diphasiques.

- Insuffisance des corrélations qui sont conçues dans des conditions d'écoulement données, mais ne donnant pas des possibilités de généralisation.

Chapitre IV

MODELE ENVISAGE

Vu la périodicité des configurations à bulles et à poches dans un écoulement diphasique, le modèle de résolution envisagé consiste à reconstituer l'évolution des grandeurs physiques et géométriques dans une cellule moyenne équivalente (une poche moyenne et un bouchon moyen) en définissant une variable spatiale z' (ou temporelle) à partir du front de poche, ainsi qu'un opérateur de moyenne cellulaire. Cette approche introduit des termes, dans les expressions théoriques, qui expriment la dispersion des longueurs de poche et de bouchon.

En outre, dans le calcul de la moyenne cellulaire d'une grandeur physique $f(z')$ ne sont pris en compte parmi les N événements que ceux pour lesquels $f(z')$ a un sens.

Ainsi, la base de ce modèle de calcul réside dans l'écriture des lois de conservation, obtenues par application de l'opérateur de moyenne cellulaire. Les relations qui en découlent introduisent un certain nombre de grandeurs constitutives ou lois de fermeture, à savoir: dans la poche, vitesse des poches (KOECK), débit d'arrachage en bout de poche (DUCKLER), et dans le bouchon, cisaillement pariétal (modèle homogène), et glissement du gaz (WALLIS).

Ce modèle sera validé à partir de la banque de données ORSAY (air - eau, en conduite de 44 mm) en comparaison aux modèles homogènes et de glissement.

I. RELATIONS SUR LES MOYENNES

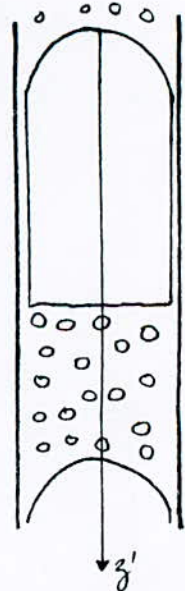
Précisons d'abord les notations d'indices :

β = indice de configuration

k = indice de phase

Zone à phases séparées : $\beta = S \begin{cases} k = F \text{ film} \\ k = P \text{ Poche} \end{cases}$

Zone à phases dispersées : $\beta = D \begin{cases} k = g \text{ gaz} \\ k = L \text{ liquide} \end{cases}$



Les moyennes temporelles sont effectuées sur un temps T correspondant au passage de N cellules, et soit $\theta_{\beta i}$ la durée de passage de la configuration β (s ou D) - on peut écrire =

$$T = \sum_{i=1}^N (\theta_{Si} + \theta_{Di}) \quad \text{soit } T_{\beta} = N \cdot \tilde{\theta}_{\beta} \quad \text{avec} \quad \tilde{\theta}_{\beta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \theta_{\beta i}$$

d'où : $T = T_S + T_D = N \cdot (\tilde{\theta}_D + \tilde{\theta}_S)$ (4.1.)

La fréquence cellulaire de l'écoulement est notée n_c définie par :

$$n_c = \frac{1}{T} = \frac{1}{\tilde{\theta}_D + \tilde{\theta}_S} \quad (4.2)$$

I.1 - Moyenne temporelle = Annexe [II]

On définit la moyenne temporelle sur un intervalle de temps $T \gg 1/n_c$:

$$\bar{f} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(z, t) dt \quad (4.3)$$

Ce type de moyenne correspond à une approche globale et introduit les notions de taux de gaz global R_g et de gradient de pression moyen $\langle dp/dz \rangle$ - les corrélations sur les lois constitutives (chap.3) adoptent cette approche.

1.2- Moyenne par configuration :

Elle est définie comme suit :

$$\bar{f}_\beta = \frac{1}{T_\beta} \int_{(T_\beta)} f(z, t) dt \quad (4.4)$$

Avec (T_β) ensemble des intervalles de temps de présence de la configuration β .

Cette moyenne par configuration permet de définir des grandeurs moyennées sur chaque configuration. Ainsi, les notions de gradient de pression moyen $\langle dp/dz \rangle_\beta$ et de taux de gaz global $R_{k\beta}$ peuvent être introduites. on écrit alors /

$\langle dp \rangle_{\beta}$: gradient de pression moyen dans la configuration β
 $\langle dz \rangle_{\beta}$

$R_{k\beta}$ = taux de gaz global de la phase k dans la configuration β .

$$\text{avec : } R_{gs} + R_{ls} = 1$$

$$R_{gd} + R_{kd} = 1 \quad (4.5)$$

1.3. Notion de moyenne cellulaire : LINE (10)

1.3.1. Fonction de présence de configuration :

En un point quelconque situé à l'abscisse z de la conduite, l'événement i de la configuration β est observé pendant un intervalle de temps $[t_{\beta i}; t_{\beta i} + \theta_{\beta i}]$ est une variable aléatoire de réalisation défini par :

$$\gamma_\beta(z, t) = \begin{cases} 1 & \text{si } t \in [t_{\beta i}; t_{\beta i} + \theta_{\beta i}] \\ 0 & \text{Sinon} \end{cases} \quad (4.6)$$

Le taux de présence de la configuration β , au sens de la moyenne temporelle définie à l'annexe [II], s'écrit :

$$\alpha_\beta = \bar{\gamma}_\beta$$

On introduit une nouvelle variable temporelle θ (ou spatiale z') définie à partir de front de poche i, à savoir :

$$\theta = 0 \quad \bar{a} \quad t = t_{\beta i}$$

Soit $\tilde{\mu}_\beta(\theta)$ la fonction de probabilité de la variable θ , pour l'événement βi , définie par =

$$\mu_{\beta i}(\theta) = \begin{cases} 1 & \text{si } \theta < \theta_{\beta i} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

$$\tilde{\mu}_{\beta}(\theta) = 1 - F_{\beta}(\theta) \quad (4.7)$$

avec: $F_{\beta}(\theta) = \text{Prob}(\theta_{\beta} < \theta)$

1.3.2. Moyenne cellulaire :

La moyenne cellulaire d'une fonction f est définie donc par la moyenne d'ensemble des valeurs de celle-ci aux instants $(t_{\beta} + \theta)$ effectué sur les $N \cdot \mu_{\beta}(\theta)$ événements pour lesquels $f(t_{\beta i} + \theta)$ a un sens.

$$\tilde{f}_{\beta}(z, t, \theta) = \frac{1}{N \cdot \mu_{\beta}(\theta)} \sum_{i=1}^N f(t_{\beta i} + \theta) \cdot \chi(t_{\beta i} + \theta) \quad (4.8.)$$

L'application de cet opérateur aux équations fondamentales de la mécanique des fluides déterminera les paramètres caractéristiques du modèle envisagé.

1.4.1- Equation de conservation de la masse moyennée :

1.4.2- Moyenne par configuration :

Soit $\varphi_{k\beta i}$ le flux massique de la phase k de la configuration β aux extrémités ($i = 0$ et $i = 1$)

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_k \alpha_{\beta} \langle R_{k\beta} \rangle + \frac{\partial}{\partial t} \rho_k \alpha_{\beta} \langle R_{k\beta} \rangle \langle V_k \rangle = -M_c \cdot \frac{\Delta \tilde{\varphi}_{k\beta}}{\Delta U_{\beta}} \quad (4.9)$$

$$\text{avec: } \Delta \tilde{\varphi}_{k\beta} = \tilde{\varphi}_{k\beta 1} - \tilde{\varphi}_{k\beta 0}$$

$$\Delta U_{\beta} = U_{\beta 1} - U_{\beta 0}$$

Le flux massique de la phase k à une abscisse z' est donnée par LINE [10] =

$$\frac{\tilde{\varphi}_{k\beta}(z')}{U_{\beta 0}} = \left[\frac{\tilde{\varphi}_{k\beta 1}}{U_{\beta 1}} \right] \cdot [1 - \Sigma_{k\beta}(z')] \quad (4.10)$$

$[1 - \Sigma_{k\beta}(z')]$ est un terme de correction dépendant du nombre d'événements qui ont contribué au calcul de la moyenne cellulaire par rapport au nombre N d'événements participant à la moyenne d'ensemble.

1.4.2. Conservation cellulaire de la masse.

On établit l'équation cellulaire de conservation de la masse et trouvé en première approximation :

$$\rho_{k\beta} R_{k\beta} [U - \tilde{V}_{k\beta}(z')] = \varphi_{k\beta} [1 - \xi_{k\beta}(z')] \quad (4.11)$$

avec: $\varphi_{k\beta} = [\rho_{k\beta} \cdot \gamma_k (U - V)_{k\beta}] \quad \bar{a} \quad z' = 0$

L'intégration de la relation (4.11) sur la variable z' de 0 à l'infini permet de retrouver l'écriture classique de la conservation de la masse, affectée d'un terme supplémentaire, LINE (10) =

$$\rho_{k\beta} R_{k\beta} [U - c \cdot V_{k\beta}] = \varphi_{k\beta} (1 - E_{k\beta}) \quad (4.12)$$

C: une constante de configuration.

le terme $(1 - E_{k\beta})$ traduit la corrélation entre le flux relatif de la phase k en bout de configuration et la longueur de la configuration.

La relation (4.12) s'écrit alors d'après (4.11) =

$$R_{k\beta} \cdot U - U_{k\beta} = (R_{k\beta} \cdot U - U_{k\beta_1}) (1 - E_{k\beta})$$

avec: $U_{k\beta} = c \cdot R_{k\beta} \cdot V_{k\beta}$

L'écriture de (4.12) pour les configurations s à phases séparées et D à phases dispersées donne la relation :

$$R_{ks} \cdot U - U_{ks} = (R_{ks_1} \cdot U - U_{ks_1}) (1 - E_{ks}) \quad (4.13)$$

$$R_{kD} \cdot U - U_{kD} = (R_{kD_1} \cdot U - U_{kD_1}) (1 - E_{kD})$$

D'autre part, la conservation de la masse s'écrit :

$$R_{k\beta_1} \cdot U - U_{k\beta_1} = R_{k\beta_0} \cdot U - U_{k\beta_0}$$

Or, par continuité, le flux massique est constant, alors :

$$R_{ks_1} \cdot U - U_{ks_1} = R_{kD_1} \cdot U - U_{kD_1} \quad (4.14)$$

Après calcul, en combinant (4.13) et (4.14), on écrit =

$$R_{ks} \cdot U - U_{ks} = R_{kD} \cdot U - U_{kD} - (R_{ks_1} \cdot U - U_{ks_1}) (E_{ks} - E_{kD})$$

Or, on a les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha_s + \alpha_D &= 1 \\ \alpha_s R_{KS} + \alpha_D R_{KD} &= R_K \\ \alpha_s U_{KS} + \alpha_D U_{KD} &= U_K\end{aligned}\quad (4.15)$$

On peut donc écrire :

$$R_K \cdot U - U_K = R_{KS} \cdot U - U_{KS} + \alpha_D (R_{KS1} \cdot U - U_{KS1}) (E_{KS} - E_{KD}) \quad (4.16)$$

$$R_K \cdot U - U_K = R_{KD} \cdot U - U_{KD} - \alpha_s (R_{KS1} \cdot U - U_{KS1}) (E_{KS} - E_{KD})$$

Le taux de gaz global R_g s'exprime alors par la relation

$$R_g = \frac{U_g + R_{gD} \cdot U - U_{gD} - \alpha_s (R_{gS1} \cdot U - U_{gS1}) (E_{gS} - E_{gD})}{U} \quad (4.17)$$

En négligeant les termes $E_{k\alpha}$, la relation ci-dessus se simplifie :

$$R_g = \frac{U_g + R_{gD} \cdot U - U_{gD}}{U} \quad (4.18)$$

I.5- Equation de la quantité de mouvement moyennée =

I.5.1 - Moyenne par configuration .

$$\overline{\langle R_k \rangle \left\langle \frac{dP}{dz} \right\rangle} = -\rho_k \cdot R_{k\beta} \cdot g \cdot \cos \theta + \frac{P_{I\beta}}{A} \cdot \tilde{\zeta}_{I\beta} + \frac{P_{Wk\beta}}{A} \cdot \tilde{\zeta}_{Wk\beta} + \frac{1}{\theta_\beta} \left[\frac{Q_{K\beta_1} - Q_{K\beta_0}}{U} \right] \quad (4.19)$$

Avec $\begin{cases} Q_{K\beta} = \varphi_{K\beta} \cdot V_{K\beta} \\ P_{I\beta} : \text{périmètre interfacial de la configuration } \beta. \\ P_{Wk\beta} : \text{périmètre mouillé par la phase } k \text{ dans la configuration } \beta. \end{cases}$

I.5.2. Conservation cellulaire de la quantité de mouvement :

On établit l'équation cellulaire de conservation de la quantité de mouvement lorsque N événements i de la configuration β contribuent au calcul de la moyenne :

$$\begin{aligned}\overline{\langle R_k \rangle_k \left\langle \frac{dP}{dz} \right\rangle_{k\beta}} &= \frac{\tilde{P}_{I\beta}(z')}{A} \cdot \tilde{\zeta}_{I\beta}(z') - \frac{\tilde{P}_{Wk\beta}(z')}{A} \cdot \tilde{\zeta}_{Wk\beta}(z') - \rho_{k\beta} \cdot \tilde{R}_{k\beta}(z') \cdot g \cdot \cos \theta \\ &\quad + \varphi_{k\beta} \cdot \frac{\partial \tilde{V}'_{k\beta}(z')}{\partial z'}\end{aligned}$$

II. Equations de base du modèle:

II.1. Zone à phases dispersées: L'indice de configuration est $\beta = D$;
les indices de phase $k=L$ et $k=g$.

Les relations de base issues des lois de conservation sont alors:

$$\cdot \tilde{R}_{LD}(z') + \tilde{R}_{gD}(z') = 1$$

$$\cdot \rho_{LD} \tilde{R}_{LD}(z') (u - \tilde{V}_{LD}(z')) = \rho_{LD} (1 - \tilde{\Sigma}_{LD}(z'))$$

$$\cdot \rho_{gD} \tilde{R}_{gD}(z') (u - \tilde{V}_{gD}(z')) = \rho_{gD} (1 - \tilde{\Sigma}_{gD}(z'))$$

$$\cdot \tilde{R}_{LD}(z') \left(\frac{dP}{dz} \right) (z') = \frac{\rho_{LD}(z')}{A} \tilde{\Sigma}_{LD}(z') - \rho_{LD} \tilde{R}_{LD}(z') g - \frac{\rho_{wLD}(z')}{A} \tilde{\Sigma}_{wLD}(z') + \rho_{LD} \frac{\partial \tilde{V}'_{LD}(z')}{\partial z'}$$

$$\cdot \tilde{R}_{gD}(z') \left(\frac{dP}{dz} \right) (z') = \frac{\rho_{gD}(z')}{A} \tilde{\Sigma}_{gD}(z') - \frac{\rho_{wgD}(z')}{A} \tilde{\Sigma}_{wgD}(z') - \rho_{gD} \tilde{R}_{gD}(z') g + \rho_{gD} \frac{\partial \tilde{V}'_{gD}(z')}{\partial z'}$$

avec les inconnues:

$$\tilde{R}_{LD}(z'), \tilde{R}_{gD}(z'), \tilde{V}_{LD}(z'), \tilde{V}_{gD}(z') \text{ et } \left(\frac{dP}{dz} \right)_{gD}(z') = \left(\frac{dP}{dz} \right)_{LD}(z')$$

II.2. Zone à phases séparées: L'indice de configuration est $\beta = S$ et
l'indice de phase $k=F$ et $k=P$; les relations de base s'écrivent alors:

$$\cdot \tilde{R}_{FS}(z') + \tilde{R}_{PS}(z') = 1$$

$$\cdot \rho_{KS} \tilde{R}_{FS}(z') (u - \tilde{V}_{FS}(z')) = \rho_{FS} (1 - \tilde{\Sigma}_{FS}(z'))$$

$$\cdot \rho_{PS} \tilde{R}_{PS}(z') (u - \tilde{V}_{PS}(z')) = \rho_{PS} (1 - \tilde{\Sigma}_{PS}(z'))$$

$$\cdot \tilde{R}_{PS}(z') \left(\frac{dP}{dz} \right)_{PS}(z') = \frac{\rho_{PS}(z')}{A} \tilde{\Sigma}_{SPS}(z') - \frac{\rho_{wPS}(z')}{A} \tilde{\Sigma}_{wPS}(z') - \rho_{PS} \tilde{R}_{PS}(z') g - \rho_{PS} \frac{\partial \tilde{V}'_{PS}(z')}{\partial z'}$$

$$\cdot \tilde{R}_{FS}(z') \left(\frac{dP}{dz} \right)_{FS}(z') = \frac{\rho_{FS}(z')}{A} \tilde{\Sigma}_{IFS}(z') - \frac{\rho_{wFS}(z')}{A} \tilde{\Sigma}_{wFS}(z') - \rho_{FS} \tilde{R}_{FS}(z') g + \rho_{FS} \frac{\partial \tilde{V}'_{FS}(z')}{\partial z'}$$

avec les inconnues:

$$\tilde{R}_{FS}(z'), \tilde{R}_{PS}(z'), \tilde{V}'_{FS}(z'), \tilde{V}'_{PS}(z') \text{ et } \left(\frac{dP}{dz} \right)_{FS}(z') = \left(\frac{dP}{dz} \right)_{PS}(z')$$

Les lois de conservation par configuration, en axe relatif z' , déterminent les taux de présence et les vitesses des phases. La détermination du gradient de pression par frottement se fait moyennant de connaître les lois constitutives sur les cisaillements (modèle de poche), la célérité des poches U (KOECK) et les flux Q_{go} et Q_b qui sont liés par la relation:

$$\frac{Q_{lp}}{\rho_L} + \frac{Q_{gp}}{\rho_g} = U - (u_g - u_L)$$

où u_g et u_L sont les données. Pour calculer l'un de ces flux la grandeur à modéliser est le débit d'arrachage de gaz en bout de poche, ainsi que les taux et vitesse de phase (détail de calcul en 4.II).

Les évolutions des grandeurs \widetilde{R}_{kp} , \widetilde{V}_{kp} et $(dp/dz)_{kp}$ sont reconstituées à partir des solutions aux différentes valeurs de z' - l'intégration de ces grandeurs donne les valeurs moyennes:

$$R_{kp} = \frac{1}{L_p} \int_0^{\infty} \widetilde{\mu}_p(z') \cdot \widetilde{R}_{kp}(z') dz'$$

et

$$V_{kp} = \frac{1}{L_p} \int_0^{\infty} \widetilde{\mu}_p(z') \cdot \widetilde{V}_{kp}(z') dz'$$

a). Loi de cisaillement interfacial

$\tilde{V}_{r_{\text{noy}}}$ = vitesse de film dans le noyau liquide.

$\tilde{V}_{p_{\text{noy}}}$ = vitesse de poche dans le noyau gazeux.

on pose : $U_I^* = \left[\frac{|C_s|}{\rho_g} \right]^{1/2}$

U_I^* est la vitesse de frottement interfacial.

Loi de paroi :

$$\frac{\tilde{V}_{ps}(y)}{U_I^*} = \frac{\tilde{V}_{fs0}}{U_I^*} - 2,5 \ln \frac{y}{K_I} - a(Re_I^*)$$

Loi déficitaire :

$$\frac{\tilde{V}_{ps}(y)}{U_I^*} = \frac{\tilde{V}_{ps0}}{U_I^*} - 2,5 \ln \frac{y}{R_I}$$

Loi de frottement =

$$\frac{\tilde{V}_{ps0}}{U_I^*} = \frac{\tilde{V}_{fs0}}{U_I^*} - 2,5 \ln \frac{R_I}{K_I} - a(Re_I^*)$$

K_I : rugosité interfaciale

$$\tilde{V}_{ps} = \frac{2}{R_I} \int_0^{R_I} \left(1 - \frac{y}{R_I}\right) \cdot \tilde{V}_{ps}(y) dy$$

\tilde{V}_{ps} : vitesse moyennée sur la section de la poche

b/. Entrainement du gaz :

La modélisation consiste à évaluer la proportion de débit effectivement transmis au bouchon q_g par rapport au débit entrainé q_{ge} :

$$\alpha_q = \frac{q_{ge}}{q_g}$$

or : $q_{ge} = q_g + q_{gc}$, donc : $\alpha_q = \frac{q_{gc}}{q_g} + 1$

Pour modéliser α_q , il faut comprendre ce qui se passe au culot de la poche, deux suppositions peuvent être formulées :

1 - Si on considère que le débit q_g arraché à la poche représente une injection de gaz dans le film, c'est l'expansion conséquente du film qui explique la fermeture de la poche avec un culot assimilable à une bulle de gaz.

2 - Si on considère que le jet de gaz entraîné avec un débit q_{ge} éclate à la surface du bouchon de liquide, on peut envisager que c'est l'agitation turbulente créée par l'impact du jet qui restitue au culot le débit q_{gc} .

DUCKLER (11) a retenu cette 2ème hypothèse et a proposé =

$$q_{gc} = A_I \cdot \alpha_k \cdot V_{gc}$$

A_I : Surface complète de la poche.

α_k : taux de gaz.

V_{gc} : vitesse du gaz au culot, imprimée par le liquide.

$$V_{gc} = 0,25 \cdot \tilde{V}_{fs0}$$

$$\alpha_k = \frac{q_{ge}}{q_{ge} + q_f}$$

Expression de q_{ge}

$$A_I = \pi \cdot R_I^2$$

A_E : Section sur laquelle le débit q_{ge} est entraîné.

$$A_E = A_I - \pi (R_I - \delta_E)^2 = \pi R_I^2 \left[1 - \left(1 - \frac{\delta_E}{R_I} \right)^2 \right]$$

δ_E : abscisse où la vitesse du gaz s'annule.

$$\tilde{V}_{ps}(\delta_E) = 0 \quad \text{soit} \quad \frac{\delta_E}{R_I} = \text{Exp} \left[\frac{\tilde{V}_{ps0}}{2,5 U_I^*} \right]$$

or :

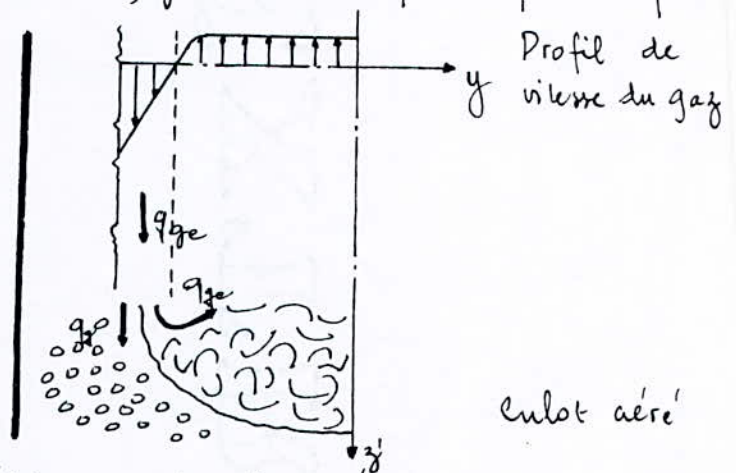
$$\tilde{V}_{ps0} = \tilde{V}_{ps} - 3,75 U_I^* \quad \text{d'où} : \quad q_{ge} = 2\pi \int_0^{\delta_E} (R_I - y) \cdot V_{ps}(y) dy$$

soit :

$$q_{ge} = 2\pi R_I^2 \left[\tilde{V}_{ps0} \left(\frac{\delta_E}{R_I} - \frac{\delta_E^2}{2R_I^2} \right) - 2,5 U_I^* \left(\frac{\delta_E}{R_I} - \frac{\delta_E^2}{2R_I^2} \right) \ln \frac{\delta_E}{R_I} + 2,5 U_I^* \frac{\delta_E}{R_I} \left(1 - \frac{\delta_E}{4R_I} \right) \right]$$

donc :

$$\alpha_g = \frac{q_{ge}}{q_g} = \frac{q_{ge}}{q_g} + 1 = \frac{\pi R_I^2 \cdot \frac{q_{ge}}{q_{ge} + q_f} \cdot \tilde{V}_{fs0}}{4q_c} + 1$$



Enfin, on obtient:

$$\left\{ \begin{array}{l} q_{ge} = 5 \pi R_i^2 U_i^* \frac{\delta E}{R_i} \left(1 - \frac{\delta E}{4R_i} \right) \\ q_{gc} = -\pi R_i^2 \left[\tilde{V}_{ps0} + 1,25 U_i^* \left(1 - \frac{\delta E}{R_i} \right) \left(3 - \frac{\delta E}{R_i} \right) \right] \\ q_g = \pi R_i^2 \tilde{V}_{ps} \end{array} \right.$$

III. Principe de calcul des grandeurs du modèle :

- zone à phases séparées :

Il faut noter que :

- les calculs de moyenne par configuration sont effectués sur la longueur des configurations, selon l'axe relatif z' . Ceci nécessite une loi supplémentaire de longueur d'événement : en l'absence de relation, nous injectons des valeurs expérimentales de L_N .

- zone à phases dispersées :

Les relations sont décrites en moyennes classiques.

Le principe de calcul est le suivant :

- Initialisation de R_g .
- Initialisation des grandeurs du modèle.
- Résolution pas à pas de ces grandeurs le long de la poche.
- Comparaison du taux de gaz calculé à la valeur initiale et réinitialiser R_g si nécessaire.
- Calcul des grandeurs moyennes dans la poche.
- Calcul des grandeurs moyennes dans le bouchon.
- Enfin déterminer des grandeurs globales α_m et (dP/dz) .

- Calcul de la poche :

Constantes du modèle

$$C_L, C_1$$

$$R_{gf} = 0 ; R_{Lf} = 0$$

↓

Données : U_g, U_L, L_s

↓

Vitesse des poches (formule de KOECK)

$$U = 1,20(U_g + U_L) + 0,35 \left[\frac{g \cdot DAP}{P_L} \right]^{0,5}$$

↓

Initialisation arbitraire de R_g

Ceci revient à initialiser le flux massique φ_g :

$$\varphi_g = \rho_g \cdot (R_g \cdot U - U_g)$$

$$\varphi_L = \rho_L \cdot ((1 - R_g) \cdot U - U_L)$$

et par conséquent, initialiser Q_f et Q_p par les relations
proposées ci-dessous :

$$Q_g = \frac{\rho_g \cdot R_{gf}}{\rho_f} \cdot Q_f + \frac{\rho_g \cdot R_{gp}}{\rho_p} \cdot Q_p$$

$$Q_L = \frac{\rho_L \cdot R_{Lf}}{\rho_f} \cdot Q_f + \frac{\rho_L \cdot R_{Lp}}{\rho_p} \cdot Q_p$$

Remarque : Dans la zone à phases séparées, le liquide se répartit dans le film liquide avec un taux R_{Lf} et dans la poche sous forme de petites gouttes avec un taux R_{Lp} . De même, le gaz se distribue dans la poche avec un taux R_{gp} et dans le film sous forme de bulles, avec un taux R_{gf} ; on écrit alors :

$$R_{Lf} + R_{gf} = 1$$

$$R_{Lp} + R_{gp} = 1$$



Conservation de la masse :

$$q_g = \frac{Q_g}{\rho_g} \cdot A \quad \text{et} \quad R_g = \frac{q_g}{A(u - u_g)}$$

$$\begin{cases} q_{fs} = \frac{R_{gf}}{1 - R_{gf} - R_{gp}} \cdot q_L + \frac{1 - R_{gf}}{1 - R_{gf} - R_{Lp}} \cdot q_g \\ q_{ps} = \frac{1 - R_{Lp}}{1 - R_{gf} - R_{Lp}} \cdot q_L + \frac{R_{Lp}}{1 - R_{gf} - R_{Lp}} \cdot q_g \end{cases}$$



Initialisation de : $\tilde{R}_{fs}(0)$, $\tilde{R}_{ps}(0)$, $\tilde{V}_{fs}(0)$ et $\tilde{V}_{ps}(0)$ à $z' = 0$

$$\varphi_F = \tilde{R}_{FS}(0) \cdot \tilde{V}_{FS}(0)$$

$$\varphi_P = \tilde{R}_{PS}(0) \cdot \tilde{V}_{PS}(0)$$

$$\tilde{R}_{FS}(0) + \tilde{R}_{PS}(0) = 1$$

Compte tenu de la connaissance des flux φ_F et φ_P , et des relations ci-dessus, il suffit d'initialiser une de ces quatre valeurs pour les déterminer toutes.

Par la suite le calcul est effectué pas à pas pour déterminer les grandeurs cellulaires \tilde{R}_{FS} , \tilde{R}_{PS} , \tilde{V}_{FS} , \tilde{V}_{PS} et $(dP/dz)_s$.

A noter que le nombre d'interactions N à effectuer vérifie bien sûr :

$$N \cdot \Delta z' = L_s$$

Le modèle de couche limite :

$$q_g = \pi R_I^2 \tilde{V}'_{PS}(z') \quad \text{et} \quad R_g = \frac{q_g - A \cdot u_g}{A \cdot u}$$

Test de R_g

Les valeurs moyennes sur la configuration :

$$R_{FS} = \frac{1}{L_s} \int_0^{L_s} \tilde{R}_{FS}(z') \cdot dz' \quad ; \quad R_{PS} = \frac{1}{L_s} \int_0^{L_s} \tilde{R}_{PS}(z') \cdot dz'$$

$$V_{FS} = \frac{1}{L_s} \int_0^{L_s} \tilde{V}_{FS}(z') \cdot dz' \quad ; \quad V_{PS} = \frac{1}{L_s} \int_0^{L_s} \tilde{V}_{PS}(z') \cdot dz'$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_s = \frac{1}{L_s} \int_0^{L_s} \widetilde{\left(\frac{dP}{dz}\right)_s(z')}. dz'$$

• Calcul du bouchon:

A partir des équations de conservation, on obtient une équation du second ordre en R_{gD} dont la solution est (chap. III):

$$R_{gD} = \frac{G - (U_g + U_L) + \sqrt{(G - U_g + U_L)^2 - 4G U_g}}{2G}$$

avec $G = C^2 \left[\frac{\delta \cdot g \cdot \Delta p}{\rho_L} \right]^{0,25}$ (Formule de WALLIS [15])

C : constante de LEVICH $\approx 1,41$.

La vitesse de la phase dispersée est donc: $V_{gD} = \frac{q_g}{A \cdot R_{gD}}$

Le gradient de pression dans le bouchon: $\left(\frac{dP}{dz}\right)_D = \frac{4 \mathcal{C}_{wD}}{D}$

avec: $\mathcal{C}_{wD} = \frac{1}{2} C_L \rho_L (U - V_{LD})^2$

$V_{LD} = G - V_{gD}$; $C_L = C_L \left(\frac{K_w}{R}, Re_D \right)$ (COLEBROOK)

↓
BILAN GLOBAL

$$\alpha_s = \frac{R_g - R_{gD}}{R_g - R_{gD}} \quad \text{avec} \quad R_{gs} = \frac{1}{L_s} \int_0^{L_s} \widetilde{R_{gs}(z')}. dz'$$

$$\left(\frac{dP}{dz}\right) = \alpha_s \left(\frac{dP}{dz}\right)_s + (1 - \alpha_s) \left(\frac{dP}{dz}\right)_D$$

- . Propriétés de la Conduite : D, K_w, θ
- . Propriétés des fluides : $\rho_L, \rho_g, \mu_L, \mu_g, \sigma$
- . Constantes du modèle : C, X, R_{gf}, R_{lp}

Données : U_g, U_L, L_s

U (formule de KOECK)

Initialisation de R_g

Grandeurs globales : q_g, q_L, q_{fs}, q_{ps}

Initialisation du modèle : $X'=0, \tilde{R}_{fs}^{(0)}, \tilde{R}_{ps}^{(0)}, \tilde{V}'_{fs}{}^{(0)}, \tilde{V}'_{ps}{}^{(0)}$

$X' = X' + \Delta X'$

Modèle poche : $\tilde{R}_{fs}(X'), \tilde{R}_{ps}(X'), \tilde{V}'_{fs}(X'), \tilde{V}'_{ps}(X'), (dp/dz)_s$

$X' = L_s$ NON

Modèle de Couche limite : q_g, R_g

$R_g \text{ Calcul} = R_g \text{ Initial}$ NON

Moyennes sur la configuration s :
 $R_{fs}, R_{ps}, V_{fs}, V_{ps}, (dp/dz)_s$

Modèle Bouchon : $R_{gd}, G, V_{gd}, (dp/dz)_D$

Caractéristiques du modèle : $\alpha_s, dp/dz$

III. Test du modèle:

Une banque de données acquise en laboratoire (ORSAY, air-eau en conduite de diamètre 44 mm) Annexe IV permet de tester le modèle établi en comparaison avec les modèles suivants:

- Modèle homogène
- Modèle de glissement

.La prédiction du taux de gaz global sur les mesures d'ORSAY en comparaison avec le modèle de glissement ($C_0 = 0.3$ m/s) est correcte, Le nuage de points (fig. 4.3) est centré sur la diagonale, même à forts débits de gaz, c'est à dire là où le régime d'écoulement atteint la zone de transition à l'annulaire.

.La prédiction du gradient de pression sur les mesures citées en comparaison avec le modèle homogène est moins bonne. Le modèle semble sous - estimer le gradient de pression moyen de façon systematique de l'ordre de 100 à 250(pas/m) aux fortes vitesses de liquide.

Ces tests valident globalement le modèle envisagé compte tenu de la bonne prédiction du taux de gaz global, le gradient de pression par effet de pesanteur sera bien calculé tandis que le gradient de pression moyen ne peut être pris en compte qu'à faibles vitesses de gaz.

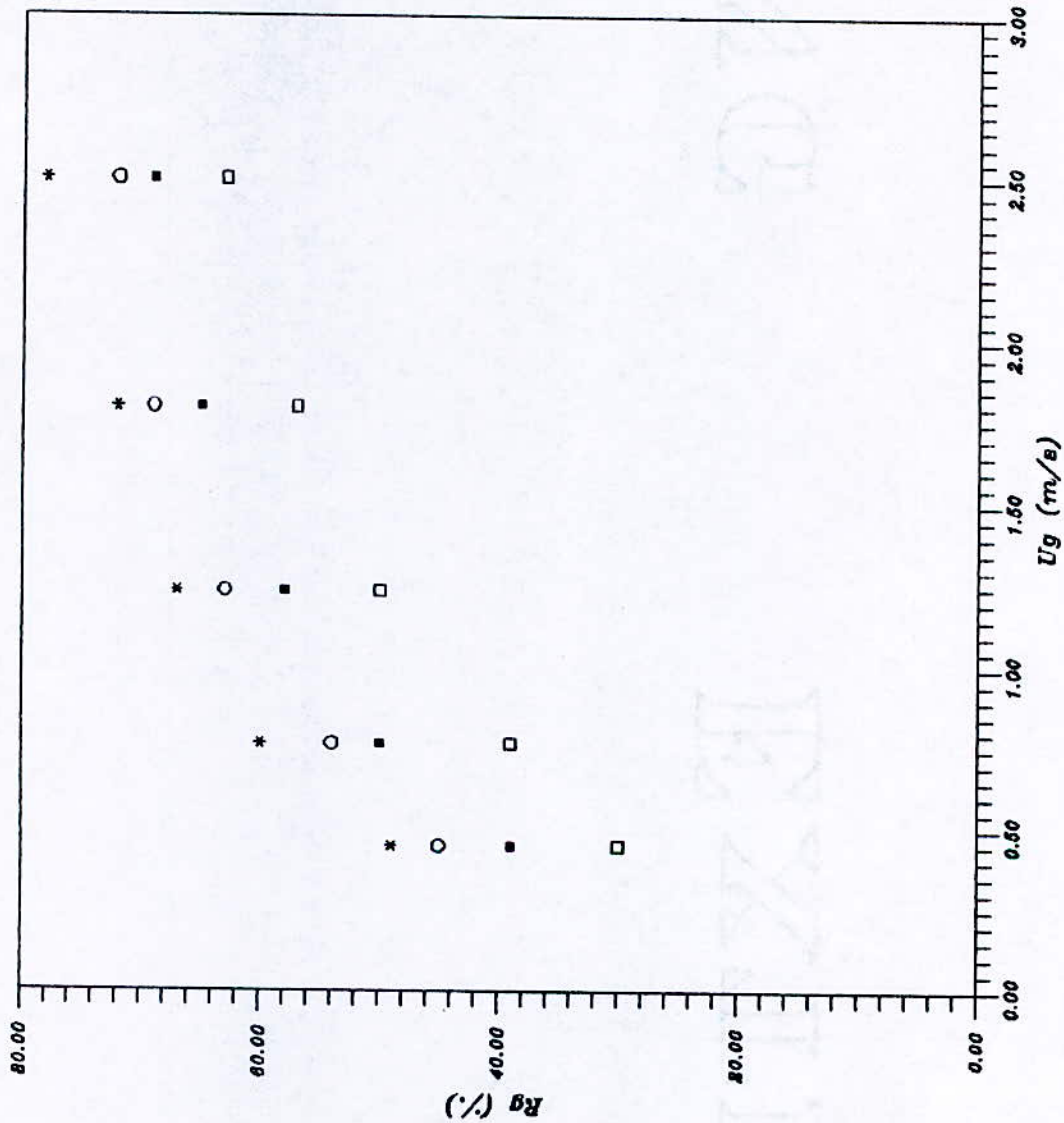


Fig 4.1: Evolution du taux de gaz global R_g en fonction de la vitesse du gaz à vitesse liquide constante **
 =====

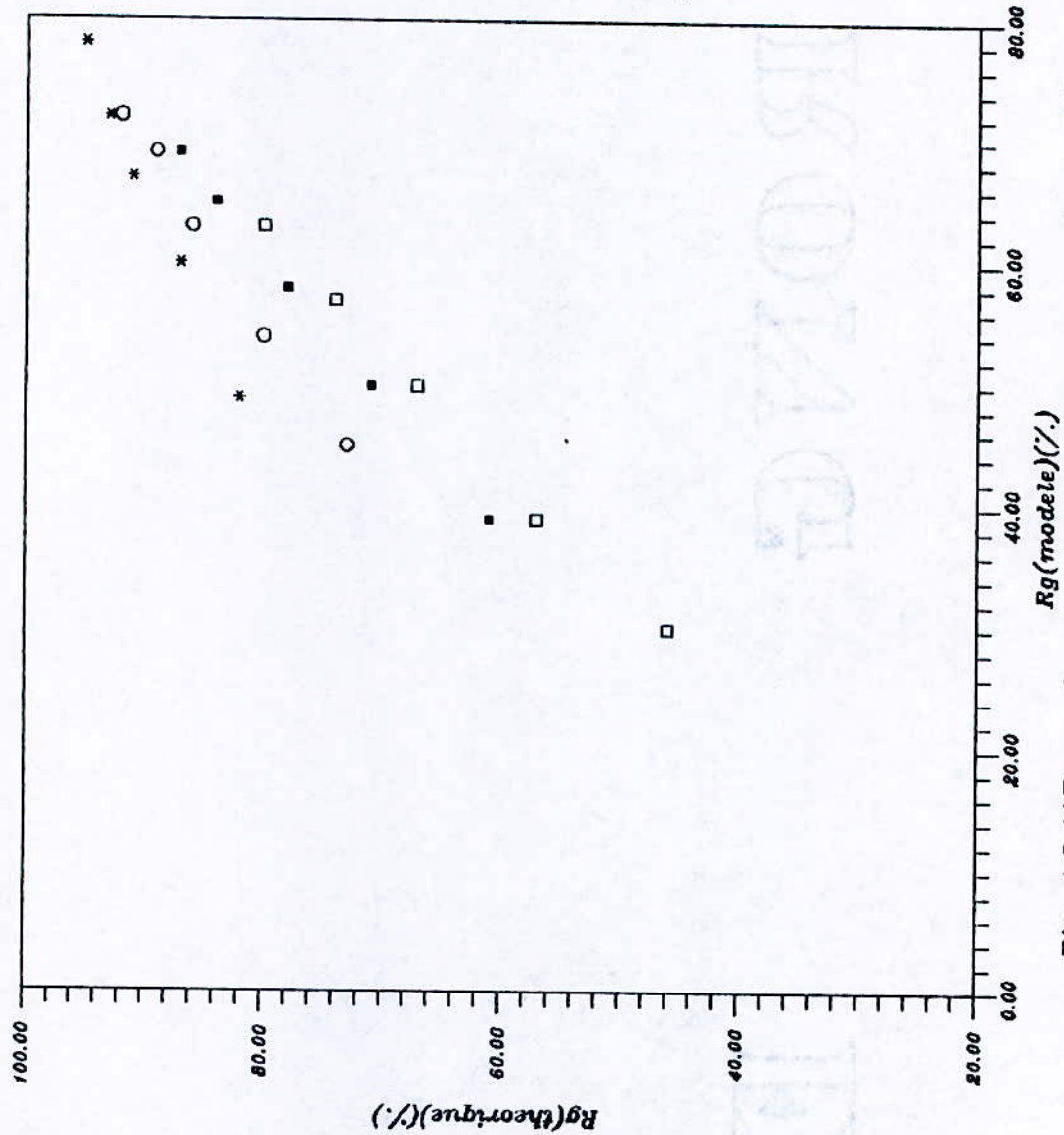


Fig 4.3: **Taux de gaz, comparaison avec le modele
 ===== de glissement ($G=3 \text{ m/s}$).**

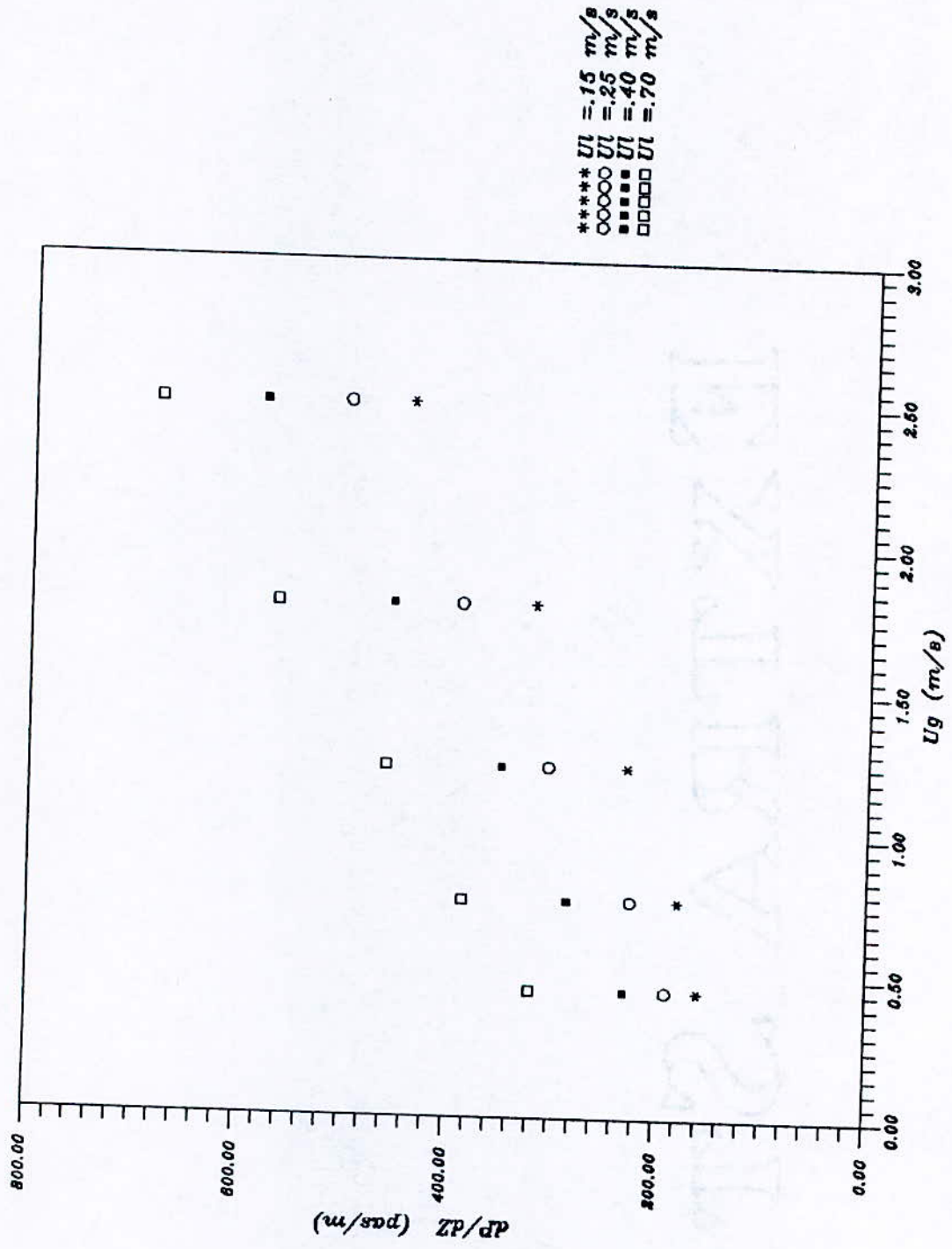
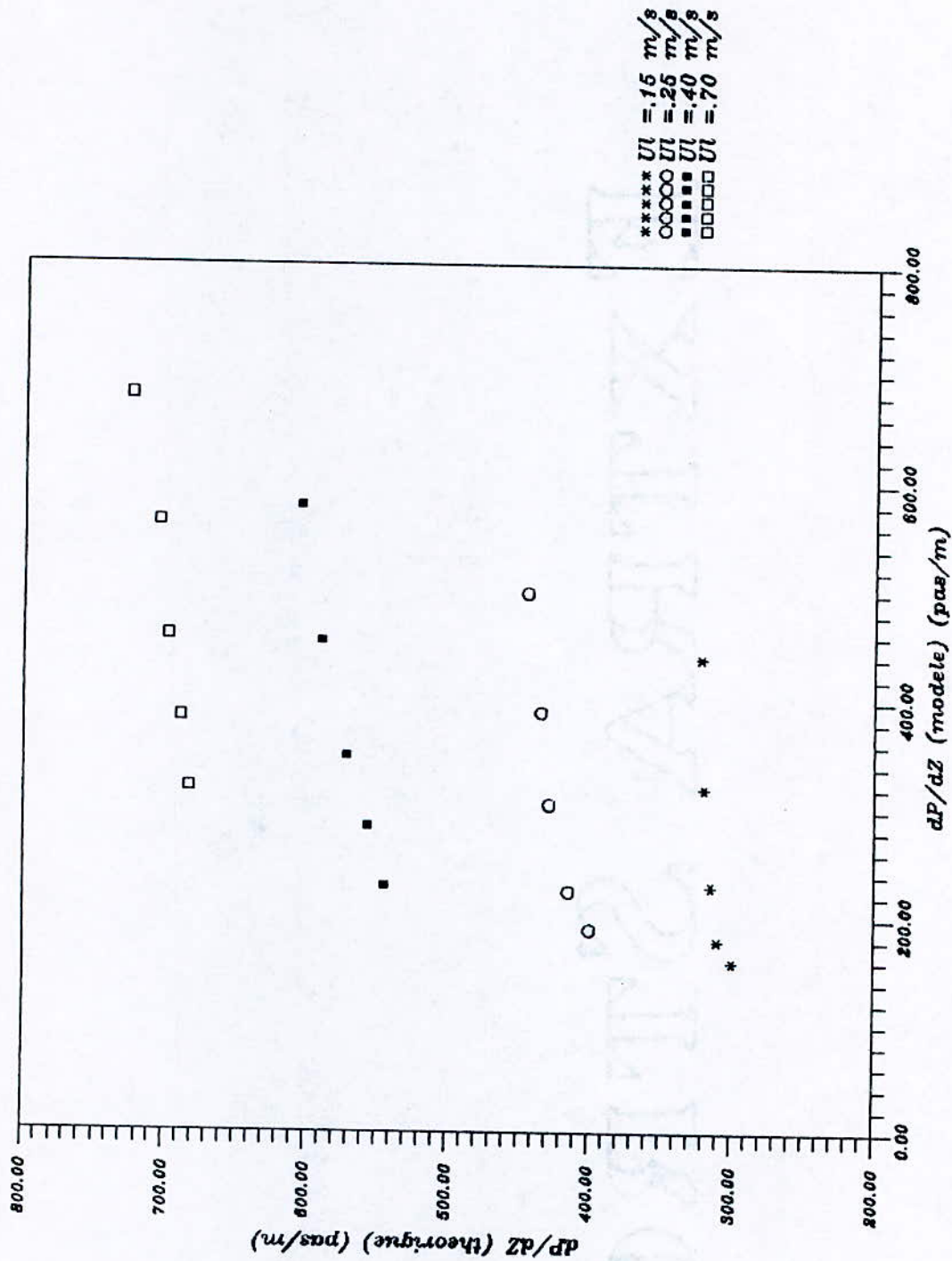
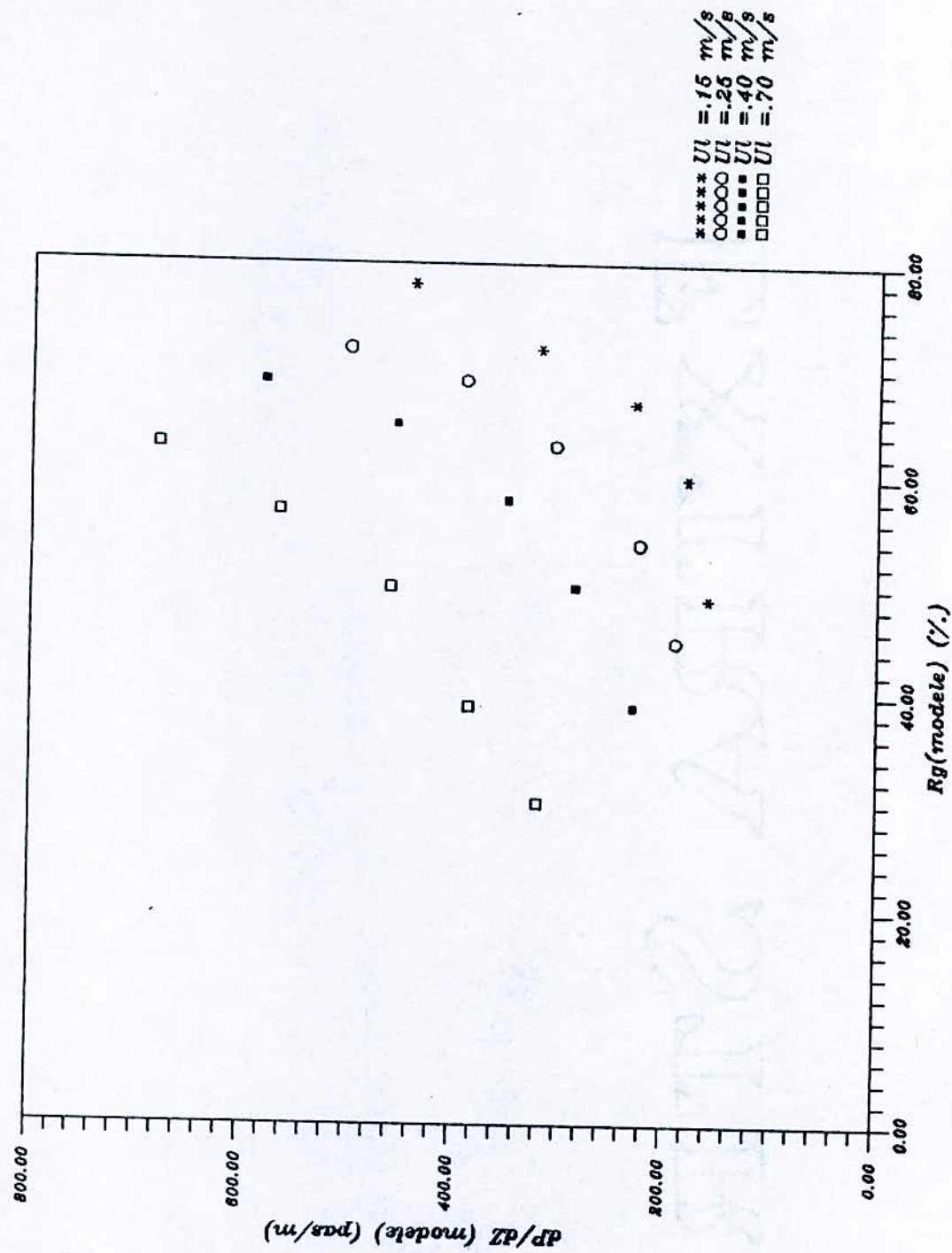


Fig 4.4.** Evolution du gradient de pression par frottement en fonction de la vitesse du gaz a vitesse liquide constante. **



=====
 Fig 4.5.** Gradient de pression par frottement,
 comparaison avec le modele homogene.**



=====
Fig 4.6. Evolution du gradient de pression par frottement en fonction du Taux de gaz. ****

CONCLUSION GENERALE

L'analyse du régime d'écoulement vertical à poches et à bouchons, nous a conduit à considérer l'écoulement à phases séparées que constitue la poche et l'écoulement à phase dispersée que constitue le bouchon. La modélisation que nous avons proposé réside en un modèle de poche évolutif couplé à un modèle bouchon homogène. Au vu des résultats obtenus en testant le modèle, on émet les conclusions suivantes:

- Il n'y a pas de règle générale de modélisation des écoulements diphasiques, le modèle proposé est validé et demeure ainsi valable pour la prédiction des grandeurs globales de l'écoulement. Néanmoins, une analyse plus fine de ce modèle apporterait une prédiction satisfaisante du gradient de pression par frottement.

- Du moment qu'on a pas modélisé l'interface, beaucoup de propositions sont possibles dans la modélisation et il est souhaitable de voir se développer des modèles adaptés aux configurations à film mince et à brouillard (fortes taux de gaz) vu leur abondance dans le secteur industriel.

- La coalescence joue un rôle important dans l'établissement de certaines configurations et constitue un paramètre à prendre en considération dans la description du régime d'écoulement car elle devient de ce fait indispensable.

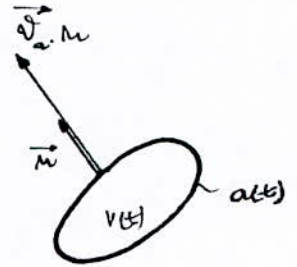
ANNEXES

ANNEXE I

EXPRESSION MATHÉMATIQUES :

I/. LEIBNIZ :

On considère un volume $v(t)$ en mut dans l'espace, délimité par la surface $a(t)$; au point où la normale à $a(t)$ est dirigée vers l'extérieur la vitesse de déplacement de la surface $a(t)$ au point Mest $V_a.n$.



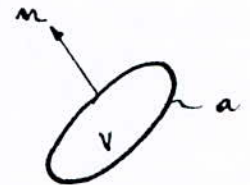
L'intégrale de LEIBNIZ transforme une intégrale de volume en une intégrale de volume, plus une intégrale de surface.

$$\frac{d}{dt} \int_{v(t)} f = n, y, z, t) dv = \int_{v(t)} \frac{\delta f}{\delta t} dv + \int_{a(t)} f. V_a. n. da.$$

$v(t)$ est un volume géométrique, pas nécessairement un volume matériel.

GAUSS:

On considère un volume géométrique délimité par une surface a en mut ou non B et M sont respectivement un vecteur et un tenseur - le Th, de Gauss transforme une intégrale de surface en une intégrale de volume comme suit :



$$\int_a n. B da = \int_v V. B dv$$

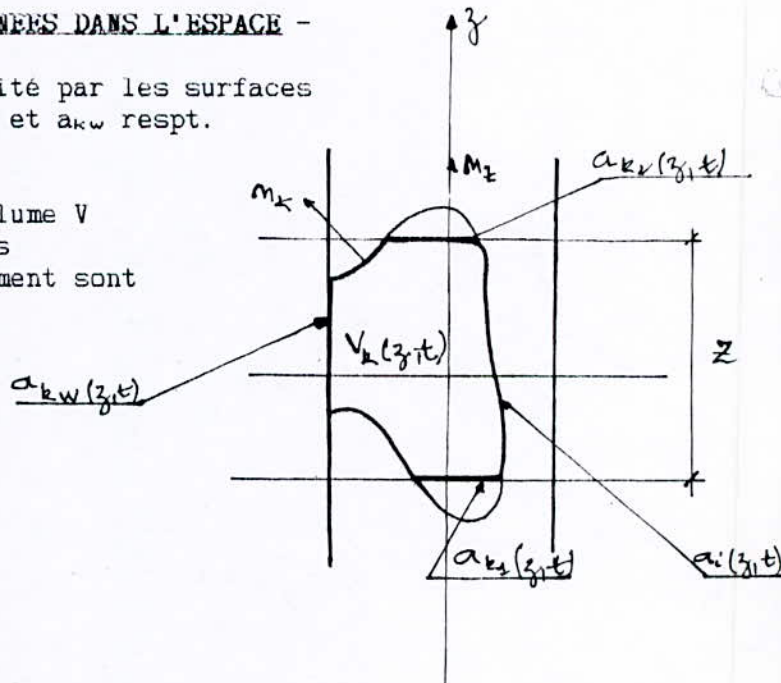
$$\int_a n. M da = \int_v \Delta. M dv$$

II. EQUATIONS INSTANTANÉES MOYENNÉES DANS L'ESPACE -

Soit $V_k(z, t)$ le volume limité par les surfaces ak_1, ak_2 et les portions ar et ak_w respt. du tube et de l'interface.

Les sections limitant le volume V ne sont nécessairement fixes et leurs vitesses de déplacement sont

- $V_{ak1}. n_z$ et $V_{ak2}. n_z$



LEIBNIZ :

L'intégrale de Leibniz appliquée au volume $V_k(z, t)$ conduit à :

$$\frac{\delta}{\delta t} \int_{V_k} f(x, y, z, t) dv = \int_{V_k} \frac{\delta f}{\delta t} dv + \int_{a_i} f \cdot v_i \cdot n_i da - \int_{a_{k1}} f \cdot v_{ak1} \cdot n_z da + \int_{a_{kz}} f \cdot v_{akz} \cdot n_z da$$

où $v_i = v_i \cdot n_k$ vitesse de déplacement de l'interface a_i .

GAUSS :

Le théorème de Gauss appliqué au volume v_k conduit à =

$$\int_{V_k(z, t)} \Delta \cdot B dv = \int_{a_i} n_{ki} \cdot B da + \int_{a_{kw}} n_k \cdot B da - \int_{a_{k1}} n_x \cdot B da + \int_{a_{kz}} n_x \cdot B da$$

$$\int_{V_k} \Delta \cdot B dv = \int_{a_i} n_k \cdot B da + \int_{a_{kw}} n_k \cdot B da + \frac{\delta}{\delta z} \int_{V_k} B_x dv$$

B_x = composante de B suivant oz .

Pour un tenseur M, nous avons =

$$\int_{V_k} \Delta M dv = \int_{a_i} n_k \cdot M da + \int_{a_{kw}} n_k \cdot M da + \frac{\delta}{\delta z} \int_{V_k} n_x \cdot M dv$$

Equations locales moyennées dans le temps :

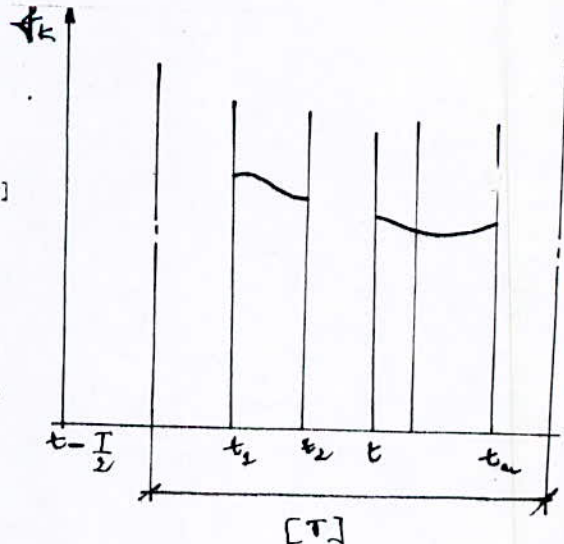
On considère un intervalle de temps

$$[t - 1/2, t + 1/2]$$

Soit $[T_k]$ le temps de présence de la phase K pendant l'intervalle de temps $[T]$
 $[T]$ est aussi le temps d'observation.

$$\int_{[T_k]} \frac{\delta f}{\delta t} dt = \frac{\partial}{\partial t} \int_{T_k} f_k dt - \sum_{\text{disc.}} \frac{f_k \cdot v_i \cdot n_k}{|v_i \cdot n_k|}$$

Si $f_k \equiv 1$, on écrit =



$$\frac{\delta \alpha_k}{\delta t} = \frac{1}{1} \int_{\text{disc.}} \frac{v_i \cdot n_k}{|v_i \cdot n_k|}$$

$\alpha_k =$ fraction temporelle du vide de laphase K, dfinie par =

$$\int_{T_k(x)} \Delta \cdot B_k(x, t) dt = \Delta \cdot \int_{T_k(x)} B_k(x, t) dx + \int_{\text{disc.}} \frac{T_k}{T} \frac{n_k \cdot B_k(x, t)}{|v_i \cdot n_k|}$$

Le vecteur B_k peut être remplacé par le tenseur M_t - Dans le cas particulier du tenseur de vitesse [L]

$$V_{x_t} = - \frac{1}{T} \int_{\text{disc.}} \frac{n_k}{|v_i \cdot n_k|}$$

- ANNEXE II :

a) Condition de stationnarité :

La signification physique de la stationnarité implique que toutes les conditions qui gouvernent le processus sont indépendantes du temps. Ainsi, toutes les caractéristiques moyennes de l'écoulement (distribution des vitesses moyennes, par exemple) et toutes les conditions externes resteront inchangées dans le temps.

Si on considère un champ aléatoire $f(x, t)$, où f est une grandeur physique quelconque (le champ de vitesse U est une grandeur aléatoire dans un écoulement turbulent à 2 phases), on définit l'opérateur τ , moyenne temporelle par =

$$\widetilde{f(t)}^T = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t + \tau) d\tau = \widetilde{f(t)}^T$$

L'écoulement est dit stationnaire si ces moyennes convergent vers des valeurs indépendantes du temps t , lorsque $T \rightarrow \infty$ c'est à dire.

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \widetilde{F(t)}^T = \widetilde{f}$$

b) Conditions d'homogénéité :

Reprenons le même raisonnement pour la grandeur physique $f(x, t)$ en fixant t , x étant la variable ou lui associée la moyenne spatiale =

$$\langle f(x) \rangle_x = \frac{1}{x} \int_{-x/2}^{x/2} f(x + \tau) d\tau = \langle f \rangle_x(x)$$

L'écoulement est dit homogène dans la direction x , si ces moyennes convergent vers des valeurs indépendantes de x , lorsque $X \rightarrow \infty$, c'est à dire :

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \langle f \rangle_x(x) = \langle f \rangle \quad (2)$$

e) Théorème d'ergodicité :

Dans les écoulements à caractère aléatoire, comme c'est le cas dans les écoulements turbulents, les moyennes stationnaires ne sont pas physiquement mesurables car elles exigeraient un grand nombre de réalisations d'un même écoulement. Il est par contre, possible d'accéder assez facilement à la moyenne temporelle, plus difficilement à la moyenne spatiale. Toute fois, il est nécessaire de préciser quelles sont les conditions pour que moyenne statistique et moyenne temporelle d'une part, moyenne statistique et moyenne spatiale d'autre part, s'identifient [la moyenne statistique met en évidence la reproduction d'un phénomène considéré, tandis que la moyenne spatiale définit le degré d'homogénéité du milieu par rapport à la moyenne statistique].

Considérons un champ stationnaire, la moyenne temporelle \bar{f} présédemment définie, et la moyenne statistique \bar{f} . Ces deux moyennes sont indépendantes du temps d'après les propriétés de stationnarité énoncées. De plus \bar{f} est une grandeur aléatoire dont la moyenne doit tendre vers la moyenne statistique ; on dira ainsi que \bar{f} converge vers \bar{f} , lorsque $T \rightarrow \infty$, si l'on a :

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \overline{(\bar{f}^T - \bar{f})^2} = 0$$

L'intégrale de CHEBYSHEV [6] permet d'écrire :

$$\text{Prob} (|\bar{f}^T - \bar{f}| > \epsilon) \leq \frac{\overline{(\bar{f}^T(t) - \bar{f})^2}}{\epsilon^2}$$

On peut donc écrire :

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \text{prob} (|\bar{f}^T - \bar{f}|) = 0$$

Ceci traduit que la probabilité pour que la moyenne temporelle, prise sur un intervalle de temps infiniment grand diffère de la moyenne statistique d'une quantité supérieure à ϵ donnée, est nulle.

La condition d'ergodicité s'écrit donc selon MONIN et YALGOM [6, 7] =

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T \overline{f'(t+\tau) \cdot f'(t)} \cdot d\tau = 0 \quad (5)$$

où $f' = f - \bar{f}$ est la fluctuation de la grandeur.

- ANNEXE III :

Relations fondamentales .

La mise en équation, dans le cas d'un système diphasique est très délicate, il serait fondamental de distinguer les différentes notations et toutes les relations entre les propriétés de l'écoulement des deux phases. On écrit alors =

- Débit massique $W = W_1 + W_2$

- Débit volumique $Q = Q_1 + Q_2$

avec $Q_1 = \frac{W_1}{\rho_1}$ et $Q_2 = \frac{W_2}{\rho_2}$

- On désigne par α la fraction d'un élément de volume occupé par la phase gazeuse à un instant quelconque, il est appelé concentration volumétrique ou taux de vide local. On le désigne par R_g lorsqu'il est mesuré le long du tube ou de la conduite par rapport à une section de mesure A.

$$R_g = \frac{V_L}{A \cdot L} \quad v_L = \text{volume total de la phase liquide}$$

L = Longueur de la conduite.

Il n'est pas toujours possible de mesurer R_g le long de la conduite car l'écoulement n'est pas toujours uniforme, on détermine ainsi une valeur instantanée moyenne de α sur le tronçon de conduite dL =

$$R_g = \frac{\iint \alpha(r,t) dr dt}{\int dr \cdot \int dt}$$

- On désigne par j, la vitesse débitante du mélange ou débit volumétrique par unité de surface :

$$j = j_1 + j_2 = \frac{Q_1 + Q_2}{A} \quad \text{avec } j_1 = \frac{Q_1}{A} ; j_2 = \frac{Q_2}{A}$$

j est liée au taux de vide et aux vitesses locales V_1 et V_2 des 2 phases par les relations :

$$j_1 = (1 - R_g) V_1$$

$$j_2 = R_g V_2$$

$$\text{Soit : } j = (1 - R_g) V_1 + R_g V_2$$

- La vitesse relative ou glissement d'une phase par rapport à l'autre est définie par =

$$G = V_1 - V_2$$

- La vitesse de dérive est la différence entre la vitesse réelle de la phase k et la vitesse débitante du mélange =

$$V_{1j} = V_1 - j$$

$$V_{2j} = V_2 - j$$

- La vitesse débitante de dérive est définie comme suit :

$$j_{21} = R_2 \cdot (V_2 - j)$$

$$j_{12} = (1 - R_2) \cdot (V_1 - j)$$

Donc
$$j_{12} = R_2 \cdot j_1 - j_2 (1 - R_2) = R_2 \cdot (1 - R_1) \cdot V_1 - R_2 \cdot (1 - R_2) \cdot V_2$$

soit
$$j_{12} = R_2 \cdot (1 - R_2) \cdot G$$

La vitesse débitante de dérive est ainsi proportionnelle au glissement.

ANNEXE IV.

Banque de données ORSAY

ORSAY p. atm.	
ρ_L (kg/m ³)	1016.0
μ_L (cp)	1.0
σ (dyn/cm)	57.4
M_0	$5.11 \cdot 10^{-4}$
d_2 (mm)	2.4
V_2 (m/s)	0.153

U_g (m/s)	U_L (m/s)	L_p/D (min)	L_p/D (max)
0.45	0.15	8	08
0.77	0.25	2	60
1.24	0.40	7	07
1.80	0.70	1	56
2.50	—	—	—

NOMENCLATURE

A - Aire de la section droite de la conduite	L^2
G - Coefficient de frottement du liquide	H
D - Diamètre intérieur de la conduite	L
d - Diamètre de la bulle.	L
$(dp/dz)_f$ - Gradient de pression par frottement	$ML^{-2} T^{-2}$
$(dp/dz)_t$ Gradient de pression total écoulement à bulles et à poches.	$ML^{-2} T^{-2}$
G - Glissement	LT^{-1}
j - Vitesse débitante du mélange	LT^{-1}
jG - Vitesse débitante du gaz	LT^{-1}
j _l - Vitesse débitante du liquide	LT^{-1}
K - Indice de phase G ou L	#
P - Périmètre mouillé du tube	$L^3 T^{-1}$
Q _g - Débit volumétrique de gaz	$L^3 T^{-1}$
Q _l - Débit volumétrique du liquide	$L^3 T^{-1}$
Rel - Nombre de Reynolds du liquide	#
Rem - Taux de gaz global	#
Rgt - Taux de gaz global à la transition	#
Rl - Taux de liquide global	#
U _g - Vitesse du gaz	LT^{-1}
U _{gs} - Vitesse superficielle du gaz	LT^{-1}
U _l - Vitesse du liquide	LT^{-1}
U _{ls} - Vitesse superficielle du liquide	LT^{-1}
U _m - Vitesse moyenne	LT^{-1}
V - Vitesse de dérivé locale	LT^{-1}
V _g - Vitesse réelle du gaz	LT^{-1}
V _{gj} - Vitesse de dérive pondérée de ZUBER et FINDLAY	LT^{-1}
V _{gj} - Vitesse de dérivée	LT^{-1}

Vl - Vitesse réelle du liquide	LT ⁻¹
Wg - Débit ouassique du gaz	MT ⁻¹
Wl - Débit volumétrique du liquide	ML ⁻¹

Lettres grecques

δ = épaisseur du film liquide	L
ρ_g = masse volumique de gaz	ML ⁻³
ρ_L = masse volumique du liquide	ML ⁻³
ρ_m = masse volumique du mélange	ML ⁻³
Δ = différence des masse volumiques	ML ⁻³
μ_1 = Viscosité dynamique du liquide	ML ⁻¹ T ⁻¹
α_s = Taux de gaz dans la phase séparée	-
σ = Tension superficielle	MT ⁻²
τ_i = Cisaillement interfacial	ML ² T ⁻²
μ = viscosité virtuelle du mélange liquide-gaz	ML ⁻¹ T ⁻²
λ_1 = Taux de liquide injecté	-
λ_g = Taux de gaz injecté	-
α = Taux de vite local ou instantané	-
τ_{w1} = cisaillement pariétal	M.L. ² .T ⁻²
τ_{wp} = cisaillement pariétal dans la zone à phase séparée	M.L. ² .T ⁻²
τ_{wg} = Cisaillement pariétal dans la zone à phase dispersée	M.L. ² .T ⁻²

Opérateurs :

- $\langle \rangle$: Moyenne spatiale dans la section droite de la conduite.
- $\langle \rangle$: Moyenne spatiale sur la section de passage A_2 d'une phase.
- $-$: Moyenne temporelle sur le temps d'observation T .
- $-'$: Moyenne temporelle sur le temps de présence T_r d'une phase.
- \sim : Moyenne pondérée.

Symboles :

- \triangleq : égal par définition.

BIBLIOGRAPHIE

1. BELHADJ .N
"Identification du régime d'écoulement en écoulement
diphasique descendant"
Thèse de Docteur-ingénieur , INSA Toulouse 1990
2. BONNIN .J et FITREMANN J.M
"Configuration d'écoulement gaz liquide"
Houille blanche, vol 5, pp 309 - 314 , 1978
3. COMOLET .R
"Sur le mouvement d'une bulle dans un liquide"
Houille blanche , N°1, pp 31 - 42 , 1979
4. DELHAYE J.M
"Ecoulement diphasique"
5. DELHAYE J.M
"Les divers modèles d'écoulements diphasiques
gaz-liquide"
Houille blanche, N° 3/4 , pp 179-191 , 1984
6. FABRE J. et CHEVILLER J.P
"Écoulements diphasiques dispersés: Equations de bilan,
problèmes de fermeture"
Houille blanche , N°2 , pp 157-162 , 1988

ERRATA

N.° De la page	Il faut lire	au lieu de
4	phase	phrase
7	CHARLES	CLARCK
"	Elle est	est
8	Churn	Chun
12	Ergodicité	En godicité
22	Mouvement	mut
29	Lisses	Lissees
35	Churn	churu
36	Approximativement	Approximative
54	$z' = z' + \Delta z'$	$x' = x' + \Delta x'$
Annexe II	Reprenons	Rerehons
"	moyenne temporelle \bar{f}	moyenne temporelle f
Nomenclature	$\tilde{V}_{g,j}$: vitesse de dérivé pondérée	$V_{g,j}$: vitesse de dérivé pondérée
"	W_g = débit massique du gaz	W_g = débit massique du gaz
"	W_l = débit massique du liquide	W_l = débit volu-métrique du liquide
"	taux de vité local	taux de vite local
Bibliographie	(15) pattern transitions	(15) Patterns transitoirs.

7. FABRE J.

"Ecoulement diphasiques"
INPT , 1985

8. HUC M.

"Mécanique des fluides appliquée"
Eyrolles - Paris 1975

9. KAMEL T.

"Contribution à l'étude des écoulements diphasiques
dans un tube en U hydrodynamique et transfert de
chaleur"
Thèse de Docteur Ingénieur , INSA Toulouse 1987

10. KETTAB A.

"Ecoulements diphasiques en conduites verticales et
inclinaées"
Thèse de Doctorat d'état , ENP , Alger 1990

11. LINE .A

"Ecoulement intermittent de gaz et de liquide en
conduite verticale"
Thèse de Docteur Ingénieur , INSA Toulouse , 1983

12. MIDDLETON G.V et SOUTHARD J.B
"Mechanis of sediment movement"
Essaen , New York , 1977

13. POCHARD R et REDCREUX M.
"Modélisation des écoulements diphasiques dans les
calculs d'accident de refroidissement des réacteurs
nucléaire à eau sous pression"

Houille blanche , N° 3/4 , pp 193-198 , 1984

14. REDCREUX M.
"Modélisation des écoulements diphasiques dans les
codes avancés décrivant l'accédent de depressurisation dans
les réacteurs à eau sous pression"
Houille blanche , N°6/7 , pp 391 - 396 , 1979

15. TAITEL AND ALI
"Flow patterns transitoirs for vertical upward two
phase flow"
Aiche Journal , vol 26/N°3 , pp 346 - 353 , 1980

16. WALLIS G.B
"One dimensional two phase flow"
Mc. Draw-Hill - New York - 1969

17. WHALLEY P.S

"Flooding , slugging and bottle emptying"

Int. J. Multiphase flow, vol 13 , N°5, pp 723-728 , 1987

