UNIVERSITÉ DE LORRAINE

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

136035 C550

I.N.P.L. L.E.M.T.A.

USSE
[TI] 1990 LUSSEYRAN, F.

# THESE D'ETAT

présentée à

**L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE**

pour obtenir le grade de

## DOCTEUR ES SCIENCES

par

François **LUSSEYRAN**

UNIVERSITE NANCY BIBLIOTHEQUE-SCIENCES

Sujet :

**CARACTERISTIQUES CELLULAIRES DU REGIME A POCHES EN ECOULEMENT GAZ-LIQUIDE CO-COURANT VERTICAL. TRANSITION VERS LE REGIME DESTRUCTURE**

Service Commun de la Documentation
INPL
Nancy-Brabois

---

Soutenue publiquement le 13 Décembre 1990

Membres du Jury

| | | |
|---|---|---|
| **Président :** | **M.** | **LEBOUCHE** |
| **Rapporteurs :** | **G.** | **COGNET** |
| | **J.** | **BATAILLE** |
| | **J.** | **FABRE** |
| **Examinateurs :** | **J.M.** | **DELHAYE** |
| | **A.E.** | **DUKLER** |
| | **K.** | **SEKOGUCHI** |
| | **M.** | **SOUHAR** |

## REMERCIEMENTS

J'ai été accueilli par le Professeur Gérard Cognet, dans son équipe au LEMTA, en automne 1984. Il a pris la charge de diriger ce travail de doctorat dans le cadre de ses travaux sur les écoulements diphasiques, qu'il en soit ici très vivement remercié. Mais je veux aussi, à cette occasion, lui témoigner ma reconnaissance pour son activité à développer l'excellent outil dans lequel nous avons pu mener le travail de recherche sur les écoulements gaz-liquide et dans lequel nous comptons bien poursuivre.

Je dois aussi de très vifs remerciements à Messieurs les Professeurs J. Bataille et Jean Fabre pour avoir accepté la contrainte de rapporter sur ce travail dans de brefs délais, mais surtout pour leurs pertinentes et stimulantes remarques.

Je voudrais encore témoigner ma reconnaissance à mes deux Rapporteurs, à Messieurs les Professeurs Jean-Marc Delhaye, A. E. Dukler, Michel Lebouché et K. Sekoguchi ainsi qu'à Monsieur Mohamed Souhar, pour l'honneur qu'ils m'ont fait par leur présence au jury de cette thèse, d'autant qu'ils ont tous accompagné, à des titres très précieux, mes activités diphasiques depuis leur début.

Il me reste encore une tâche impossible, celle de transmettre ma reconnaissance à toutes les personnes qui ont contribué, au sein du laboratoire, à l'avancement de mes projets. Je ne citerai que les noms des personnes les plus proches, Bernard Antoine, Jean-Pierre Brancher, Catherine Denis, Francis Houot, Alain Gérard, Boujema Izrar, Edith Lang, Denis Lallemand, Robert Murgia, Jacques Mallet, Evelyne Ronat, Salah Skali qui, au titre du secrétariat, de l'assistance technique et de très chers collègues, ont tous été indispensables.

# TABLE DES MATIERES

LISTES DES SYMBOLES ..... 1
INTRODUCTION ..... 2

**PREMIERE PARTIE** : PORTRAIT DE L'ECOULEMENT A POCHE

I MODELISATION CELLULAIRE ..... 5
I - 1 MOYENNES ..... 6
I - 2 MODELISATION DE L'INTERACTION FILM-GAZ ..... 9
I - 2.1 FILM PLAN ..... 9
I - 2.2 FILM ANNULAIRE ..... 11
I - 3 EQUATIONS DE BILAN CELLULAIRE ET LOIS DE FERMETURE ..... 16
I - 3.1 BILAN DE MASSE ..... 17
I - 3.2 RELATION GEOMETRIQUE ET TAUX DE VIDE CELLULAIRE MOYEN ..... 19
I - 3.3 RELATIONS PRINCIPALES DE FERMETURE ..... 19
VITESSE ASCENSIONNELLE DES POCHES DE GAZ ..... 19
LOIS DE FILM ..... 24
VITESSE DE GLISSEMENT DES BULLES DU BOUCHON ..... 25
I - 3.4 MODELISATION ..... 25
I - 4 EPAISSEUR DE FILM ET FLUX INJECTES ..... 27
II RESULTATS EXPERIMENTAUX ..... 32
II - 1 MODIFICATION DE LA BULLE DE TAYLOR PAR LES FLUX DE GAZ ET DE LIQUIDE ..... 32
II - 2 DENSITE DE PROBABILITE ET SIGNAL TEMPOREL - VUE D'ENSEMBLE DU REGIME A POCHES - ..... 40
II - 2.1 EPAISSEUR DE FILM ..... 40
II - 2.2 FROTTEMENT PARIETAL ..... 46
II - 3 VALEURS MOYENNES ET ECARTS TYPES DU FROTTEMENT PARIETAL ..... 54
II - 4 CELERITE, LONGUEUR ET FREQUENCE CELLULAIRE ..... 60
II - 4.1 METHODES DE TRAITEMENT CONDITIONNEL ..... 60
II - 4.2 CELERITE DES POCHES DE GAZ ..... 64
VALEURS MOYENNES ..... 66
PROPRIETES STATISTIQUES ..... 67
II - 4.3 LONGUEUR MOYENNE DE LA POCHE, DU BOUCHON ET DE LA CELLULE ..... 68
ECHELLES CARACTERISTIQUES ET AUTOCORRELATION ..... 68
RESULTATS ..... 71
ANALYSE ET COMPARAISON AVEC LA LITTERATURE ..... 80

## **DEUXIEME PARTIE** : TRANSITION ENTRE REGIMES

III COMPARAISON DES PORTRAITS DE "PHASE" EN REGIME A POCHES ET EN REGIME DESTRUCTURE ..... 87
DEGRE DE LIBERTE ..... 87
III-1 CALCUL DE LA DIMENSION D'UN ATTRACTEUR EXPERIMENTAL ..... 88
III-2 ATTRACTEUR "DIPHASIQUE" ..... 94
IV TRANSITION ENTRE REGIME A POCHES ET REGIME DESTRUCTURE (CHURN FLOW) .. 99
IV - 1 POSITION DU PROBLEME ..... 99
IV - 2 MODELE DE TRANSITION PAR INSTABILITE DU FILM LIQUIDE ..... 103
IV - 3 RESULTATS ET DISCUSSION ..... 105

## **TROISIEME PARTIE** : CONDITIONS EXPERIMENTALES

V MONTAGE EXPERIMENTAL ..... 115
V-1 LA BOUCLE D'ESSAI ..... 115
V-2 LES FLUIDES ..... 119
V-3 LA MESURE DES DEBITS ..... 122
DEBIT DE LIQUIDE ..... 122
DEBIT DE GAZ ..... 124
VI METHODES DE MESURE ..... 126
VI-1 MESURE DE LA PRESSION ..... 126
VI-2 MESURE DU FROTTEMENT PARIETAL ..... 128
PRINCIPE ..... 128
QUALIFICATION DU BANC D'ESSAI ET ETALONNAGE ..... 132
PRECISION DES MESURES ..... 137
VI-3 DETECTION DE LA PRESENCE DES PHASES ..... 138
METHODES NON INTRUSIVES ..... 139
METHODE INTRUSIVE ..... 141
VI-4 MESURE DE L'EPAISSEUR DES FILMS LIQUIDES ..... 142
PRINCIPE ..... 142
LIMITATIONS DE LA METHODE ..... 144
ETALONNAGE ..... 145
VI-5 ACQUISITION ET TRAITEMENT DU SIGNAL ..... 149
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES ..... 151
REFERENCES ..... 154

# ANNEXES

ANNEXE du Chapitre II....160
ANNEXE A....180
1. LES METHODES DE MESURE....181
1.1. - LA SONDE MULTI-POINTES....181
1.2. - LA SONDE MULTI-ANNEAUX....182
2. TRAITEMENTS QUANTITATIFS....183
2.1 CELERITE....183
2.1.1 DEFINITION....183
2.1.2 RESULTATS....183
2.2 AUTRES CARACTERISTIQUES DE L'INTERFACE....186
2.2.1 DEFINITIONS....186
2.2.2 RESULTATS....188
2.2.2.1 FREQUENCE DE PASSAGE DES STRUCTURES LIQUIDES....188
2.2.2.2 TAUX DE LIQUIDE MOYEN....190
2.2.2.3 LONGUEUR DES STRUCTURES LIQUIDES....190
2.2.2.4 LES EPAISSEURS DE FILM....192
- a) Hauteur équivalente des structures liquides....192
- b) L'épaisseur de film équivalente au film de base....192
- c) L'épaisseur minimale....192
2.2.2.5 LE TAUX DE VIDE MOYEN....192
3. CLASSIFICATION QUALITATIVE DES STRUCTURES LIQUIDES :....195
ONDES A L'INTERFACE....195
3.1. Le bouchon....196
3.2. Ondes larges (Huge Waves)....196
3.3. Ondes de perturbation Dw (disturbance Waves)....196
3.4. Grandes Ondes Ephémères EW (Ephemeral Large Waves)....197
4. BIBLIOGRAPHIE....200
ANNEXE B....201
ANNEXE C....212
ANNEXE D....220
1 - MOYENNES TEMPORELLES DU TAUX DE VIDE LOCAL....221
2 - TAUX DE VIDE MOYEN DANS LA SECTION....222
3 - PRESSION AU POINT DE MESURE....223
4 - PERTE DE PRESSION....224
ANNEXE du Chapitre VI....226
MESURE DU FROTTEMENT PARIETAL....227
MESURE DE L'EPAISSEUR DE FILM....230

## LISTES DES SYMBOLES

### Lettres Romaines

| | | |
|---|---|---|
| A | $m^2$ | : aire |
| C | | : coefficient de la relation de Wallis[1961]. |
| C(r) | | : fonction de corrélation. |
| $C_0$ | $mol/m^3$ | : concentration. |
| $\mathfrak{D}$ | $m^2/s$ | : coefficient de diffusivité de l'ion ferri cyanure de potassium. |
| D | m | : diamètre de la conduite. |
| d | | : dimension de l'attracteur. |
| $f_e=\frac{1}{\Delta t}$ | | : fréquence d'échantillonnage. |
| f | Hz | : fréquence |
| G | $1/\Omega$ | : conductance |
| g | $m/s^2$ | : accélération de la pesanteur |
| jg | m/s | : vitesse superficielle du gaz |
| jl | m/s | : vitesse superficielle du liquide |
| K | m/s mol | : coefficient de transfert de matière |
| L,ℓ | m | : longueur et largeur d'électrode. |
| m | | : dimension de l'espace d'accueil. |
| m, r, a, b, k, k', c, c' | | : constantes à signification "locale". |
| N' | | : nombre d'hypersphères d'auscultation. |
| N | | : nombre de points de l'enregistrement. |
| p() | | : densité de probabilité |
| p | | : dimension du pseudo-espace de phases. |
| Q, q | $m^3/s$ | : débits volumiques |
| R | m | : rayon de la conduite |
| r | | : diamètre de l'hypersphère d'auscultation dans le pseudo-espace de phases. |
| r | m | : coordonnée radiale en repère cylindrique |
| S | $s^{-1}$ | : taux de cisaillement |
| T, t | s | : temps |
| T | °K | : température |
| V | Volt | : tension éléctrique |
| $v_i$ | m/s | : vitesse de l'interface liquide |
| v | m/s | : vitesse locale |
| w | m/s | : vitesse locale |
| y = R-r | m | : |
| z | m | : abscisse portée par l'axe de la conduite et orientée positivement vers le haut. |

### Lettres Grecques

| | | |
|---|---|---|
| α | | : taux de vide |
| $\beta=\frac{l_p}{l_c}$ | | : rapport entre longueurs moyennes de la poche et de la cellule complète. |
| $\delta_c=\frac{\tau_i}{\rho_l \varphi_l}$ | m | : épaisseur caractéristique |
| $\delta_{Nu}$, $\delta_b$, $\delta_0$ | m | : épaisseurs caractérisant les états du film |
| δ | m | : épaisseur du film liquide |
| φ (I 2-1) | | : coefficient de saturation, traduisant l'équilibre dynamique du film |
| φ (I 2-6) | $m/s^2$ | : accélération totale |
| $\lambda$ & $C_f=\frac{\lambda}{4}$ | | : coefficients de frottement |
| μ | kg/ms | : viscosité cinématique |
| ν | $m^2/s$ | : viscosité dynamique |
| θ | | : coordonnée angulaire en repère cylindrique |
| ρ | $kg/m^3$ | : masse volumique |
| σ | N/m | : tension superficielle entre liquide et gaz |
| τ | | : déphasage de constitution de la trajectoire. |
| τ, $\tau_{paq}$ | Pa | : frottement pariétal |
| $\tau_i$ | Pa | : frottement interfacial |

### Exposants

| | |
|---|---|
| + | grandeurs adimensionnelles |
| n | grandeurs négatives |
| p | grandeurs positives |

### Indices

| | |
|---|---|
| l | liquide |
| g | gaz |

### Notations de la cellule

| | | |
|---|---|---|
| $\alpha_{bc}$ | | : taux de vide dans le culot de poche. |
| $\alpha_b$ | | : taux de vide moyen dans le bouchon. |
| $\alpha_p$ | | : taux de vide au niveau de la poche. |
| $f_c$ | Hz | : fréquence cellulaire. |
| $l_b$ | m | : longueur de bouchon. |
| $l_c$ | m | : longueur de cellule. |
| $l_p$ | m | : longueur de poche. |
| $u_f$ | m/s | : vitesse liquide dans le film. |
| $u_{gb}$ | m/s | : vitesse du gaz dans le bouchon. |
| $u_{gp}$ | m/s | : vitesse du gaz dans la poche. |
| $u_{lb}$ | m/s | : vitesse du liquide dans le bouchon. |
| $v_p$ | m/s | : célérité d'ascension des poches de gaz. |

## INTRODUCTION

Les recherches systématiques entreprises depuis le début des années 50, motivées principalement par les besoins de l'industrie chimique, pétrolière et nucléaire ainsi que par les sciences géophysiques, laissent non résolues, malgré des progrès considérables, bon nombre de questions à caractère fondamental. Ces lacunes concernent toutes les configurations rencontrées en écoulements diphasiques gaz-liquide. Citons quelques exemples concernant les écoulements internes :

- l'interaction entre bulles et entre bulles et liquide, en régime à bulles.
- les mécanismes physiques à l'oeuvre dans la constitution et l'existence du régime à poches.
- la description de la répartition des interfaces, dans une des configurations de l'écoulement gaz-liquide les plus complexes, désignée par les termes de régime agité, bouillonnant, moussant en anglais "churn ou froth flow" que nous nommerons déstructuré (§IV).
- le problème posé par la stabilité des films ruisselants en paroi ou bien de l'interface horizontale et soumis à l'action déstabilisante d'un écoulement gazeux, configuration typique toujours présente en diphasique gaz-liquide à l'exception du régime à bulles et intervenant notamment dans la structure du régime à poches et du régime déstructuré.

Ce travail se limite à la description de la structure du régime à poches en écoulement co-courant en conduite cylindrique verticale et à la caractérisation et à la prévision de sa transition vers le régime déstructuré. Son principal apport est de nature expérimentale. Les mécanismes physiques de l'écoulement, mis en évidence par la mesure de deux variables importantes de la dynamique, le frottement pariétal et l'épaisseur des films liquides, sont mis en relation avec les hypothèses des modèles cellulaires. Cette étude prend la suite du travail mené par Souhar [1982] au laboratoire et qui concernait principalement la dynamique des écoulements à bulles, mais amorçait aussi l'analyse du régime à poches. Certaines des pistes ouvertes ont été poursuivies, comme l'analyse conditionnelle des signaux, en ajoutant la mesure de l'épaisseur des films liquides, ce qui a conduit à reprendre l'analyse de la dynamique du film entourant les poches de gaz. D'autres données, bien établies n'ont pas été reprises, comme le bilan entre perte de pression, frottement pariétal total et taux de vide; les mesures de gradient de pression et de taux de vide sont simplement données en annexe pour compléter la base de données. Une des deux voies nouvelles abordées consiste en la recherche de critères objectifs pour caractériser la transition entre le régime à poches et celui qui lui succède, le régime déstructuré, recherche dont la nécessité est soulignée par de nombreux auteurs. Par critère "objectif" nous n'entendons pas seulement un critère instrumental, mais surtout interprétable en termes de modèles physiques des deux principales structures de l'écoulement : la poche de gaz avec le film tombant qui lui est associé et le bouchon de liquide. L'autre voie consiste à tenter une description complète de la cellule (ensemble d'une poche et d'un bouchon) représentative de l'écoulement en chaque point de fonctionnement, point défini par une valeur du couple des vitesses moyennes des fluides. Les propriétés caractéristiques sont comparées aux

prédictions des modèles cellulaires, pour une géométrie et un couple de fluides.

La première partie (chapitre I et II) tente de brosser un tableau complet du régime à poches. Le premier chapitre concerne l'analyse théorique stationnaire et mono-dimensionnelle du régime à poches. L'équilibre dynamique du film lisse et établi avec frottement interfacial est traité tout d'abord en tenant compte de la géométrie annulaire de l'écoulement, condition importante pour les conduites de petit diamètre. Les équations de bilan de masse des modèles cellulaires sont ensuite discutées, avec les lois de fermetures associées. Cette partie théorique se termine par une application à l'estimation du débit et de l'épaisseur du film entourant la poche de gaz. Dans la présentation des résultats expérimentaux du deuxième chapitre, l'ordre suivant est adopté :

- modifications imposées à la bulle de Taylor par l'augmentation des flux d'entrée.
- aspects globaux (signaux temporels, densité de probabilité) des mesures de frottement pariétal (pour cette grandeur les résultats sont donnés pour tous les régimes d'écoulement, du régime à bulles au régime annulaire) et de l'épaisseur de film.
- valeurs moyennes du frottement pariétal constituant les données principales pour la mise en évidence de la transition.
- caractéristiques de la cellule représentative : longueurs de poche et de bouchon, fréquence de passage et célérité des cellules.

La deuxième partie (chapitre III et IV) concerne la transition du régime à poches vers le régime déstructuré. L'évolution des propriétés dynamiques de l'écoulement, lors du passage du régime à poches au régime déstructuré puis au régime annulaire, est tout d'abord évaluée, en caractérisant la topologie de l'attracteur bâti dans un pseudo-espace de phases à partir des signaux de frottement (chapitre III). Ensuite nous montrons (chapitre IV), que l'analyse des frottements pariétaux moyens, mesurés séparément au niveau de la poche de gaz et au niveau du bouchon de liquide, permet de dégager un critère physiquement pertinent de transition entre le régime à poches et le régime déstructuré ; de plus, la première structure affectée par la transition est ainsi mise en évidence.

La troisième partie (chapitre V et VI) présente les conditions expérimentales, ainsi que les caractéristiques et la mise en œuvre des méthodes de mesure. Le principe et les protocoles d'applications pratiques sont donnés pour les deux techniques utilisées : la conductimétrie pour les mesures d'épaisseur et la polarographie (méthode électrochimique) pour la mesure du frottement pariétal. Quant à la détection de la présence de la phase gazeuse, on compare les limites respectives de l'usage d'une barrière optique ou de fibres optiques à cœur d'écoulement. Le lecteur souhaitant connaître les conditions de l'expérience conduisant aux résultats analysés dans les deux premières parties est donc convié à se référer au chapitre V, s'il sagit des caractéristiques de la boucle d'essais et au chapitre VI pour les méthodes de mesures.

Les références aux travaux antérieurs sont données pour chaque point, au cours du développement. Dans la conclusion, nous résumons la contribution apportée par ce travail à la connaissance de la structure cellulaire de l'écoulement à poches. Nous précisons le rôle joué par chacun des deux principaux constituants de l'écoulement, le bouchon et la poche, lorsque le flux de gaz atteint la vitesse critique de transition.

# PREMIERE PARTIE

# PORTRAIT DE L'ECOULEMENT A POCHES

# I MODELISATION CELLULAIRE

En écoulement à poches, le flux de gaz est transporté en majeure partie, par de grandes bulles occupant toute la section de la conduite à l'exception de l'anneau de liquide ruisselant en paroi. A ce transport, il faut ajouter, lorsque le diamètre ou/et la vitesse du liquide augmentent, le débit de gaz sous forme de bulles dispersées dans le bouchon de liquide séparant deux poches successives. Les poches de gaz sont souvent nommées bulles de Taylor.

Une cellule est définie par le motif constitué d'une poche de gaz (zone d'écoulement où les phases liquide et gazeuse sont séparées) et du bouchon de liquide qui la suit (zone d'écoulement où la phase gazeuse est dispersée dans le liquide). Ce motif se répète tout au long de la conduite en évoluant notamment avec la perte de pression.

La caractérisation de l'écoulement à poches par la définition des propriétés d'une cellule représentative est déjà ancienne [Wallis 1969]. Ce concept est cependant de plus en plus présent dans la littérature récente, aussi bien du point de vue des équations diphasiques générales [Fabre 1983], ou de la modélisation physique [Fernandes et al. 1983, Orell et al. 1986] que des travaux expérimentaux [Nakoryakoff 1989 et Orell et al. 1986]. Il est aussi à la base des modélisations de la transition poche-annulaire [Taitel et al.1980, McQuillan et al. 1985]. Le point de vue "cellulaire" est à confronter aux approches globales de l'écoulement, du type technique d'homogénéisation définissant un fluide équivalent et utilisant les méthodes mises au point en turbulence homogène [Biesheuvel et al. 1984]. En effet à la différence de l'écoulement à bulles [Wijngaarden 1972, Biesheuvel et al. 1984, Marié et al. 1983], ou des films liquides, la caractérisation globale de la turbulence du régime à poches n'a pas de sens physique simple, car l'alternance des bouchons et des poches, entraîne la fluctuation de tous les paramètres, fluctuation éventuellement considérable par rapport à la valeur moyenne. Une bonne illustration en est donnée par la valeur moyenne du frottement pariétal qui en écoulement à poches peut être nulle pour certaines valeurs de flux d'entrée [Souhar 1982]. Il existe cependant une approche globale pertinente du régime à poches qui consiste à considérer les fluctuations du taux de vide, comme une propagation d'ondes cinématiques (ondes de continuité ou de transport). Cette démarche a été développée, notamment par Bouré [1988] d'un point de vue théorique, ainsi que Theron [1984] au sujet de la vitesse des poches et très systématiquement de façon expérimentale par Sekoguchi [Sekoguchi et al. 1987]. Il est ainsi possible d'aborder dans leur continuité l'ensemble des configurations d'écoulement, du régime à bulles au régime annulaire, ce qui permet d'envisager une approche alternative au problème posé par la transition entre régimes. A notre connaissance, cette approche n'a cependant pas encore débouché sur des modèles opérationnels.

Bien entendu un modèle cellulaire devrait, en plus des propriétés à l'échelle de la cellule, permettre une moyenne à l'échelle de l'installation des paramètres globaux tels que, taux de vide, perte de pression et même transfert de chaleur. Cette sommation sur la longueur de conduite nécessite de connaître le nombre de cellules et donc leur fréquence de passage $f_c$ ainsi que leur vitesse de déplacement $v_p$, deux variables essentielles à la connaissance de l'écoulement.

La validité du concept de cellule représentative (ou moyenne) est évidente, si les poches se succèdent de façon périodique. En pratique, toutes les propriétés cellulaires fluctuent autour d'une valeur moyenne, notamment au voisinage de la transition vers l'écoulement agité. Un effort de rationalisation important a été mené à l'IMST de Toulouse [Liné 1983, Liné et Masbernat 1985, Fréchou 1986, Fabre et al. 1983, Fabre et Liné 1989]. Ces auteurs partent des équations générales des écoulements diphasiques et complètent les opérations de moyennes spatiale et temporelle habituelles [Delhaye 1968, Ishii 1975], par un opérateur de moyenne cellulaire. Les lois résultant de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, apparaissent effectivement, mais complétées par des termes croisés issus des fluctuations de chaque variable lorsqu'on passe d'une cellule à l'autre. Cependant l'utilisation de ces expressions, en moyenne cellulaire, est difficile, ce qui conduit les auteurs à des simplifications justifiées si la célérité des poches est peu dispersée autour de sa valeur moyenne. Très peu de travaux expérimentaux (citons cependant [Sekoguchi 1983, 1984]) apportent une information sur la dispersion des paramètres celullaires. Cette étude prétend combler une partie de cette lacune.

## I - 1 MOYENNES

Ces quelques lignes sur la prise de la moyenne des différentes grandeurs de l'écoulement diphasique, ne sont pas écrites en cédant à ce qu'on pourrait croire une mode affectant tout impétrant sur le sujet, mais après constatation qu'il s'agit effectivement d'un point délicat et véritablement fondamental aussi bien pour le théoricien que l'expérimentateur. Le sujet est soigneusement présenté dans les travaux de Delhaye [1968] ou de Ishii [1975], pour les opérateurs de moyenne, spatiale, temporelle et statistique. Comme déjà mentionné, le développement d'opérateurs de moyenne cellulaire [Fabre et al.1983, Fabre et Liné 1989] semble très prometteur, même s'il subsiste des difficultés. Nous rappelons, dans ce qui suit, les notions minimales, indispensables à la définition des grandeurs utilisées dans les modélisations ultérieures.

La moyenne d'une grandeur $F(t, \vec{x})$ locale et instantanée, par exemple le taux de vide ou la vitesse, peut-être envisagée selon plusieurs points de vue. Le plus courant est celui de l'observateur solidaire du référentiel du laboratoire. La moyenne peut être temporelle, prise sur une variété (un diamètre, une section ou un volume de conduite) ou statistique. Les opérateurs sont notés comme suit :

$$\overline{F(t,\vec{x})} = \frac{1}{T}\int_0^T F(t,\vec{x})\,dt \qquad \text{temporelle} \qquad \text{(I 1-1)}$$

$$\langle F(t,\vec{x})\rangle = \frac{1}{\mathcal{V}}\int_{\mathcal{V}} F(t,\vec{x})\,d\omega \qquad \text{spatiale : ligne, surface ou volume} \qquad \text{(I 1-2)}$$

$$\overline{\overline{F(t,\vec{x})}} = \frac{1}{N}\sum F(t,\vec{x}) \qquad \text{statistique} \qquad \text{(I 1-3)}$$

La notion de cellule est une description mono-dimensionnelle dans un référentiel qui lui est attaché. Elle nécessite donc aussi l'usage d'une moyenne statistique d'une grandeur X(z), comme par exemple le frottement pariétal ou l'épaisseur de film, fonction de l'abscisse z dont l'origine est choisie en tête de chaque "réalisation" de la structure considérée (poche, bouchon, ou cellule complète). Pour obtenir la valeur moyenne $\overline{X(z)}$ de la variable aléatoire X à la cote z, il faut diviser le cumul sur les N réalisations par le nombre effectif de réalisations à la cote z, car toutes les structures n'ont pas la même longueur. D'où l'expression de la moyenne cellulaire :

$$\overline{X(z)} = \frac{\sum_{i=1}^{N} X(z)}{N(1-F_X(z))} \qquad \text{(I 1-4)}$$

avec $F_X(z) = \int_0^z p_X(z')\,dz'$ la fonction de répartition de X

et $p_X(z)$ la fonction de densité de probabilité.

Nous gardons le même symbole pour la moyenne temporelle et la moyenne statistique.

Rappelons encore la définition de deux grandeurs moyennes fondamentales en écoulement diphasique :

- le taux de vide surfacique instantané $\alpha$ égal à l'air occupé par le gaz divisée par la section de conduite :

$$\alpha = \frac{A_g}{A} \qquad \text{(I 1-5)}$$

-le taux de vide local égal au rapport du temps $t_g$ de présence du gaz en ce point, sur le temps de cumul t :

$$R_g = \frac{t_g}{t}. \qquad \text{(I 1-6)}$$

On démontre à l'aide de la fonction indicatrice $X_g$ de présence du gaz (égale à 1 en présence du gaz, sinon nulle) un résultat intuitif : la moyenne dans le temps du taux de vide surfacique est égale à la moyenne dans la section du taux de vide local, soit :

$$\overline{\alpha} = \langle R_g \rangle$$

Notre notation de moyenne spatiale est ambiguë puisqu'elle ne distingue pas la moyenne effectuée sur toute la section du tube, de celle effectuée sur la surface concernée par une seule des deux phases. Cependant, en pratique, la moyenne surfacique du taux de vide se fait, bien entendu, sur toute la section puisqu'il s'agit de caractériser la proportion des deux phases. Par exemple $\langle R_g \rangle$ correspond nécessairement à une prise de moyenne sur toute la surface. A l'inverse, si on considère la vitesse du liquide dans le bouchon $u_{gb}$, la valeur moyenne surfacique recherchée se rapporte à l'aire occupée par le liquide; dans ce cas $\langle u_{gb} \rangle$ signifie $\langle u_{gb} \rangle_l$. Lorsqu'on veut parler de vitesse moyenne sur la section de conduite, l'habitude est de parler de vitesse superficielle que nous notons toujours "j". Ces dernières remarques soulignent, qu'en pratique, les risques d'ambiguïté sont mineurs. Il est ainsi possible, pour les modélisations qui vont suivre, d'utiliser

des notations simplifiées.

En conclusion de ce paragraphe voici encore le calcul du frottement pariétal moyen $\tau$ dont les résultats de mesure sont présentés au chapitre II et la technique de mesure au chapitre VI. La variable aléatoire mesurée est le courant de sonde i. La grandeur physique étudiée s'en déduit par la relation $\tau_p = f(i) = k\, i^r$.

Par définition l'espérance mathématique de la transformée par la fonction f d'une variable aléatoire X est donnée par :

$$E(f(X)) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\, p(x)\, dx \quad \text{avec } p(x) \text{ la densité de probabilité de la variable X.}$$

La même définition s'applique aux moments d'ordre plus élevé. La moyenne et la variance du frottement s'écrivent donc :

$$\overline{\tau} = \int_{-\infty}^{+\infty} k i^r\, p(i)\, di \qquad \text{: moment d'ordre 1} \qquad \text{(I 1-7)}$$

$$\overline{\sigma_\tau}^2 = E((\tau - \overline{\tau})^2) = \int_{-\infty}^{+\infty} (k i^r - \overline{\tau})^2\, p(i)\, di \qquad \text{: moment d'ordre 2} \qquad \text{(I 1-8)}$$

Nous serons amenés à étudier séparément la moyenne des contributions positive $\tau^+$ et négative $\tau^-$ du frottement, définie par la relation :

$$\overline{\tau} = \int_{-\infty}^{0} k i^r\, p(i)\, di + \int_{0}^{+\infty} k i^r\, p(i)\, di = \overline{\tau^-} + \overline{\tau^+} \qquad \text{(I 1-9)}$$

de même la valeur de l'écart type du signal peut être décomposée en une contribution positive et une contribution négative respectivement centrées sur $\overline{\tau^+}$ et $\overline{\tau^-}$ .

Il ne faut pas confondre les contributions négative et positive $\overline{\tau^-}$ , $\overline{\tau^+}$ avec les frottements négatif moyen $\overline{\tau^n}$ et positif moyen $\overline{\tau^p}$ définis par :

$$\overline{\tau^n} = \frac{1}{T^-} \int_0^{T^-} \tau^-(t)\, dt \qquad \text{et} \qquad \overline{\tau^p} = \frac{1}{T^+} \int_0^{T^+} \tau^+(t)\, dt$$

et tels que $\overline{\tau} = \beta\, \overline{\tau^n} + (1-\beta)\, \overline{\tau^p}$

On en déduit immédiatement la relation entre les deux définitions :

$$\overline{\tau^n} = \frac{1}{\beta}\, \overline{\tau^-} \qquad \text{et} \qquad \overline{\tau^p} = \frac{1}{(1-\beta)}\, \overline{\tau^+} \qquad \text{(I 1-10)}$$

avec $\beta$ le rapport de la longueur moyenne des poches de gaz sur la longueur moyenne de la cellule complète.

## I - 2 MODELISATION DE L'INTERACTION FILM-GAZ

Ce paragraphe se propose d'évaluer l'importance du rayon de courbure, en géométrie cylindrique de petit diamètre, en ce qui concerne l'interaction entre le film de liquide et l'écoulement de gaz. Le film est supposé lisse et les deux écoulements permanents et établis. L'objectif est double : - définir une loi de film adaptée aux conduites de petit diamètre, loi nécessaire à la fermeture des équations du modèle cellulaire, - tester l'existence de solutions multiples lorsque le film est en équilibre entre les forces de pesanteur et les forces de frottement pariétal et interfacial. Ce dernier point s'inspire de l'étude d'un film laminaire plan soumis à un frottement interfacial par Zabaras et Dukler [1986].

Rappellons, tout d'abord, quelques relations fondamentales. En écoulement permanent établi et axi-symétrique, le bilan de quantité de mouvement appliqué au film liquide annulaire conduit à une relation très générale entre le frottement interfacial $\tau_i$ et le frottement pariétal $\tau_p$. Cette relation suppose uniquement l'égalité de la pression de part et d'autre de l'interface. Elle est indépendante du caractère laminaire ou turbulent des phases liquide ou gazeuse et conduit à l'expression algébrique suivante :

$$\tau_p = \tau_i \frac{1}{\left(1 - \frac{\delta}{R}\right)} + \delta\, g\, \rho_l \left(1 - \frac{\delta}{2R}\right)\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \qquad \text{(I 2-1)}$$

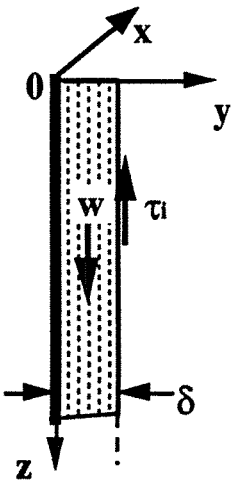
avec $\delta$ l'épaisseur du film, R le rayon de la conduite, g l'accélération de la pesanteur et $\rho_l$ , $\rho_g$ les densités du liquide et du gaz. En l'absence de frottement interfacial elle se réduit à :

$$\tau_p = \delta\, g\, \rho_l \left(1 - \frac{\delta}{2R}\right)\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \qquad \text{(I 2-2 )}$$

et pour un film plan ruisselant librement (R ->+∞ et $\rho_g/\rho_l$ <<1), à l'expression classique $\tau_p=\rho_l g\delta$.

### I - 2.1 FILM PLAN

En écoulement incompressible, monodimensionnel, stationnaire, l'équation de continuité entraîne l'établissement du film et les équations de Navier-Stokes se réduisent à :




$$\nu_l \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \varphi_l = 0 \qquad \text{avec} \quad \varphi_l = g - \frac{1}{\rho_l}\frac{\partial p}{\partial z}$$

et les conditions aux limites $\begin{cases} y = 0 \rightarrow w = 0 \\ y = \delta \rightarrow \mu_l \dfrac{\partial w}{\partial y} = -\tau_i \leq 0 \end{cases}$

Le profil de vitesse solution a pour expression:

$$w(y) = \frac{\rho_l}{\mu_l} \varphi_l \left[ (\delta - \delta_c)\, y - 1/2\, y^2 \right] \qquad \text{et } y \le \delta \qquad \text{(I 2-3)}$$

avec $\delta_c = \dfrac{\tau_i}{\rho_l \varphi_l}$ une épaisseur caractéristique du fluide et du frottement interfacial.

Soit pour le débit de film : $$q_l = \frac{\pi D \rho_l \varphi_l}{3 \mu_l} \delta^3 \left[ 1 - \frac{3}{2} \frac{\delta_c}{\delta} \right] \qquad \text{(I 2-4)}$$

En l'absence d'interaction avec le gaz, soit $\dfrac{\partial p}{\partial x} = 0$, $\tau_i = 0$, on retrouve l'expression de Nusselt :

$$q_l = \frac{\pi D g \rho_l}{3 \mu_l} \delta^3$$

Une analyse de la relation (I 2-4) entre le débit de liquide dans le film et l'épaisseur, permet de faire apparaître quelques propriétés remarquables d'un film liquide soumis à un écoulement de gaz à contre-courant. Cette relation est un polynôme du troisième degré, ayant $\delta = 0$ et $\delta = 3/2\ \delta_c$ comme racines (figure I 2-1). Les débits sont comptés positivement lorsque le film est descendant et négativement pour l'écoulement inverse. Notons les points suivants:

-a) Pour un frottement interfacial donné, le débit du film ascendant présente un extremum correspondant à la capacité maximale de drainage $q_{lc}$, atteint en $\delta = \delta_c$ :

$$q_{lc} = -\frac{\pi D g \rho_l}{6 \mu_l} \delta_c^3$$

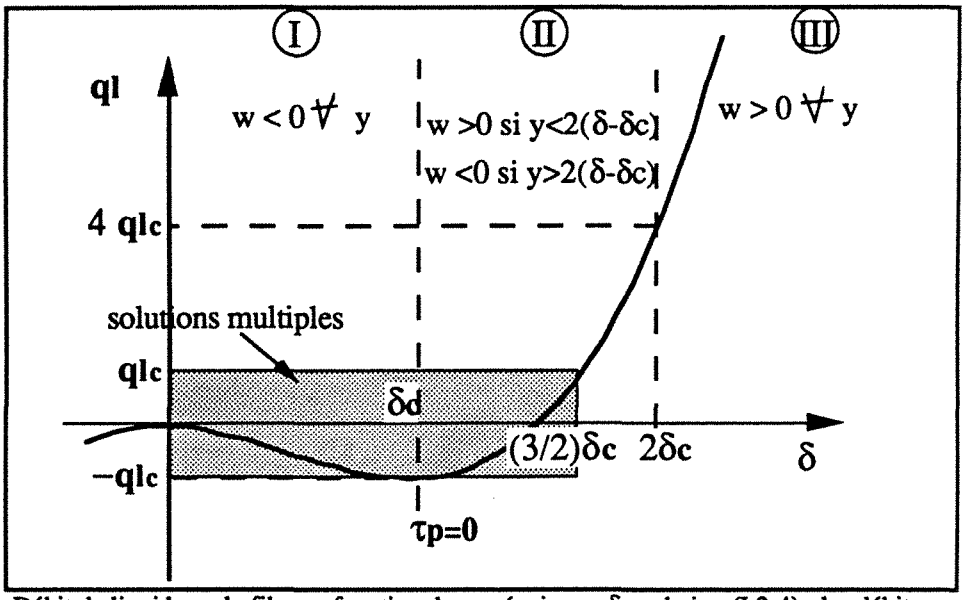
-b) lorsque le débit injecté est inférieur à $|q_{lc}|$, trois épaisseurs de film sont possibles pour un même débit. Deux correspondent à un film ascendant, sans recirculation (zone I) ou avec recirculation (zone II). La troisième correspond à un film descendant présentant nécessairement une recirculation (zone II).

-c) lorsque le débit injecté est supérieur à $|q_{lc}|$ le film est descendant, sans recirculation si $q_l > |4 q_{lc}|$ (zone I).

-d) Lorsque $\delta = \delta_c$, le poids du film est entièrement compensé par le frottement interfacial $\tau_i$, donc $\tau_p = 0$. Le débit ascendant est alors maximal.

La solution triple du cas b), est envisageable dans la configuration expérimentale des études du flooding, où le liquide est injecté latéralement dans la conduite et peut, pour un débit imposé en valeur absolue, soit monter, soit descendre. Dans la configuration du film entourant la poche, l'existence d'un film ascendant n'est jamais observée et n'est pas compatible avec l'existence de cette poche. La solution ascendante ne peut donc être envisagée que dans le cadre d'un scénario de rupture du film, c'est à dire, de perte de stabilité de la poche de gaz. Autrement dit, si le débit du film tombant est inférieur à $q_{lc}$, ou ce qui est équivalent, que l'épaisseur du film est inférieure à $2/3\delta_c$, la présence de mécanismes nonlinéaires permettent le saut vers la solution ascendante, entraînant la destruction du film. Ceci reste une conjecture, tant qu'on ne peut estimer l'ordre de grandeur du frottement interfacial permettant à l'épaisseur critique $\delta_c$ d'être supérieure à l'épaisseur du film. Dans ce qui suit le gradiant de pression et le frottement interfacial sont obtenus de façon académique (film lisse) en ajoutant les équations de l'écoulement gazeux. Ce développement est fait en géométrie cylindrique. Une question se pose : les nonlinéarités inhérentes à la géométrie cylindrique et le couplage entre l'épaisseur de film et le frottement interfacial sont ils susceptibles

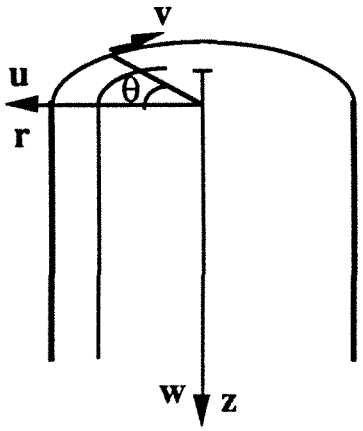
d'induire de nouvelles solutions multiples ou conservent-ils les propropriétés décrites précédemment?




Débit de liquide $q_l$ du film en fonction de son épaisseur $\delta$ : relation (I 2-4) ; les débits positifs sont descendants, les négatifs ascendants.

Figure I 2-1

## I - 2.2 FILM ANNULAIRE.




Reprenons le même problème que précédemment mais en géométrie cylindrique. Pour un écoulement axisymétrique, permanent et établi, l'équation de Navier-Stokes se réduit à:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,\frac{\partial w}{\partial r}\right) = -\frac{\varphi_l}{\nu_l} \qquad \text{avec} \quad \varphi_l = g - \frac{1}{\rho_l}\frac{\partial P}{\partial z}$$

avec les conditions aux limites: $\begin{cases} r = R \rightarrow w = 0 \\ r = R - \delta \rightarrow \mu_l\, \partial w/\partial r = \tau_i \end{cases}$

En intégrant et en posant $y = R - r$ , on obtient l'expression de la vitesse:

$$w(y) = \frac{\varphi_l R^2}{2\,\nu_l}\left\{\frac{y}{R}\left(1-\frac{y}{2R}\right) + \left[\left(1-\frac{\delta}{R}\right)^2 + \frac{2}{R}\left(1-\frac{\delta}{R}\right)\delta_c\right]\log\left(1-\frac{y}{R}\right)\right\} \qquad \text{(I 2-5)}$$

avec $\delta_c = \dfrac{\tau_i}{\rho_l\,\varphi_l}$

Le débit se calcule par unité de périmètre, de façon à pouvoir comparer le résultat obtenu à celui de la solution plane ($R\rightarrow\infty$) . En posant $\delta^+ = \delta/R$ et $\delta_c{}^+ = \delta_c/R$ on obtient la relation :

$$q_l = -\frac{\varphi_l R^3}{4\,\nu_l}\left\{(1-\delta^+)^3\left[2\delta_c{}^+ + (1-\delta^+)\right]\log(1-\delta^+) + 2\delta^+(1-\delta^+)(1-\delta^+/2)\delta_c{}^+ + \frac{\delta^+}{4}(2-\delta^+)(2-6\delta^+ + 3\delta^{+2})\right\}$$

(I 2-6)

Le développement limité à l'ordre 4 de cette expression au voisinage de $\delta^+ = 0$ et pour un périmètre $\pi D$, donne comme valeur approchée du débit :

$$q_l = \pi D \frac{\varphi_l \delta^2 R}{3\nu_l}\left[\left(-\frac{3}{2}+2\delta^+-\frac{3}{8}\delta^{+2}-\frac{3}{40}\delta^{+3}-\frac{1}{40}\delta^{+4}\right)\delta_c^+ + \delta^+\left(1-\delta^+ +\frac{3}{20}\delta^{+2}+\frac{1}{40}\delta^{+3}\right)\right] \qquad \text{(I 2-7)}$$

Quand $R\to\infty$, $\delta^+\to 0$, l'expression (I 2-6) est bien identique à l'expression (I 2-4).

L'APPROXIMATION PLANE

L'erreur commise au premier ordre, lorsque l'écoulement annulaire est traité comme un écoulement plan, est donc:

- en l'absence de gaz ($\delta_c = 0$): $\dfrac{\Delta q}{q} = -\dfrac{\delta}{R}$

- en présence de gaz l'erreur dépend aussi de $\delta_c$: $\dfrac{\Delta q}{q} = -\dfrac{\delta}{R}\dfrac{1-2\dfrac{\delta_c}{\delta}}{1-\dfrac{3}{2}\dfrac{\delta_c}{\delta}}$

Pour un tube de 1 cm de diamètre et un film de 1 mm d'épaisseur, cette erreur est de 20%! L'usage en tube de petit diamètre, d'une loi de fermeture pseudo-plane, conduit donc à une erreur importante.

INTERACTION FILM ANNULAIRE ET ECOULEMENT DE GAZ LAMINAIRE

En supposant l'égalité des vitesses et des contraintes de part et d'autre de l'interface et en écrivant les équations de l'écoulement du gaz, la pression et le frottement pariétal s'expriment en fonction du débit de gaz $q_g$. Le système à résoudre pour obtenir la relation entre débit de liquide et épaisseur de film se réduit à quatre équations et 4 inconnues $\delta_c$, $\delta$, $\varphi_l$ et $v_i$ la vitesse de l'interface.

$$q_l = -\frac{\varphi_l R^3}{4\nu_l}\left\{(1-\delta^+)^3\left[2\delta_c^+ +(1-\delta^+)\right]\log(1-\delta^+)+2\delta^+(1-\delta^+)(1-\delta^+/2)\delta_c^+ +\frac{\delta^+}{4}(2-\delta^+)(2-6\delta^+ +3\delta^{+2})\right\} \qquad \text{(I 2-6)}$$

$$q_g = \pi R^2(1-\delta^+)^2\left[\frac{\varphi_g}{8\nu_g}R^2(1-\delta^+)^2 + v_i\right] \qquad \text{(I 2-8)}$$

$$v_i = \frac{\varphi_l R^2}{2\nu_l}\left\{\delta^+\left(1-\frac{\delta^+}{2}\right) + \left[(1-\delta^+)^2 + 2(1-\delta^+)\delta_c^+\right]\log(1-\delta^+)\right\} \qquad \text{(I 2-9)}$$

$$\varphi_l = \frac{g\left(1-\dfrac{\rho_g}{\rho_l}\right)}{1 + 2\delta_c^+\dfrac{1}{1-\delta^+}} \qquad \text{(I 2-10)}$$

La résolution de ce système montre que $\delta_c^+$ s'exprime explicitement en fonction de $\delta^+$ et $q_l$ en fonction de $\delta_c^+$ et $\delta^+$. Le débit de liquide dans le film $q_l$ est donc connu explicitement en fonction de l'épaisseur du film $\delta^+$:

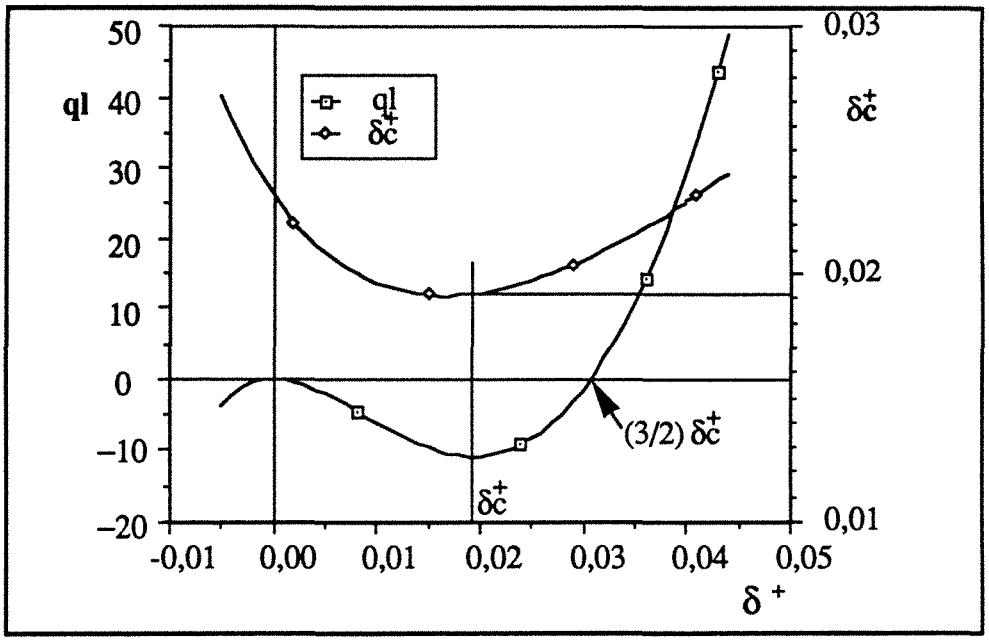
$$q_l = -g\pi R^4(\rho_l-\rho_g)\frac{4(1-\delta^+)^5\log(1-\delta^+) + \delta^+(2-\delta^+)(1-\delta^+)[2-3\delta^+(2-\delta^+)] + \delta_c^+ A_1}{8\nu_l\rho_l\,[2\delta_c^+ + (1-\delta^+)]} \quad \text{(I 2-11)}$$

avec $A_1 = [4\delta^+(2-\delta^+)(1-\delta^+)^2 + 8\log(1-\delta^+)(1-\delta^+)^4]$

et $$\delta_c^+ = \nu_g\rho_g\frac{-4\nu_l\rho_l q_g(1-\delta^+) + g\pi R^4(1-\delta^+)^3(\rho_l-\rho_g)[\delta^+(2-\delta^+) + 2\log(1-\delta^+)(1-\delta^+)^2]}{8\nu_g\nu_l\,\rho_g\rho_l\,q_g - g\pi R^4(1-\delta^+)^4(\rho_l-\rho_g)[4\log(1-\delta^+)\nu_g\rho_g - \nu_l\rho_l]}$$

Le graphe de la relation (I 2-11) ($q_l=f(\delta^+)$ figure I 2-2), calculé pour nos conditions de mesures, présente à nouveaux les caractéristiques de la solution plane, notamment les positions $\delta_c^+$ et $3/2\delta_c^+$ des points caractéristiques de la courbe, avec pour différence essentielle que l'épaisseur caractéristique $\delta_c$ est elle-même une fonction de l'épaisseur du film. Toutes les conclusions qualitatives, comme la description des trois domaines restent valables.

L'inversion de la relation (I 2-11) par une méthode numérique (Newton-Raphson) donne $\delta^+$ en fonction des données du problème et donc tous les paramètres de l'écoulement. On en conclu que, pour le couple de fluide eau-air en conduite de petit diamètre, l'interaction liquide-gaz laminaire reste très faible, ne permettant que l'existence du film tombant (domaine I). Pour que $\delta_c$ soit du même ordre de grandeur que $\delta$ il faut un gaz de densité et de viscosité dix fois supérieurs à celles de l'air. Quand est -il pour un écoulement gazeux turbulent?




Débit du film et épaisseur caractéristique $\delta_c^+$ en fonction de $\delta^+$: solution en géométrie cylindrique et pour un écoulement laminaire du gaz.
figure I 2-2

Il est équivalent de décrire l'interaction du gaz avec l'interface liquide, par une modélisation complète (Navier et Stokes) de l'écoulement gazeux ou de donner le frottement interfacial par la loi de frottement en paroi classique : $\tau = \frac{1}{2}\rho\, C_f\, \langle v\rangle^2$ , $\langle v\rangle$ étant la moyenne de la vitesse du gaz comptée dans le référentiel se déplaçant à la vitesse de l'interface. En prenant comme coefficient de frottement turbulent la loi de Blasius $C_f = 0.079\, \mathfrak{Re}_g^{-1/4}$ , l'épaisseur caractéristique $\delta_c$ peut être

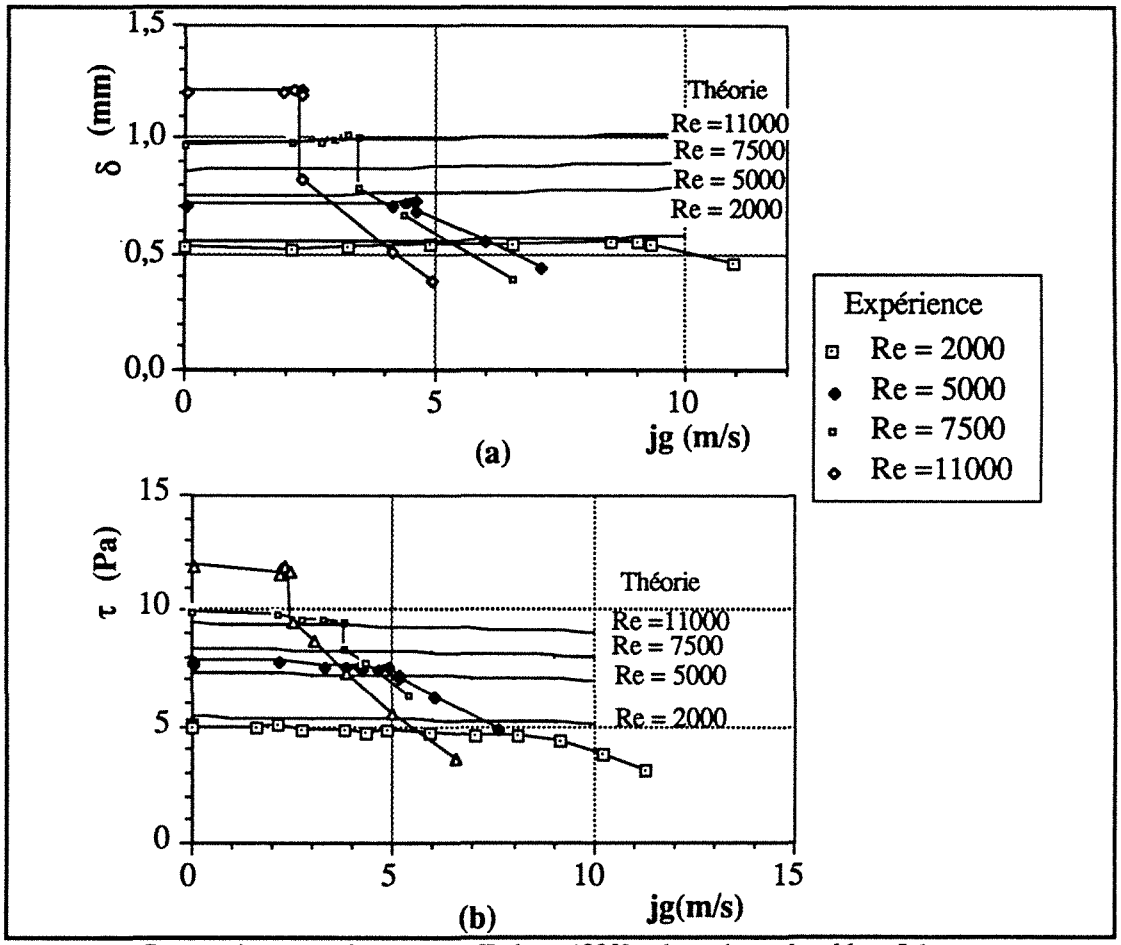
exprimée en fonction du débit de gaz. Contrairement au cas laminaire, on ne peut parvenir à une expression explicite de $\delta_c$ en fonction de $\delta^+$ et on est conduit à résoudre le système de deux équations nonlinéaires :

$$\begin{cases} f(q_l, \delta_c^+, \delta^+) = 0 \\ g(\delta_c^+, \delta^+) = 0 \end{cases}$$

On montre que la solution de ce sytème est unique ; elle peut être obtenue par une méthode de Newton-Raphson qui converge ici sans difficulté.

## COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE DE "FLOODING"

Nous disposons de mesures du frottement en paroi et de l'épaisseur d'un film ruisselant dans une conduite de 4.06cm de diamètre et soumis à un contre courant de gaz [Indarto 1991] (figure I 2-3). En comparant ces résultats au modèle à interface lisse développé ci-dessus, on constate que cette interaction rend compte de la réalité tant que le nombre de Reynolds du film est inférieur à 5000. Pour des débits de liquide supérieurs, l'interaction est sous estimée . Au point de flooding, les conditions d'écoulement sont bien entendu modifiées.




Comparaison entre les mesures [Indarto 1990] et les valeurs du tableau I-1 :
-a) épaisseur
-b) frottement pariétal

figure I 2-3

RESUME

La solution du système d'équations définit une relation bijective entre $\delta^+$ et $\delta_c$, tout comme dans le modèle laminaire. Comme en laminaire, il n'apparaît pas de nouvelles solutions par rapport à l'analyse faite pour un film plan (§I-2.1) et qui donc reste valable. Pour le couple eau-air dans les conditions standards l'épaisseur de film est toujours très supérieure à $2/3\delta_c$ et le film est descendant. Si on augmente la pression pour augmenter la densité du gaz, il faut atteindre 100 fois la pression atmosphérique et une vitesse du gaz de 5 à 6m/s pour être dans le domaine à solution triple. En pratique, dès que le débit de liquide est asssez important, les rugosités de l'interface sont responsables d'une forte augmentation du frottement interfacial et il n'est pas impossible que l'interaction gaz liquide soit suffisante, pour que la condition $\delta<2/3\delta_c$ soit remplie lors de la transition entre le régime à poches et le régime déstructuré. Le calcul fait aussi apparaitre que le nombre de Reynolds du gaz, calculé à partir de la vitesse moyenne relative à la vitesse de l'interface, dépasse même aux très faibles vitesses du gaz sa valeur critique de transition, puisque les vitesses de l'interface sont typiquement de l'ordre du mètre par seconde. L'écoulement gazeux en cœur du film annulaire tombant est donc toujours turbulent. Rappelons pour finir qu'il a été montré dans l'établissement de la loi de film que l'erreur commise en négligeant le rayon de courbure est importante (>5%) dès que le rayon de la conduite est inférieur à 2cm.

## I - 3 EQUATIONS DE BILAN CELLULAIRE ET LOIS DE FERMETURE

Lors de l'établissement du modèle physique de la cellule représentative, l'écoulement est considéré comme monodimensionnel, établi et incompressible à l'échelle de cette cellule. Autrement dit, les variables du modèle résultent d'une moyenne dans la section, d'une moyenne cellulaire et d'une moyenne temporelle.

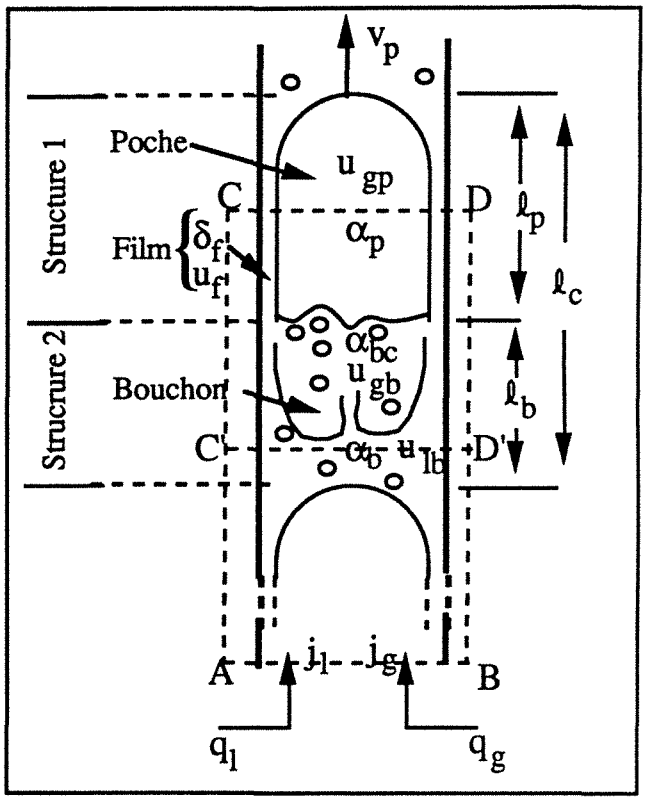



figure I 3-1

La cellule de longueur $\ell_c$, comprend typiquement une poche de gaz de longueur $\ell_p$ et un bouchon de liquide de longueur $\ell_b$. La surface de la poche de gaz définit un film liquide. Le liquide entourant la tête de poche est ascendant, dans le référentiel du laboratoire; c'est la zone d'entrée du film. A une certaine distance du nez de la poche le profil des vitesses en paroi change de signe; l'épaisseur du film continue de décroître pour, si la poche est assez longue, devenir constante ($h_f$). Le film est alors établi, de vitesse moyenne $u_f$. L'état de sa surface présente une évolution comparable à celle connue en film ruisselant le long d'une paroi : surface lisse, petites rides et croissance des ondes de perturbation. La fin du film est très souvent marquée par un train d'ondes stationnaires (dans le référentiel de la poche se déplaçant à la vitesse $v_p$); la dernière onde forme un bourrelet du point de vue de la poche et donc provoque une forte réduction de l'épaisseur du film. Ce dernier débouche sous forme de jet pariétal dans le liquide qui suit la poche, lui arrachant le gaz qui alimente le bouchon en bulles. Au niveau de la poche, le taux de vide est $\alpha_p$ et la vitesse du gaz $v_{gp}$.

Le bouchon, la deuxième structure de la cellule, peut-être décomposé en deux parties. La première est la zone de recirculation du jet. Sa partie supérieure correspond au culot de la poche et présente une forte concentration en bulles (taux de vide $\alpha_{bc}$). La deuxième est caractérisée par un profil de vitesse établi, généralement turbulent, laminaire uniquement aux très faibles flux d'entrée et plus ou moins riche en bulles. Le taux de vide moyen dans le bouchon est $\alpha_b$, la vitesse de la phase liquide $u_{lb}$ et celle des bulles $u_{gb}$. L'extension relative des deux zones conditionne l'établissement de l'écoulement à poches. En effet, si le bouchon de liquide séparant deux poches est trop court pour permettre le rétablissement de l'écoulement en tête de la deuxième poche, cette dernière est aspirée par le tourbillon de recirculation du jet et coalesce avec la première.

Comme nous le verrons au chapitre sur la transition entre régime à poches et régime annulaire, l'établissement d'un bouchon stable a été proposé par Taitel et al. [1980] comme

mécanisme pour cette transition.

Les équations reliant les différentes grandeurs sont obtenues par bilan de masse au niveau de la cellule. La fermeture de ces relations nécessite d'introduire des lois établies par une analyse physique de chacune des structures, pour obtenir:

- l'épaisseur du film liquide en fonction du débit d'alimentation $q_f$, $h_f = f(q_f)$,
- la vitesse de la poche de gaz en fonction des vitesses superficielles, $v_p = f(j_g, j_l)$,
- les taux de vide du bouchon et le débit d'alimentation du film par modélisation des flux de gaz et de liquide entre les deux parties de la cellule.

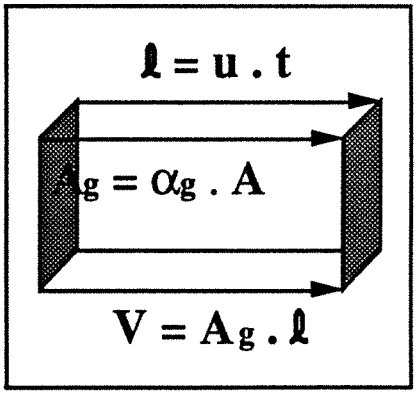
## I - 3.1 BILAN DE MASSE

L'écoulement à poches est donc considéré comme caractérisé par une cellule moyenne ou représentative. Deux volumes de contrôle suffisent pour établir les relations entre les différentes grandeurs, l'un pour les bilans globaux (ABCD), l'autre (C'D'DC) pour les bilans des flux au sein de la cellule. Les phases gazeuse et liquide n'étant pas miscibles, les bilans de masse peuvent être réalisés séparément. Considérons le volume ABCD, la face d'entrée AB est traversée par un débit de gaz constant. Ce gaz ressort par la surface CD comme un flux intermittent, constitué alternativement, pendant un temps $t_p$ par la poche de gaz et pendant un temps $t_b$ par les bulles du bouchon de liquide. Et donc par unité de temps, $t_c$ étant le temps de passage de la cellule complète au travers de la surface CD, le débit de gaz se partage en un volume transporté par le bouchon $q_{gb}$ et par la poche $q_{gp}$, tel que:

$$q_g = \overline{q_{gb}}\,\frac{t_b}{t_c} + \overline{q_{gp}}\,\frac{t_p}{t_c} \qquad \text{(I 3-1)}$$

Les débits $\overline{q_{gb}}$ et $\overline{q_{gp}}$ s'expriment en fonction de la vitesse du gaz dans le bouchon $u_{gb}$ et dans la poche $u_{gp}$ par :

$$\overline{q_{gb}} = \overline{\langle u_{gb}\rangle}\;\overline{\langle \alpha_b\rangle} \quad \text{et} \quad \overline{q_{gp}} = \overline{\langle u_{gp}\rangle}\;\overline{\langle \alpha_p\rangle} \qquad \text{(I 3-2)}$$




Pour la phase liquide,les relations équivalentes sont :

$$q_l = \overline{q_{lb}}\,\frac{t_b}{t_c} + \overline{q_{lp}}\,\frac{t_p}{t_c} \qquad \text{(I 3-3)}$$

et $$\overline{q_{lb}} = \overline{\langle u_{lb}\rangle}\,(1 - \overline{\langle \alpha_b\rangle}) \quad \text{et} \quad \overline{q_{lp}} = \overline{\langle u_{lp}\rangle}\,(1 - \overline{\langle \alpha_p\rangle}) \qquad \text{(I 3-4)}$$

Le plus souvent les grandeurs (vitesses, taux de vide, etc) associées au bouchon, à la poche ou à une sous-structure comme le culot de poche, sont considérées comme constantes, ce qui revient à dire que le symbole de moyenne <> correspond à une moyenne phasique rapportée au volume de la structure ou encore que les grandeurs utilisées sont des moyennes dans la section et sur le temps de passage de la structure. Par la suite les opérateurs de moyennes ne seront plus écrits. Ce qui signifie que les termes croisés, résultant d'une corrélation entre les fluctuations de vitesse et de taux de vide, sont négligés.

Considérons maintenant le volume de contrôle C'D'DC passant par le bouchon et la poche de gaz. A un instant t, le débit massique total q entrant en CD est égal au flux sortant en C'D', soit:

$$q = q_{lb} + q_{gb} \qquad \text{et} \qquad q = q_{lp} + q_{gp} \qquad \text{(I 3-5)}$$

Sachant que $q = q_g + q_l$ ou $j\,A = (j_g + j_l)\,A$ (I 3-6)

La vitesse d'ascension de la poche $v_p$, quoique a priori différente de celle du gaz qu'elle contient, est constante ce qui permet de convertir les temps en longueur de structure:

$$l_b = t_b v_p, \qquad l_p = t_p v_p \qquad \text{et} \qquad l_c = t_c v_p \qquad \text{(I 3-7)}$$

Le liquide présent au niveau d'une poche de gaz constitue un film tombant de vitesse moyenne négative, soit $u_{lp} = -u_f$.

En combinant les relations (I 3-1 à I 3-6) on obtient les relations entre flux d'entrée et grandeurs cellulaires.

$$j_g = u_{gb}\,\alpha_b\,\frac{l_b}{l_c} + u_{gp}\,\alpha_p\,\frac{l_p}{l_c} \qquad \text{(I 3-8)}$$

$$j_l = u_{lb}\,(1-\alpha_b)\,\frac{l_b}{l_c} - u_f\,(1-\alpha_p)\,\frac{l_p}{l_c} \qquad \text{(I 3-9)}$$

$$j = u_{lb}(1-\alpha_b) + u_{gb}\,\alpha_b \qquad \text{(I 3-10)}$$

$$j = u_{gp}\,\alpha_p - u_f\,(1-\alpha_p) \qquad \text{(I 3-11)}$$

Il est possible de substituer aux deux dernières relations, deux expressions équivalentes, traduisant les flux entre bouchon et poche. Pour ce faire, effectuons à nouveau le bilan des flux traversant le volume de contrôle DCD'C', mais en considérant ce dernier comme solidaire de la poche de gaz et donc se déplaçant à la vitesse $v_p$. Dans ce référentiel le débit de liquide quittant le bouchon est égal au débit de liquide drainé par le film entourant la poche, soit :

$$(u_{lb} - v_p)\,(1 - \alpha_b) = (-u_f - v_p)\,(1 - \alpha_p) \qquad \text{(I 3-12)}$$

De même pour le gaz, dans le référentiel de la poche, le débit de gaz engendré par les bulles collectées par le nez de poche, est égal au débit de gaz au travers de la poche, soit :

$$(u_{gb} - v_p)\,\alpha_b = (u_{gp} - v_p)\,\alpha_p \qquad \text{(I 3-13)}$$

Ces deux nouvelles équations sont équivalentes à I 3-10 et -11, comme on peut le constater en éliminant $v_p$ entre I 3-12 et -13.

## I - 3.2 RELATION GEOMETRIQUE ET TAUX DE VIDE CELLULAIRE MOYEN

Dans la section de poche où le film est établi, il existe une relation simple entre l'épaisseur $\delta$ et le taux de vide $\alpha_p$ :

$$\alpha_p = \frac{A_p}{A} = \left(1 - \frac{\delta}{R}\right)^2 \quad \text{soit} \quad \frac{\delta}{R} = 1 - \sqrt{\alpha_p} \qquad \text{(I 3-13')}$$

Le taux de vide moyen au niveau de la cellule complète est défini par le rapport du volume du gaz contenu par la cellule sur le volume total de la cellule:

$$\alpha_T = \frac{A_{gp}\, l_p + A_{gb}\, l_b}{A\, l_c}$$

soit par définition du taux de vide surfacique (I 1-4)

$$\alpha_T = \langle\alpha_p\rangle \frac{l_p}{l_c} + \langle\alpha_b\rangle \frac{l_b}{l_c} \qquad \text{(I 3-13")}$$

ce qui revient à dire que le taux de vide moyen total est égal à la moyenne pondérée des taux de vide au niveau du bouchon et au niveau de la poche.

## I - 3.3 RELATIONS PRINCIPALES DE FERMETURE

VITESSE ASCENSIONNELLE DES POCHES DE GAZ

La vitesse moyenne $v_p$ de déplacement des poches de gaz est probablement la grandeur de l'écoulement gaz-liquide la mieux étudiée sinon la mieux comprise. Nicklin [1962] propose à la suite des travaux théoriques de Dumitrescu [1943] et de Davies [1950] la forme très générale :

$$v_p = C_1\, j + C_0 \sqrt{gD} \qquad \text{(I 3-14)}$$

dans laquelle le deuxième terme correspond à la vitesse d'ascension d'une poche de gaz en liquide stagnant et le premier à la vitesse maximale du liquide en tête de poche, $j = j_g + j_l$ étant la vitesse moyenne de l'écoulement. Le bien fondé et la portée de l'expression (I 3-14) ont été confirmés en particulier par les travaux de Collins [1978] et de Bendiksen [1985] (écoulement liquide laminaire et turbulent) .

Coefficient $C_1$ :

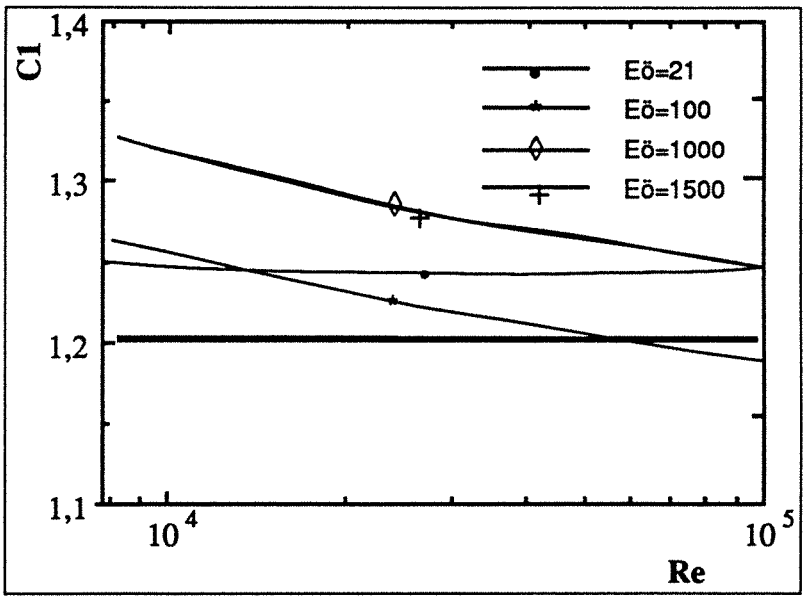
La valeur la plus généralement admise en régime turbulent ($\mathcal{R}e_l=jD/\nu_l > 8000$) est celle proposée par Nicklin, soit $C_1 = 1.2$. Les travaux plus récents font apparaître théoriquement (Collins et Bendiksen) et expérimentalement (Fréchou [1986]) une dépendance entre le coefficient $C_1$ et la valeur du nombre de Reynolds $\mathcal{R}e_l$. $C_1$ est compris entre la valeur asymptotique aux grands nombres de Reynolds et la plus grande valeur admise en régime laminaire ($0< C_1<2.27$). Pour un écoulement laminaire au sein du bouchon trois valeurs de $C_1$ sont théoriquement proposées [Collins 1978] : 1.2, 2.16, 2.27. La première valeur correspond à une solution complète d'un modèle au premier ordre, la vitesse de la poche étant exprimée en fonction d'un nombre de Froude :

$$v_p = 2\,j + 0.347\sqrt{gD}\,\Phi\left(\frac{2.39j}{\sqrt{gD}}\right)$$

avec $\Phi\left(\frac{2.39j}{\sqrt{gD}}\right)=1$ quand $\frac{j}{\sqrt{gD}}$ est petit devant

La deuxième valeur correspond à un développement limité du problème précédent. Les résultats expérimentaux présentés par Collins ne permettent pas de trancher entre les deux propositions. La troisième valeur est exclue par ce même auteur.

En écoulement turbulent, lorsque les forces de tension superficielle ne sont plus négligeables, $C_1$ est aussi une fonction du nombre d'Eödvös, le coefficient calculé par Bendiksen [1985] ne devenant indépendant de $E_ö$ que pour des valeurs de ce nombre supérieures à 1000 (figure I 3-2).

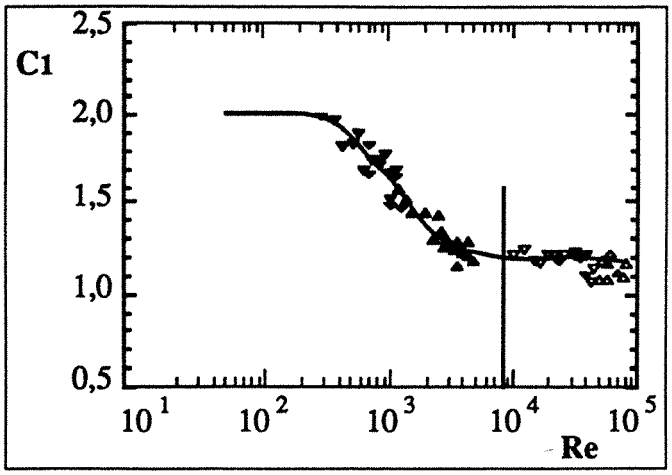



$C_1$ calculé d'après Bendiksen [1985]: influence de la tension superficielle et du nombre de Reynolds.

figure I 3-2

Ce résultat théorique semble surestimer la valeur de $C_1$, alors que les mesures de Fréchou (figure I 3-3) confirment la valeur classique de 2 aux grands nombres de Reynolds, tout en faisant

apparaître une évolution remarquablement progressive du coefficient, au passage entre le régime laminaire et le régime turbulent.




Influence de la valeur du nombre de Reynolds, calculé à partir de la vitesse moyenne du mélange, sur le coefficient $C_1$ de la relation (I 3-1). Les points expérimentaux sont dus à Fréchou [1986].

figure I 3-3

Coefficient $C_0$:

Si les forces d'inertie sont prédominantes, l'ascension d'une bulle en liquide stagnant ne dépend ni de la viscosité, ni de la tension superficielle des fluides et par conséquent ne dépend pas de la longueur de la poche. Mais de façon générale, la montée résulte de la compétition entre : les forces de flottabilité, les forces dues à la viscosité du liquide (celle du gaz est négligée), la tension superficielle et l'inertie du liquide. L'équilibre entre la flottabilité et les trois autres forces peut être exprimé par les nombres adimensionnels suivants [Wallis 1969] :

$$\left| \begin{array}{lll} \text{inertie/flottabilité} & \text{viscosité/flottabilité} & \text{tension sup./flottabilité} \\ \dfrac{\rho_l U_\infty^2}{D\, g\, (\rho_l - \rho_g)} & \dfrac{\mu_l U_\infty}{D^2\, g\, (\rho_l - \rho_g)} & \dfrac{\sigma}{D^2\, g\, (\rho_l - \rho_g)} \end{array} \right| \qquad \text{(I 3-15)}$$

Les combinaisons de ces trois groupements permettent de retrouver les nombres sans dimension caractérisant les propriétés souhaitées. Par exemple le nombre de Morton résulte de l'élimination de $U_\infty$ et de D dans (I 3-15) et ne dépend que des propriétés du fluide.

$$F_r = \frac{v_p}{\sqrt{gD\,\Delta\rho/\rho}} \qquad \text{Nombre de Froude}$$

$$M_o = \frac{g\,\mu^4\,\Delta\rho}{\sigma^3\,\rho^2} \qquad \text{Nombre de Morton}$$

$$A_r = \sqrt{\frac{1}{M_o}} \qquad \text{Nombre d'Archimède}$$

$$E_\delta = \frac{g D^2 \Delta\rho}{\sigma}$$ Nombre de Eötvös (ou nombre de Bond)

$$N_f = \sqrt{\frac{g D^3 \rho \Delta\rho}{\mu^2}}$$ Racine carrée d'un nombre de Grashof

L'analyse dimensionnelle montre que $F_r$ ne dépend que de $N_f$ et $M_o$. Si l'ascension d'une poche est déterminée par le seul couple de forces inertie-flottabillité, le nombre de Froude associé doit être indépendant de $\nu$ et $\sigma$ ; ceci n'est vrai que si :

$$N_f > 300 \text{ et } E_\delta = N_f^{4/3} M_o^{1/3} > 100 \qquad \text{(I 3-16)}$$

Lors de nos expériences, ces nombres adimensionnels prennent les valeurs suivantes :

| | |
|---|---|
| $N_f = 4100$ | $\sqrt{gD\Delta\rho/\rho_l} = 0.345$ |
| $M_o = 3.10^{-11}$ | $1700 < \mathcal{R}_e < 6.10^4$* |
| $E_\delta = 21$ | $0.87 < F_r < 13$ |

Nos conditions expérimentales ne sont donc pas exactement celles de l'étude de Collins, le nombre d'Eötvös étant un peu faible. Le rôle joué par les forces de tension superficielle n'est pas a priori négligeable.

Wallis [1969] propose en dehors de conditions définies par (I 3-16) la relation:

$$C_0 = 0.345 \left(1 - e^{-(0.01\, N_f / 0.345)}\right)\left(1 - e^{(3.37 - E\delta)/m}\right) \qquad \text{(I 3-17)}$$

avec

$N_f < 18 \Rightarrow m = 25$

$18 < N_f < 250 \Rightarrow m = 69\, N_f^{-0,35}$

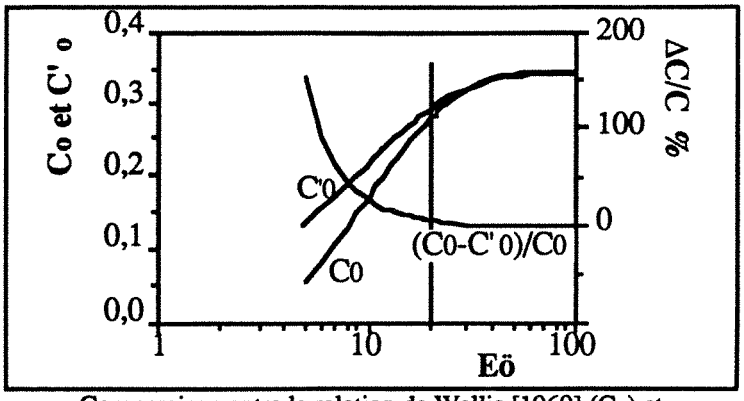
$N_f > 250 \Rightarrow m = 10$

Comparons (pour $N_f$ grand) la relation (I 3-17) aux valeurs obtenues à partir de la corrélation des résultats expérimentaux de Masica [1965] (figure I 3-4)

$$C'_0 = 0.34\left[1 - \left(\frac{3.36}{E_\delta}\right)^{E\delta/18.8}\right] \qquad \text{(I 3-18)}$$

---

* limite supérieure du régime à poche. Pour la limite supérieure du régime déstructuré (j≈ 10 m/s) $\mathcal{R}_e = 1.2\ 10^5$. La valeur la plus élevée mesurée dans ce travail en régime annulaire (j = 42m/s) correspond à un nombre de Reynolds de $5.10^5$.




Comparaison entre la relation de Wallis [1969] ($C_0$) et
l'ajustement des résultats expérimentaux de Masica [1965] $C'_0$.

figure I 3-4

Dès que $E_\delta > 12$ l'accord est à mieux de 5% (figure I 3-4). En deçà les relations (I 3-17) et (I 3-18) divergent fortement.

Dans nos conditions :

$E_\delta = 21 \qquad \Rightarrow C_0 = 0.286$ et $C_0' = 0.296$, soit un écart de 3.5%.

Dans une revue très récente des connaissances sur l'écoulement à poches Fabre et Liné [1992] reprenant et corrigeant les travaux de Bendiksen propose une expression pour $C_0$ fonction du nombre d'Eödvös qui dans nos conditions conduit à $C_0 = 0.28$.

L'écart entre les vitesses de translation de la poche, calculées avec $C_0$=0.35 ou $C_0$=0.286, est sensible aux basses vitesses moyennes. Pour $j_g$=0.1 et $j_l$=0.05 m/s l'écart atteint 7%. Par contre relativement aux vitesses les plus grandes, l'écart est de l'ordre de 5‰.

La loi de vitesse des poches adoptée pour la suite de ce travail est :

$$v_p = 1.2(j_l + j_g) + 0.29\sqrt{gD} \qquad \text{(I 3-18')}$$

ASCENSION DES POCHES EN CHAPELET

En conduite, lorsque le flux de gaz d'entrée est constant, les poches de gaz constituent un train de bulles de Taylor. La vitesse ascensionnelle d'une collection de poches, n'est pas a priori la même que celle d'une poche isolée, du fait des interactions entre poches. Les résultats expérimentaux varient assez largement. Fitreman [1977] donne, $C_1 = 1.05$ et $C_0 = 0.58$, plus récemment Fernandès et. al. [1983] donnent $C_1 = 1.29$ et $C_0$= 0.35, Mao et Dukler [1985] justifient cette accélération par rapport à la loi de Nicklin en modélisant l'accrétion des bulles de gaz présentes dans le bouchon en tête de poche. Ils obtiennent une expression compatible avec la loi de Nicklin valable pour une poche isolée. En conduite de petit diamètre (25mm) Bendiksen [1984] propose exactement la loi de Nicklin.

La détermination expérimentale de la célérité des poches présente deux difficultés, l'une liée à la définition du régime à poches, l'autre provenant de la mesure elle-même, comme nous le développons avec la présentation de nos propres résultats.

LOIS DE FILM

La relation, entre l'épaisseur d'un film et le débit de liquide qu'il draine, est celle proposée par Nusselt en 1904. Elle donne le débit d'un film laminaire plan, établi et lisse par unité de largeur:

$$q_f = \frac{g\,\delta^3}{3\,\nu_l}$$

dont on déduit l'approximation plane (discutée au §I - 2.2) pour une conduite de diamètre D:

$$q_f = \pi D \frac{g\,\delta^3}{3\,\nu_l} \qquad \text{(I 3-19)}$$

Cette relation est valable tant que le nombre de Reynolds construit sur l'épaisseur,

$$\mathfrak{R}e_f = \frac{u_f\,\delta}{\nu_l} = \frac{q_f}{\pi D\,\nu_l} \qquad \text{(I 3-20)}$$

est inférieur à 20 ou 30 [Levich 1962], le film étant alors strictement laminaire. De 30 à 50 la surface est parcourue d'ondes. Au-delà de 1500 le film est turbulent. En pratique cependant, la relation (I 3-19) entre le débit et la valeur **moyenne** de l'épaisseur est satisfaisante (Bergles et al.1981) pour $\mathfrak{R}e_f < 1000$.

En résolvant le même problème en géométrie annulaire nous avons trouvé au §I - 2.2 la relation:

$$q_f = \pi D \frac{gR^3}{3\nu_l}\left\{\left(1-\frac{\delta}{R}\right)^4 \log\left(1-\frac{\delta}{R}\right) + \frac{\delta}{4\,R}\left(2-\frac{\delta}{R}\right)\left(2-6\frac{\delta}{R}+3\left(\frac{\delta}{R}\right)^2\right)\right\} \qquad \text{(I 3-21)}$$

et son développement limité au voisinage de zéro:

$$q_f = \pi D \frac{g\,\delta^3}{3\,\nu_l}\left\{1 - \frac{\delta}{R} + \frac{3}{20}\left(\frac{\delta}{R}\right)^2 + \frac{1}{40}\left(\frac{\delta}{R}\right)^3\right\} \qquad \text{(I 3-22)}$$

Pour les films turbulents ($100 \le \mathfrak{R}e_f \le 4300$), [Fernandes et al. (1983)] conseillent l'usage de la relation empirique de Brötz:

$$\delta\left(\frac{g}{\nu_l^2}\right)^{1/3} = \left(\frac{3\,\mathfrak{R}e_f^2}{590}\right)^{1/3} \qquad \text{(I 3-23)}$$

Nos propres mesures en conduite de 40mm [Indarto 1990] montrent pourtant un bien meilleur agrément entre les résultats expérimentaux et la loi de Nusselt pour $\mathfrak{R}e_f \le 1000$. Par contre, au-delà ,la loi de Brötz rend mieux compte de l'expérience.

Orell et al. [1986] utilisent le bilan des forces, le poids du film n'étant équilibré que par le frottement pariétal exprimé à l'aide d'un coefficient de frottement turbulent :

$$\delta = \frac{C_f}{2g} u_f^2 \qquad \text{avec} \quad \frac{1}{\sqrt{\frac{C_f}{2}}} = 75 + 5.575 \log\left[ 2 Re_f \sqrt{\frac{C_f}{2}} \right]$$

VITESSE DE GLISSEMENT DES BULLES DU BOUCHON

A la lecture de travaux de synthèse [Wallis 1969] et [Cheremisinoff 1986] on constate que l'ascension d'une bulle isolée en milieu infini et plus encore au sein d'une collection de bulles en écoulement confiné, constitue un phénomène très complexe. Citons, pour une bulle isolée en milieu infini, les travaux de Harmathy 1960 ou plus récemment Wallis 1974 et pour une collection de bulles Zuber 1962 ou Ishii 1979. Pour certains la présence des parois affecte la vitesse des bulles [Wallis 1969], pour d'autres elle peut être négligée , [Cheremisinoff 1986, pp908].

Dans les modélisations de l'écoulement du bouchon de liquide, la loi choisie, le plus souvent ([Fernandes 1983] ou [Orell 1986]), ne dépend que des variables globales de l'écoulement et des propriétés des fluides mais ne tient pas compte de l'influence du diamètre des bulles :

$$u_o = 53 \left[ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} (1 - \alpha)^n \qquad \text{(I 3-24)}$$

$u_o$ correspond donc à la vitesse d'une bulle de diamètre relativement grand, isolée en milieu infini Harmathy 1960, corrigée par une fonction du taux de vide.
Malheureusement le choix de n varie suivant l'auteur. Fernandes et. al. [1983] optent pour la solution proposée par Zuber et. al. [1962], n=0.5, mais Wallis [1969] propose n=1. La vitesse moyenne du gaz dans le bouchon est alors la superposition de la vitesse moyenne du liquide et de $u_o$ (modèle à flux de dérive) :

$$u_{gb} = u_{lb} + u_o \qquad \text{(I 3-25)}$$

Liné et. al. [1986] incluent l'influence du diamètre des bulles sur la vitesse d'ascension en utilisant les abaques de Grace, le diamètre étant relié à la dissipation d'énergie dans le bouchon par la formule de Hinze et un bilan d'énergie cinétique.

## I - 3.4 MODELISATION

A notre connaissance, les modélisations cellulaires de l'écoulement à poches sont au nombre de trois : Fernandes et. al. [1983], Liné et Masbernat [1985] et Orell et Rembrand [1986], le deuxième modèle étant repris dans la thèse de Fréchou [1986] pour l'appliquer aux écoulements à trois fluides. Les équations de base résultant des bilans de masse sont identiques d'un modèle à l'autre. La présentation faite par Fréchou a l'avantage de systématiser l'écriture "structure par

structure" et donc de faire clairement apparaître l'indépendance des relations. Nous avons appelé lois principales de fermetures : la vitesse d'ascension des poches, la vitesse de glissement de bulles de gaz dans le bouchon et la loi de film; elles constituent effectivement la base de la fermeture de tous ces modèles, même si les expressions choisies diffèrent.

Les relations ainsi obtenues sont données ci-dessous:

$$1\bullet\ j = j_g + j_l$$

$$2\bullet\ j_g = u_{gb}\,\alpha_b(1-\beta) + u_{gp}\,\alpha_p\beta \qquad \text{(I 3-8)}$$

$$3\bullet\ j_l = u_{lb}\,(1-\alpha_b)\,(1-\beta) - u_f\,(1-\alpha_p)\,\beta \qquad \text{(I 3-9)}$$

$$\begin{cases} 4\bullet\ j = u_{lb}(1-\alpha_b) + u_{gb}\,\alpha_b & \text{(I 3-10)} \\ 5\bullet\ j = u_{gp}\,\alpha_p - u_f\,(1-\alpha_p) & \text{(I 3-11)} \end{cases}$$

$$\text{ou} \begin{cases} 6\bullet\ (u_{lb} - v_p)\,(1-\alpha_b) = (-u_f - v_p)\,(1-\alpha_p) & \text{(I 3-12)} \\ 7\bullet\ (u_{gb} - v_p)\,\alpha_b = (u_{gp} - v_p)\,\alpha_p & \text{(I 3-13)} \end{cases}$$

$$8\bullet\ \frac{\delta}{R} = 1 - \sqrt{\alpha_p} \qquad \text{(I 3-13')}$$

$$9\bullet\ \alpha_T = \alpha_p\,\beta + \alpha_b\,(1-\beta) \qquad \text{(I 3-13'')}$$

$$10\bullet\ v_p = C_1\,j + C_0\sqrt{gD} \qquad \text{(I 3-14)}$$

$$11\bullet\ u_{gb} = u_{lb} + 1.53\left[\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2}\right]^{1/4}(1-\alpha)^n \qquad \text{(I 3-24 et 25)}$$

$$12\bullet\ u_f\,A\,(1-\alpha_p) = \pi D\,\frac{gR^3}{3\nu_l}\left\{\left(1-\frac{\delta}{R}\right)^4 \log\left(1-\frac{\delta}{R}\right) + \frac{\delta}{4R}\left(2-\frac{\delta}{R}\right)\left(2-6\frac{\delta}{R}+3\left(\frac{\delta}{R}\right)^2\right)\right\} \qquad \text{(I 3-21)}$$

Ces 10 équations contiennent 11 inconnues, les flux d'entrée $j_g$ et $j_l$ constituant une donnée du problème :

$$j,\ u_{gb},\ u_{gp},\ u_{lb},\ u_f = u_{lp},\ v_p$$
$$\alpha_b,\ \alpha_p,\ \alpha_T$$
$$\beta,\ \delta$$

Le nombre d'équations varie d'un auteur à l'autre, ce qui provient uniquement du choix des substitutions à effectuer avant la présentation du système d'équations. Par contre le nombre de variables dépasse toujours d'une unité le nombre d'équations. En effet l'analyse des bilans révèle l'absence de modélisation du flux de gaz traversant la poche. La solution la plus simple consiste à choisir le taux de vide du bouchon $\alpha_b$ égal à sa valeur maximum : 0.25 [Taitel et al. 1980] ou 0.30 [Miller et Orell 1982].

Pour une modélisation qui conserve $\alpha_b$ comme variable, Fernandes et. al. considèrent la poche de gaz en équilibre entre les apports et les départs de gaz. Le flux d'entrée se divise entre l'apport en tête de poche (obtenu par bilan : premier membre de (I 3-14) et la coalescence d'une partie des bulles présentes dans le culot, coalescence induite par la forte turbulence engendrée par le jet pariétal. Quant au départ de gaz en fin de poche, il est obtenu en intégrant le profil de vitesse du gaz (supposé turbulent) dans la poche, de l'interface jusqu'au point où la vitesse du gaz est égale à la célérité de la poche. Autrement dit, le débit d'éjection ainsi calculé correspond à la

fraction du gaz de la poche se déplaçant moins vite que cette dernière. Ainsi complété le modèle comprend 17 équations et 17 inconnues. Liné et Masbernat [1985] suivent la même démarche, mais leur modèle inclut en plus la conservation de la quantité de mouvement au niveau de chaque structure, y compris le frottement à l'interface film-poche. Une bonne modélisation du frottement pariétal est ainsi obtenue [Fréchou 1986] ce que ne permet pas le modèle de Fernandes et al.

Orell et Rembrand appliquent le même raisonnement, mais cette fois au liquide constituant la phase continue du bouchon. Le débit de liquide résultant de l'intégration du profil de vitesse de la paroi jusqu'au point où la vitesse est égale à la vitesse moyenne du liquide dans le bouchon, est cependant trop important par rapport à un débit de film réaliste. Ceci oblige les auteurs à définir la fraction de ce débit entraînée vers le film.

## I - 4 EPAISSEUR DE FILM ET FLUX INJECTES

En simplifiant le problème décrit par le système d'équations du paragraphe (I - 3.4), il est possible d'étudier, en fonction des flux d'entrée, l'évolution du film entourant la poche, en gardant une démarche analytique le plus loin possible. Pour ce faire on néglige les apports et pertes massiques, en tête et en fin de poche. La vitesse du gaz dans la poche est alors égale à la célérité $v_p$ de la poche.

Soit : $u_{gp} = v_p$ (I 4-0)

une relation supplémentaire qui ferme le système.

En reportant ce résultat dans (I 3-13) on obtient : $u_{gb} = v_p$ ou $\alpha_b = 0$. C'est un résultat intuitif: pour qu'il n'y ait pas d'apport de gaz à la poche, il faut: soit un bouchon sans bulle, soit que les bulles se déplacent à la même vitesse que la poche.

Dans ce qui suit, seules les relations (I 3-11, -14 et -21) sont utilisées et les vitesses sont exprimées en termes de débit, $q_p$ étant le débit de gaz moyen au niveau de la poche et $q_f$ le débit de liquide moyen du film liquide. On obtient un système de trois équations :

$$\begin{cases} q_p = (1-\delta^+)^2 \left(C_1\, q + A\, C_0\right) \text{ avec } \begin{cases} C1 = 1.2 \\ C_0' = C_0\sqrt{gD\,(\rho_l - \rho_g)/\rho_l} \\ C_0 = 0.29 \end{cases} & \text{(I 4-1)} \\ q_f = -\frac{3}{4} C_2 R^3 \left\{(1-\delta^+)^4 \log(1-\delta^+) + \frac{\delta^+}{4}\left(2-\delta^+\right)\left(2-6\delta^+ + 3\delta^{+2}\right)\right\} = G(\delta^+) & \text{(I 4-2)} \\ \qquad \text{avec } C_2 = \dfrac{\pi g D}{3\nu_l} & \\ q_p - q_f = q & \text{(I 4-3)} \end{cases}$$

$\delta^+$ étant l'épaisseur du film $\delta$, rapportée au rayon R de la conduite. Le problème comprend trois inconnues, trois équations et un seul paramètre de contrôle, le débit moyen total q. La solution est donc indépendante de la proportion de gaz et de liquide!

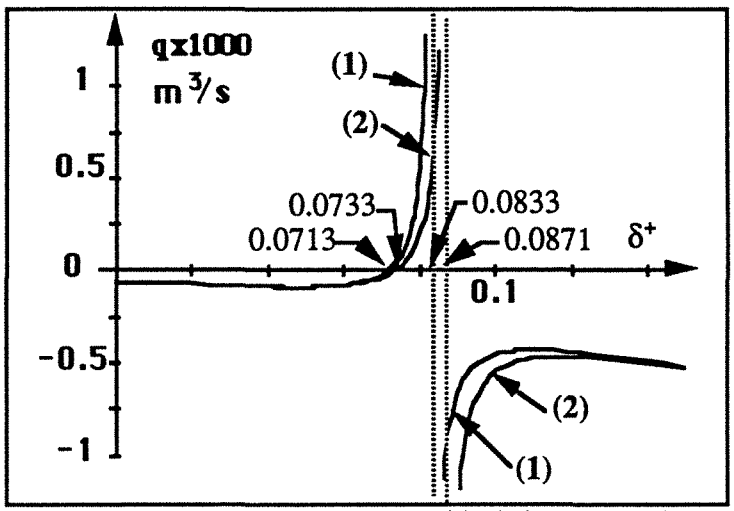
En substituant dans (I 4-1), les relations (I 4-2) et (I 4-3), les deux variables $\delta^+$et q apparaissent séparées :

$$\frac{G(\delta^+) - (1-\delta^+)^2 AC_0'}{-1+(1-\delta^+)^2 C_1} = q \qquad \text{(I 4-4)}$$

Le dénominateur de (I 4-4) présente deux racines réelles en :

$$\delta^+_{max} = 1 - \frac{1}{\sqrt{C_1}} \qquad \text{et} \qquad \delta^+ = 1 + \frac{1}{\sqrt{C_1}}$$

une seule ayant un sens physique ($\delta^+ < 1$). Cette racine définit un point singulier (figure I 4-1), au delà duquel le débit moyen total q est négatif. Il s'agit donc de la **valeur maximale accessible au film, aussi grand que soit q.** Elle est directement **proportionnnelle au diamètre** de la conduite, puisque $\delta^+_{max}$ ne dépend que de $C_1$. Par ailleurs, **à débit q nul**, l'épaisseur n'est pas nulle. Elle correspond à l'injection unitaire, d'un volume de gaz suffisant pour constituer une poche. Cette poche monte, dans la conduite remplie de liquide au repos, à la vitesse $C_0'$ et le film associé a pour épaisseur la valeur minimale de **0.445 mm.**




Membre de gauche de l'équation I 4-4: - (1)solution pseudo-plane, - (2) solution complète, en fonction de l'épaisseur relative $\delta^+$.
figure I 4-1

L'épaisseur du film est donc comprise dans une plage très étroite (figure I 4-1). Dans nos conditions, lorsque la vitesse superficielle moyenne varie de 0.m/s à sa valeur maximale (j ~2 m/s, limite d'existence du régime à poches), l'épaisseur du film varie d'environ 20%, sa valeur minimale correspondant à environ 3.5% du diamètre de la conduite.

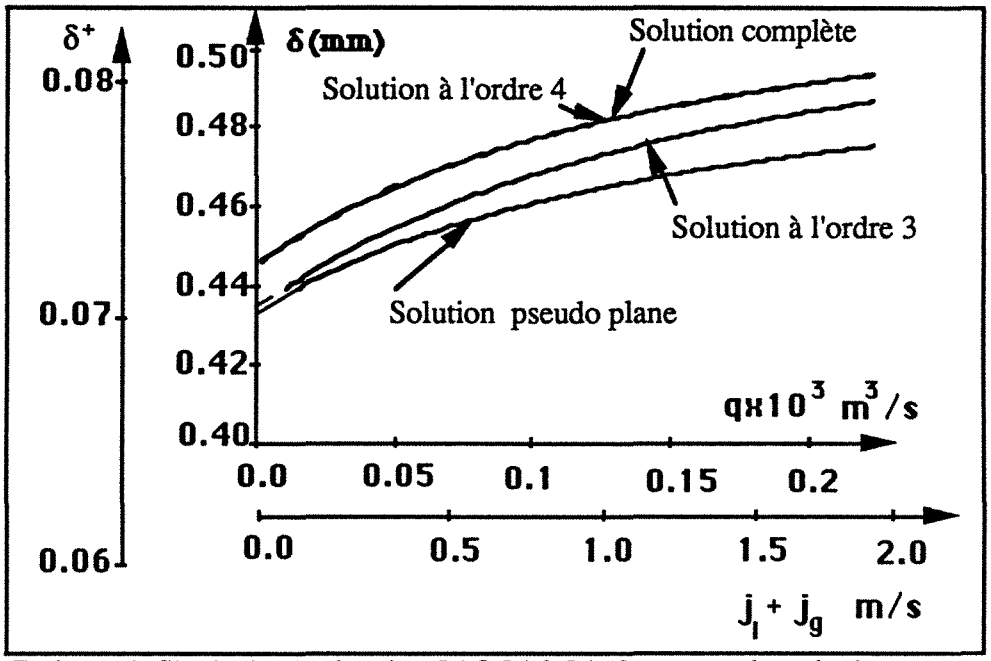
$C_1$ vaut 1.2 ou 2 suivant que l'écoulement en amont de la poche est turbulent ou laminaire (cf. §I-3.3). La solution en dépend très sensiblement puisque la plage d'épaisseurs accessibles est considérablement étendue (tableau I-1) uniquement par déplacement de l'épaisseur maximale qui passe (en gros)de 5% à 15% du diamètre. La valeur minimale de l'épaisseur est, par contre

indépendante de $C_1$. Le plus souvent, ce problème est traité à partir des solutions en écoulement plan, (par exemple McQuillan 1985). Dans l'équation (I 4-1) la section de l'anneau est approchée par son développement à l'ordre un et l'équation (I 4-2) par la solution de Nusselt. En substituant alors (I 4-2) et (I 4-3) dans (I 4-1), on obtient un polynôme de degré 3 en $\delta^+$,

$$C_2 R^3 \delta^{+3} + 2\left( C_1 q + AC_0' \right) \delta^+ - \left( C_1 q + AC_0' \right) + q = 0 \quad \text{(I 4-5)}$$

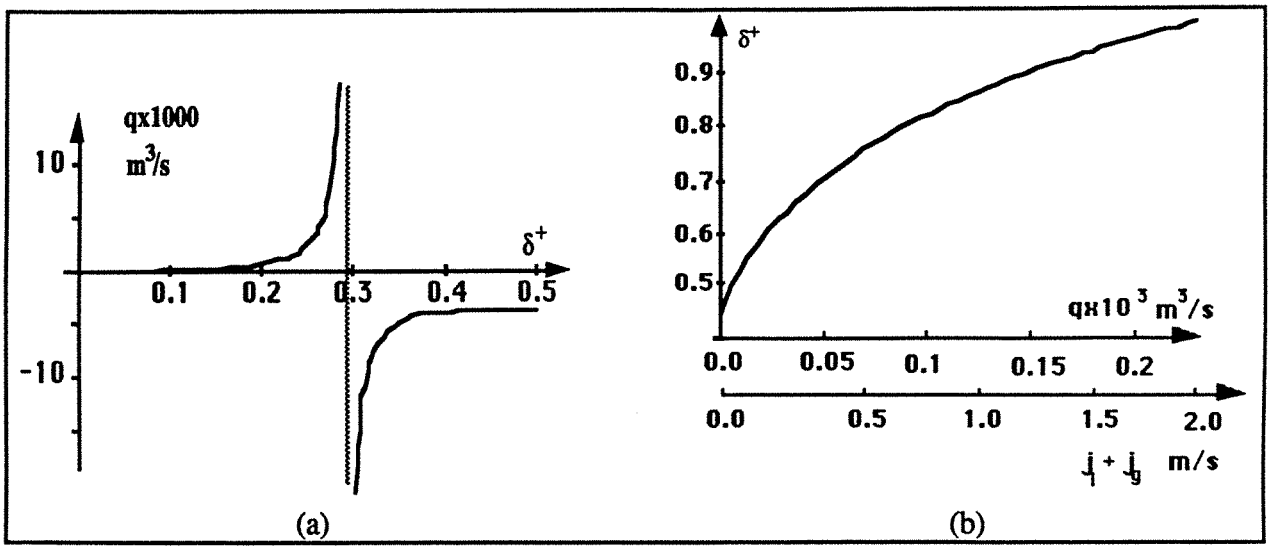
| | pour q = 0 | | | | | pour $\delta_{max}$ | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $C_1$ | $\delta^+$ | $\delta$ mm | $q_f$ | $u_f$ m/s | $Re_f$ | $\delta^+_{max}$ | $\delta_{max}$mm | $q_f$ | $u_f$ m/s | $Re_f$ |
| 1.2 | 0.0733 | 0.445 | $9.99\ 10^{-6}$ | 0.610 | 256 | 0.0871 | 0.529 | $1.65\ 10^{-5}$ | 1.01 | 423 |
| 2 | 0.0733 | 0.445 | $9.99\ 10^{-6}$ | 0.610 | 256 | 0.293 | 78 | $4.96\ 10^{-4}$ | 8.55 | 12700 |

Influence de la valeur de $C_1$ sur la solution de (I -4-3)
tableau I-1




Epaisseur du film (racine des équations I 4-8, I 4-9, I 4-10, entourant la poche de gaz en fonction du débit moyen total.

figure I 4-2




Solution complète du système mais pour C=2. a) membre de gauche (I-6) b) racine de (I 4-10)

figure I 4-3

qui présente une seule racine réelle:

$$\delta^+ = \frac{-2(AC_0'+C_1q)}{3C_2R^3\,F(q)^{1/3}} + F(q)^{1/3} \qquad \text{(I 4-6)}$$

avec $$F(q) = \sqrt{\frac{2(AC_0'+C_1)^3}{3C_2R^3} + \left[\frac{-(AC_0'+q(C_1-1))}{2C_2R^3}\right]^2} + \frac{AC_0'+q(C_1-1)}{2C_2R^3}$$

comme précédemment (I 4-31) peut aussi s'écrire:

$$-\frac{C_2R^3\delta^{+3} + 2AC_0'\delta^+ - AC_0'}{2C_1\delta^+ - C_1 + 1} = q \qquad \text{(I 4-7)}$$

Pour un diamètre de l'ordre du centimètre on retrouve bien globalement les mêmes propriétés (figure I 4-1) et les épaisseurs minimales et maximales sont sous-estimées de 4%, ce qui n'est pas considérable. Par contre en prenant le problème à l'envers, c'est-à-dire en considérant une épaisseur donnée, par exemple 0.47mm, la solution complète donne une vitesse superficielle "totale" de ~0.7m/s et la solution pseudo-plane 1.7m/s soit presque trois fois plus. Donc, pour les petits diamètres, lorsque la relation épaisseur-débit de film est utilisée dans une modélisation physique de la poche de gaz, la solution du système d'équations constitué par les bilans massiques peut en être fortement perturbée. De plus la méthode, bien que toujours utilisée, n'est pas correcte car les équations ne correspondent pas au même degré d'approximation. Il est préférable de partir des équations complètes et après substitutions, de développer l'équation résultante à l'ordre correspondant, au degré d'approximation choisi. L'ordre 3 est le développement minimal puisque la relation de Nusselt donne le débit $q_f$ en fonction du cube de l'épaisseur. Voici à titre d'exemple les développements à l'ordre **3** et **4** et la solution **complète**, qui sont à comparer à la relation (I 4-5):

$$C_2R^3\delta^{+3} - \left(1-\delta^+\right)^2\left(C_1\,q + A\,C_0'\right) + q = 0 \qquad \text{(I 4-8)}$$

$$-C_2R^3\delta^{+4} + C_2R^3\delta^{+3} - (1-\delta^+)^2 (C_1 q + A C_0') + q = 0 \qquad \text{(I 4-9)}$$

$$G(\delta^+) - (1-\delta^+)^2 (C_1 q + A C_0') + q = 0 \qquad \text{(I 4-10)}$$

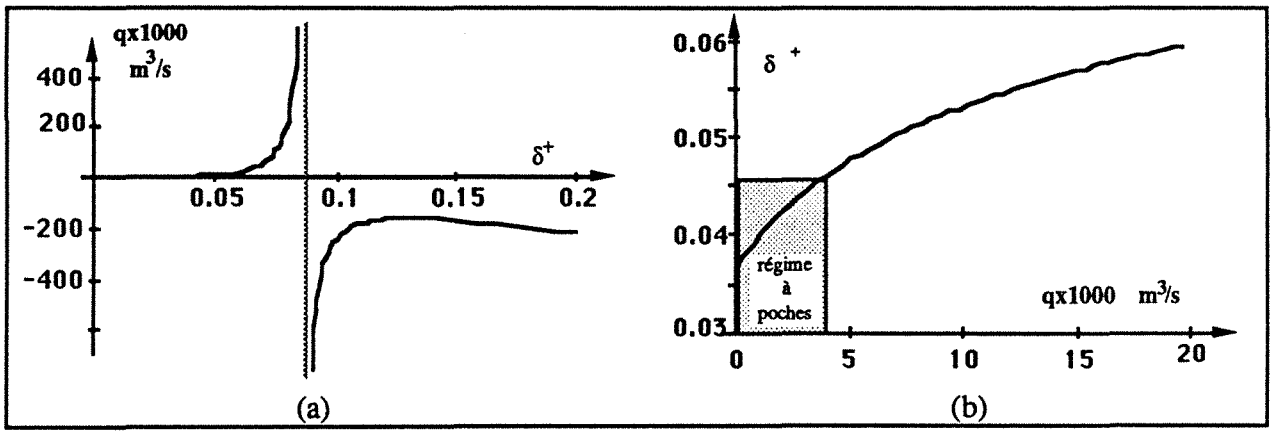
On constate (figure I 4-1) que, dans nos conditions, la solution à l'ordre 3 se situe entre la solution pseudo-plane et la complète. Par contre, entre le développement à l'ordre 4 et la solution complète, la différence est déjà négligeable.

L'augmentation du diamètre est difficile à illustrer, car elle modifie aussi bien $\delta$ que $\delta^+$. Nous donnons ici un exemple des valeurs caractéristiques pour une conduite de 50 mm de diamètre. La plage d'épaisseurs accessibles au système croît avec D, par diminution (tableau I-2 ) du $\delta^+$ minimal, bien que $\delta_{min}$ croisse avec D. Si on tient compte des débits compatibles avec l'existence du régime à poches (figure I 4-4), l'épaisseur relative $\delta^+$ du film décroît avec D.

D=50 mm

| $C_1$ | $\delta^+$ en q=0 | $\delta$ en q=0 | $\delta^+_{max}$ | $\delta_{max}$ |
|---|---|---|---|---|
| 2 | 0.0366 | 0.915 mm | 0.0871 | 2.18 mm |

tableau I-2




Solution pour D=50mm, C=2: - a) membre de gauche de (I 4-4) -b) racine de (I 4-10)

figure I 4-4

# II RESULTATS EXPERIMENTAUX

## II - 1 MODIFICATION DE LA BULLE DE TAYLOR PAR LES FLUX DE GAZ ET DE LIQUIDE

La poche en ascension libre, dans un liquide au repos, est une référence tant par les nombreux travaux théoriques et expérimentaux dont elle a fait l'objet, que parce qu'elle constitue l'état de base que les conditions d'écoulement modifient.

A PARTIR DE L'EPAISSEUR DE FILM

Sur l'enregistrement de l'épaisseur de film $\delta(z)$ au niveau d'une poche de 0.50m de longueur (figure II-1a), obtenue par l'injection rapide et unitaire d'un volume de gaz, on observe trois régions :

- le nez de poche = région d'entrée avec un profil de vitesse du liquide, ascendant.
- zone d'établissement du film avec un profil de vitesse du liquide, descendant et une interface parfaitement lisse.
- le film établi avec l'évolution habituelle de l'interface en film ruisselant libre:
  - lisse (A),
  - 1ère bouffée de turbulence du film à z= 0.24m (B),
  - croissance des ondes de surface à partir de z ≈ 0.30m (C),
  - quelques bulles suivent la poche dans son ascension (D).

L'épaisseur du film, que nous nommons épaisseur de base $\delta_{Nu}$, juste avant l'apparition des instabilités de surface, a pour valeur $\delta_{Nu}$= 0.40 mm.; $\delta_{Nu}$ reste la valeur moyenne lorsque le film est perturbé par des ondes de surface, sauf en fin de film où un léger "bourrelet" de la poche, qui en annonce la fin , réduit l'épaisseur moyenne du film.

Les autres courbes de la figure II-1(b à e) montrent l'évolution de la poche, toujours à débit de gaz nul ($j_g$ =0. m/s), mais pour des débits croissants de liquide ($j_l$ = 0.05, 0.1, 0.3 m/s). Notons que dans les expériences à $j_g$ = 0. m/s, la longueur de la poche dépend plus du volume de gaz injecté que des conditions d'écoulement. Lorsque $j_l$ croît, trois modifications sont notées:

- les poches longues deviennent difficiles à obtenir (figure II-1c) ⇒ le film n'est pas assez long pour que les instabilités de surface soient toujours observables.
- la fréquence des perturbations de surface décroît (figure II-1b, d, e).
- les basses fréquences remontent le film jusqu'au niveau de la zone d'entrée (figure II-1c, d, e).

L'épaisseur moyenne du film reste égale à la valeur de référence $\delta_{Nu}$ (figure II-1d).

L'introduction d'un débit de gaz (figure II-2d) modifie très nettement la structure des poches. Elles sont d'autant plus courtes que la vitesse de liquide augmente (Cf. §II 4.3 pour la longueur moyenne des poches en fonction de $j_g$, $j_l$) d'où l'absence d'établissement du film à $j_g$=0.12m/s. Par contre dès $j_g$ = 0.32 m/s, $\delta_{Nu}$ est atteinte par certaines poches.

A PARTIR DU FROTTEMENT PARIETAL

L'enregistrement simultané du frottement à la paroi et du signal délivré par la barrière optique (méthode 1) (figure VI-15 du paragraphe VI-3) permet une description qualitative de la cellule. En partant du nez de la poche on distingue clairement les différentes structures formant la cellule:

- la zone d'entrée du film, dans laquelle le profil des vitesses s'inverse,
- à partir du point $\tau_p = 0$, la zone d'établissement du film,
- le film établi avec $\tau_p = \tau_{Nu} < 0$ (voir ci-dessous),
- le jet pour lequel $\tau_p$ est toujours négatif,
- la région d'établissement de l'écoulement dans le bouchon,
- et enfin en tête de la poche suivante, l'écoulement établi dans le bouchon.

Nous ne disposons pas d'enregistrement du frottement pariétal au niveau d'une bulle de Taylor ($j_l$ = 0, $j_g$ = 0, m/s). En Annexe du Chapitre II figure1 sont présentés les mesures de frottement pariétal et du signal optique (fibre) enregistrés simultanément au niveau des poches de gaz pour $j_l$ = 0.05, 0.3, 0.5, 0.7 m/s et pour quatre vitesses superficielles de gaz : $j_g$ =0.12, 0.32, 0.52, 1.02 m/s.

Pour un film lisse, en négligeant le frottement interfacial on a :

$$\tau_p = \delta\, g\, \rho_l \left(1-\frac{\delta}{2R}\right)\left(1-\frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \qquad \text{(I 2-2)}$$

Soit pour $\delta_{Nu} = 0.4\ 10^{-3}$ m, $\tau_{pNu} = \underline{-3.85}$ N/m

Cette valeur se retrouve effectivement, très précisément (figure II-3a : $j_g$=0.32m/s et b:$j_g$=0,52m/s) sur les enregistrements, dès que $j_g$ est suffisante pour que la poche soit établie. Il s'agit donc bien du frottement correspondant à l'épaisseur de base $\delta_{Nu}$ ce qui justifie l'indice "$_{Nu}$", car le film est alors régi par la loi de Nusselt ou son équivalent en géométrie cylindrique. Par contre si on compare $\delta$ et $\tau_p$ au point de fonctionnement $j_l$=0.3m/s et $j_g$=0.32m/s (figure II-2d et figure II-4a) on a pour valeurs extrémales:

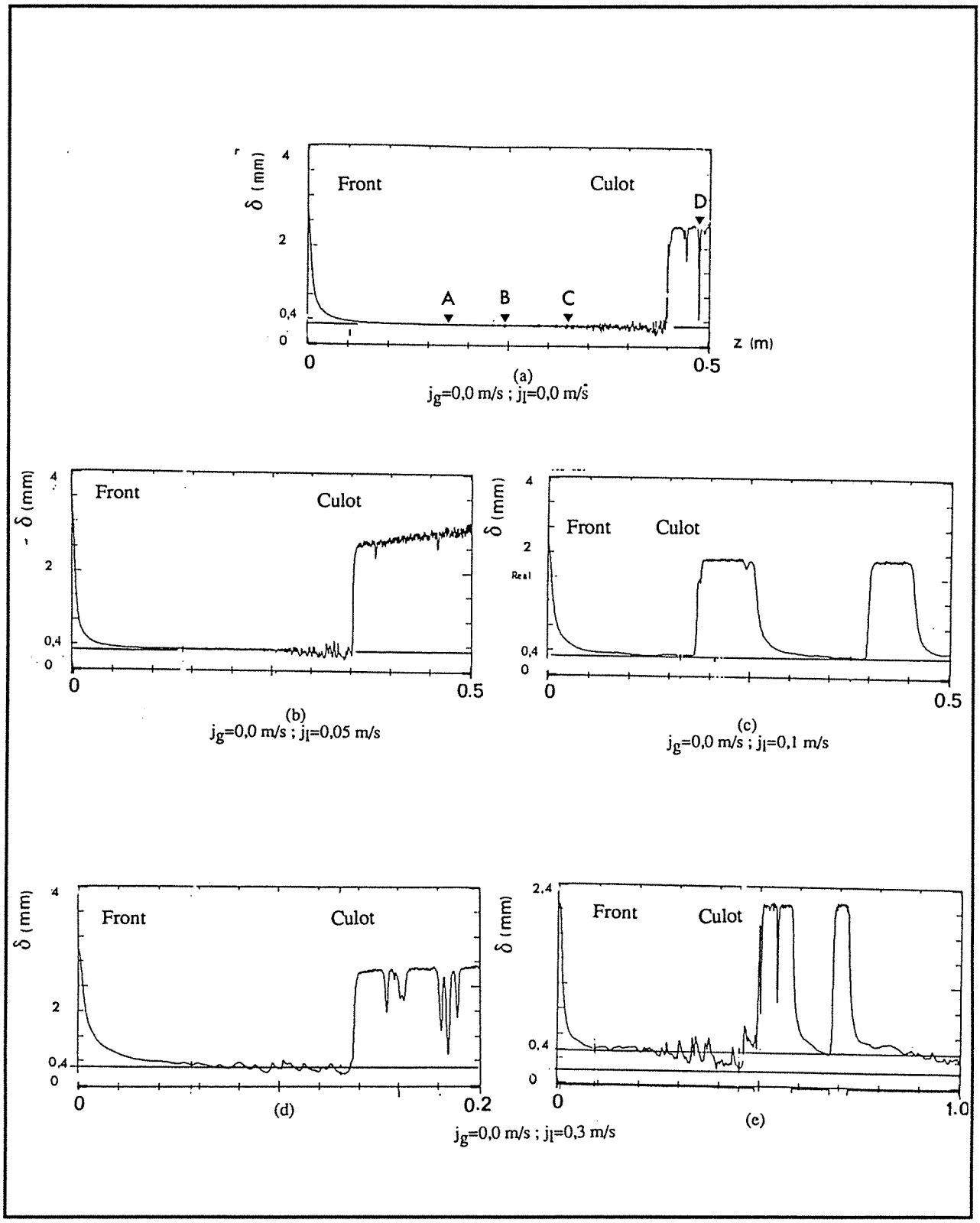
$$\tau_{p\,max}^{-} \approx -1\ \text{N/m}^2 \qquad \text{et} \qquad \delta_{max} = 0.4\ \text{mm}$$

L'épaisseur atteint la valeur caractéristique $\delta_{Nu}$ alors que le frottement est encore très loin de la valeur d'équilibre $\tau_{pNu}$. Donc soit le liquide dans le film est en accélération, soit le frottement interfacial $\tau_i$ est important. Dans cet exemple où la vitesse du gaz est faible, c'est la première

hypothèse qu'il faut retenir. Mao et Dukler [1989] proposent de quantifier le degré d'établissement du film par un coefficient de saturation $\phi$, défini par :

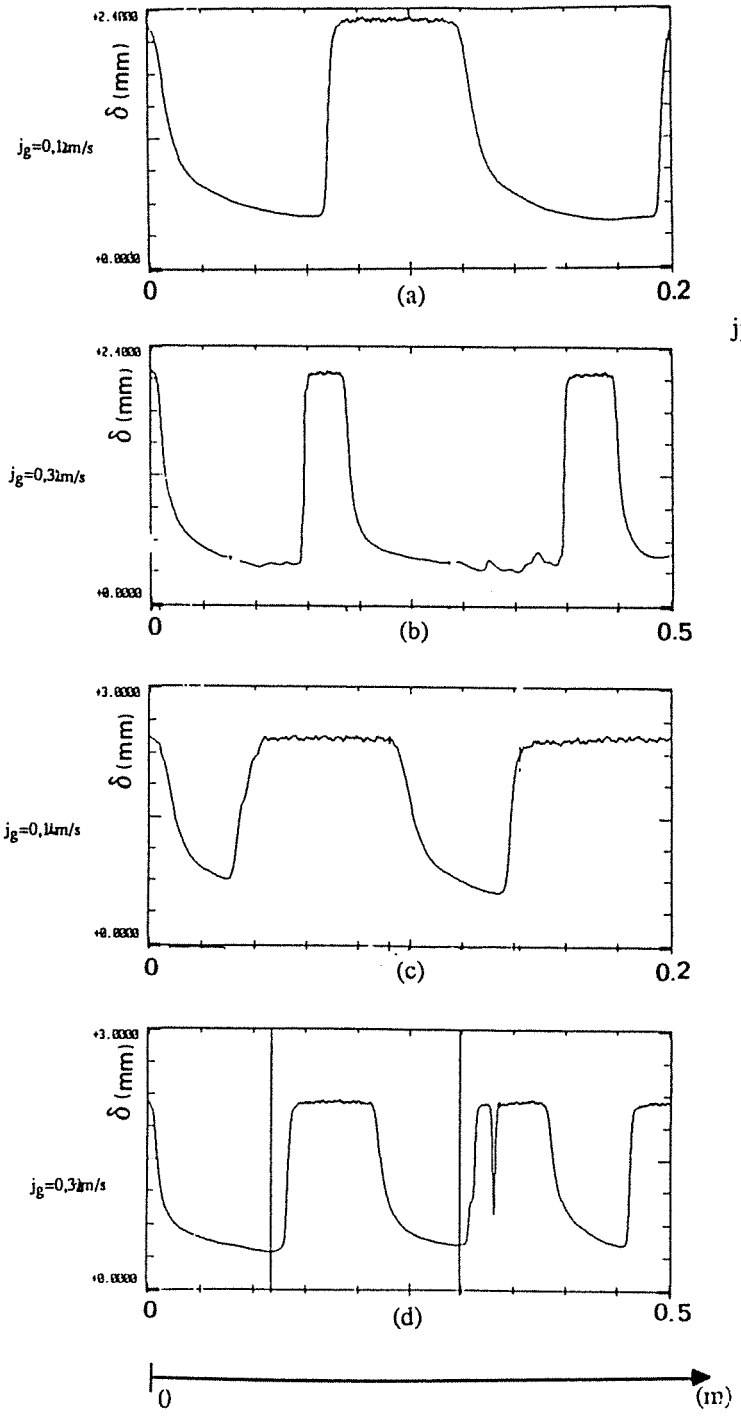
$$\phi = \frac{\tau_p}{\rho_l g \delta \left(1 - \frac{\delta}{2R}\right)\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)} \qquad \text{(II-1)}$$

Dans notre premier exemple $\phi$ atteint la saturation : $\phi_{max} = 1$, alors que dans le deuxième exemple $\phi_{max} = 0.26$. En fait ,le film est beaucoup plus long à s'établir qu'on ne le considère généralement, probablement parce que les estimations étaient basées sur le profil de taux de vide seul.



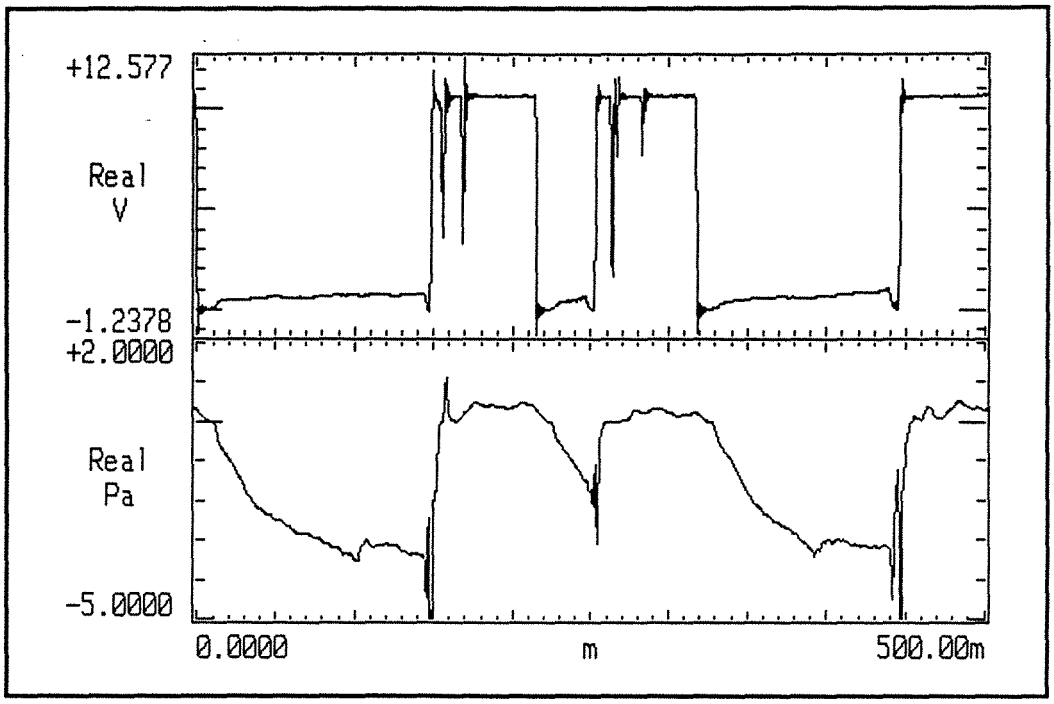

**Epaisseur de film au niveau d'une bulle de Taylor pour quatre vitesses superficielles du liquide.**

figure II-1

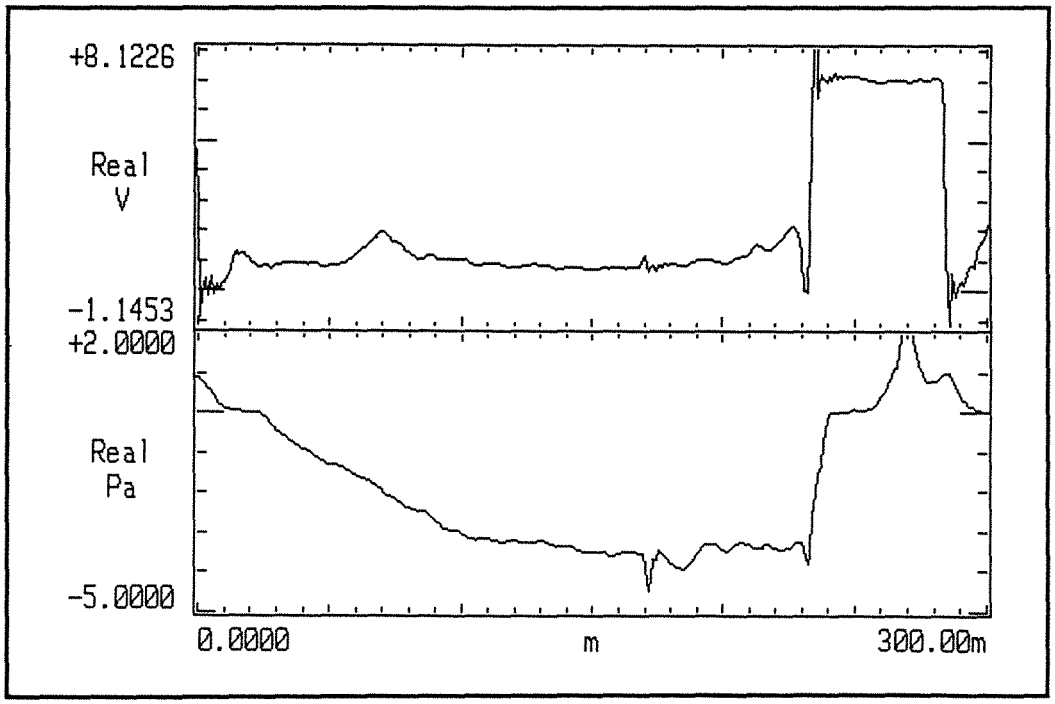



Epaisseur de film en fonction de z : influence des flux d'entrée.

figure II-2



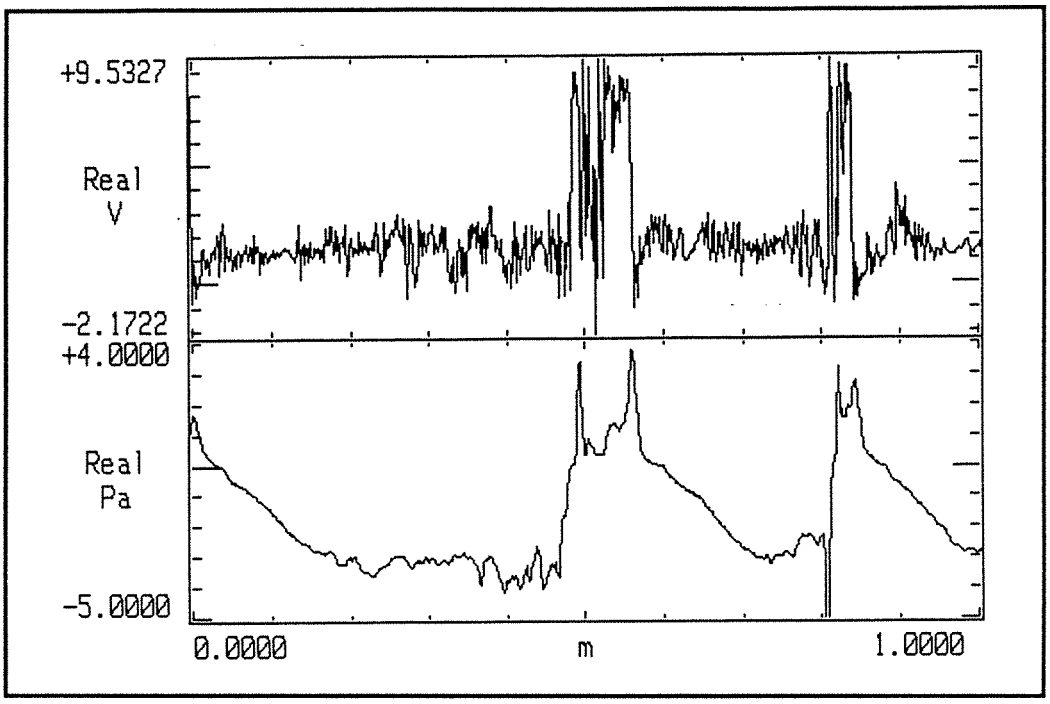

$j_g$= 0.12 m/s



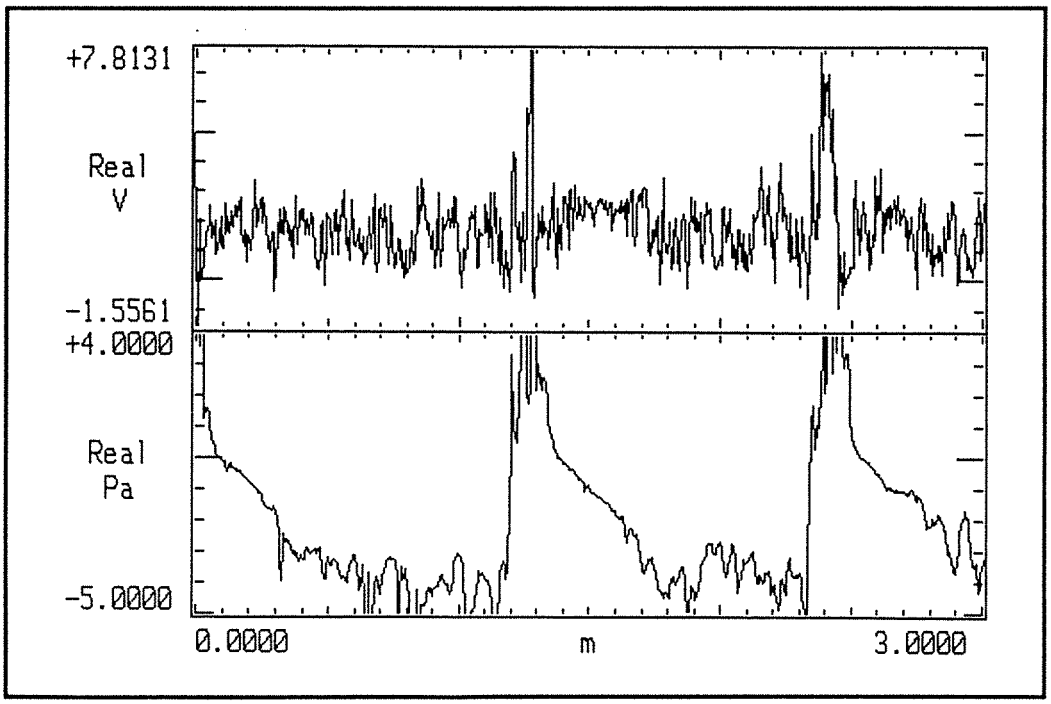

$j_g$= 0.32 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : quelques exemples de l'influence des flux d'entrée.
jl = 0,05

figure II-3 a



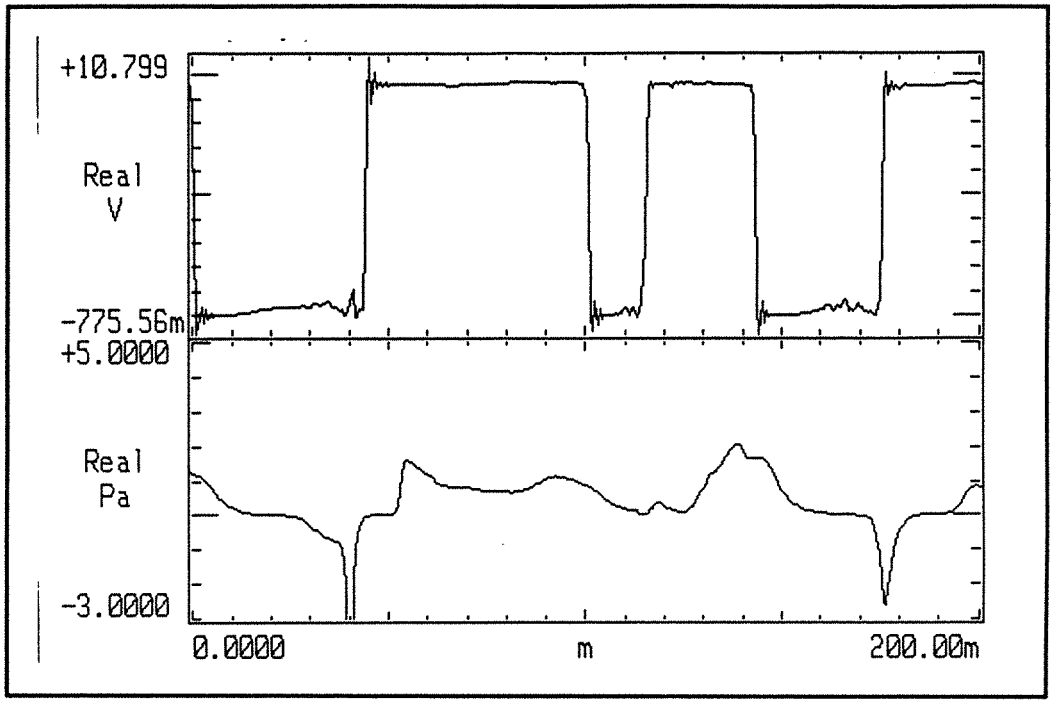

$j_g$= 0.52 m/s



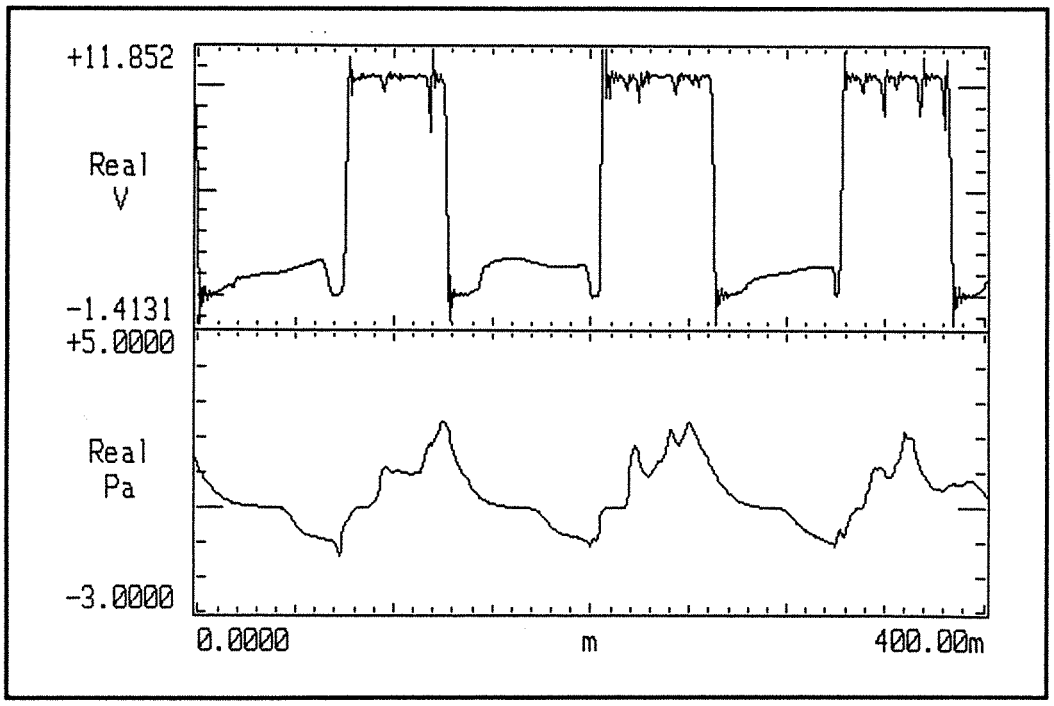

$j_g$= 1.02 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : quelques exemples de l'influence des flux d'entrée.
jl =0,05

figure II-3 b




$j_g$= 0.12 m/s




$j_g$= 0.32 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : quelques exemples de l'influence des flux d'entrée.
jl = 0.3 m/s

figure II-4

## II - 2 DENSITE DE PROBABILITE ET SIGNAL TEMPOREL - VUE D'ENSEMBLE DU REGIME A POCHES -

### II - 2.1 EPAISSEUR DE FILM

La densité de probabilité $p(\delta)$ des épaisseurs en fonction de $j_g$ et de $j_l$ (figures II-7a à c) permet de suivre l'établissement du film, de confirmer l'épaisseur de base $\delta_{Nu}$ et de définir une nouvelle épaisseur caractéristique, c'est à dire indépendante de $j_g$ et $j_l$. Cette deuxième épaisseur $\delta_b$ = 0.15mm, correspond à la base du film; c'est l'épaisseur la plus faible à l'exception de quelques creux de vagues (en $\delta$=0.15mm $p(\delta)$ = 0.). Au point de fonctionnement ($j_l$=0, $j_g$=0.1m/s) (figure II-7a), comme cela a déjà été mentionné au paragraphe précédent, le film est concentré autour de sa valeur caractéristique $\delta_{Nu}$. Mais dès $j_g$=0.3m/s, l'histogramme présente une prolongation vers les faibles épaisseurs définissant une valeur extrême $\delta_b$. Pour $j_g \geq$0.5m/s, se développe un deuxième maximum de probabilité en $\delta_o$=0.25mm qui supplante le premier en $\delta_{Nu}$. Pour $j_g \geq$ 0m/s, les films se désorganisent progressivement.

Lorsque $j_l \neq 0$, la description précédente reste valable. Cependant l'existence d'un film d'épaisseur $\delta_{Nu}$ nécessite $j_g$ d'autant plus grand que $j_l$ est grand. Ceci peut-être quantifié en traçant dans le plan $j_g$, $j_l$ le lieu des points de fonctionnement pour lesquels la densité de probabilité en $\delta=\delta_{Nu}$ est le quart de la densité maximale. Cette ligne de séparation est la droite de pente 1 (figure II-5).

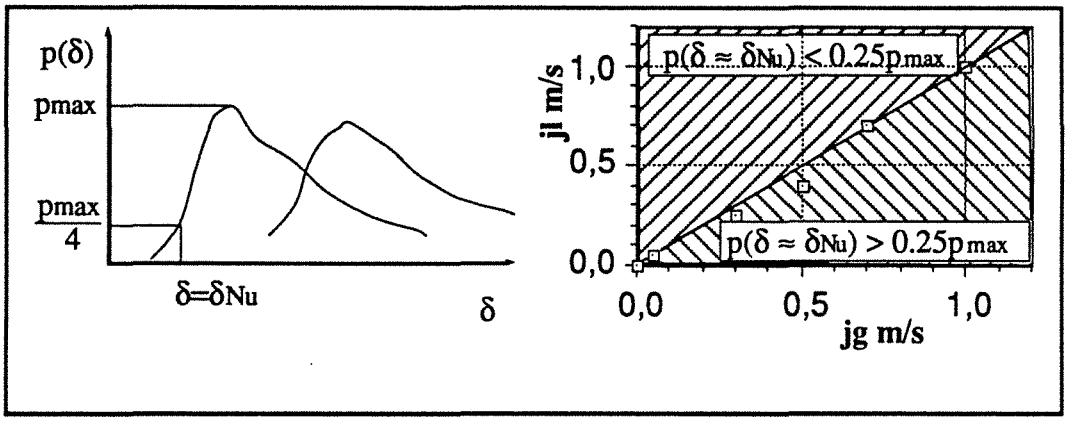
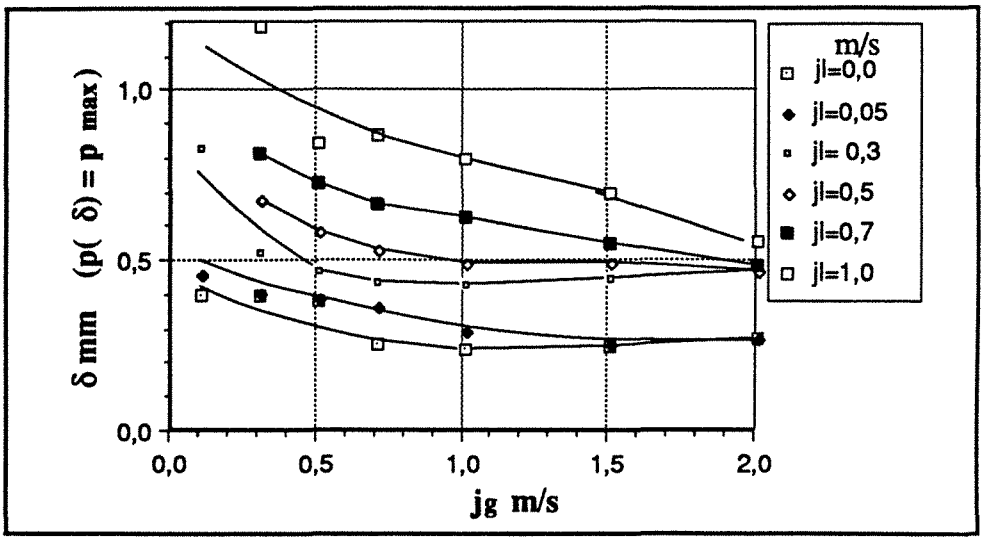



figure II-5

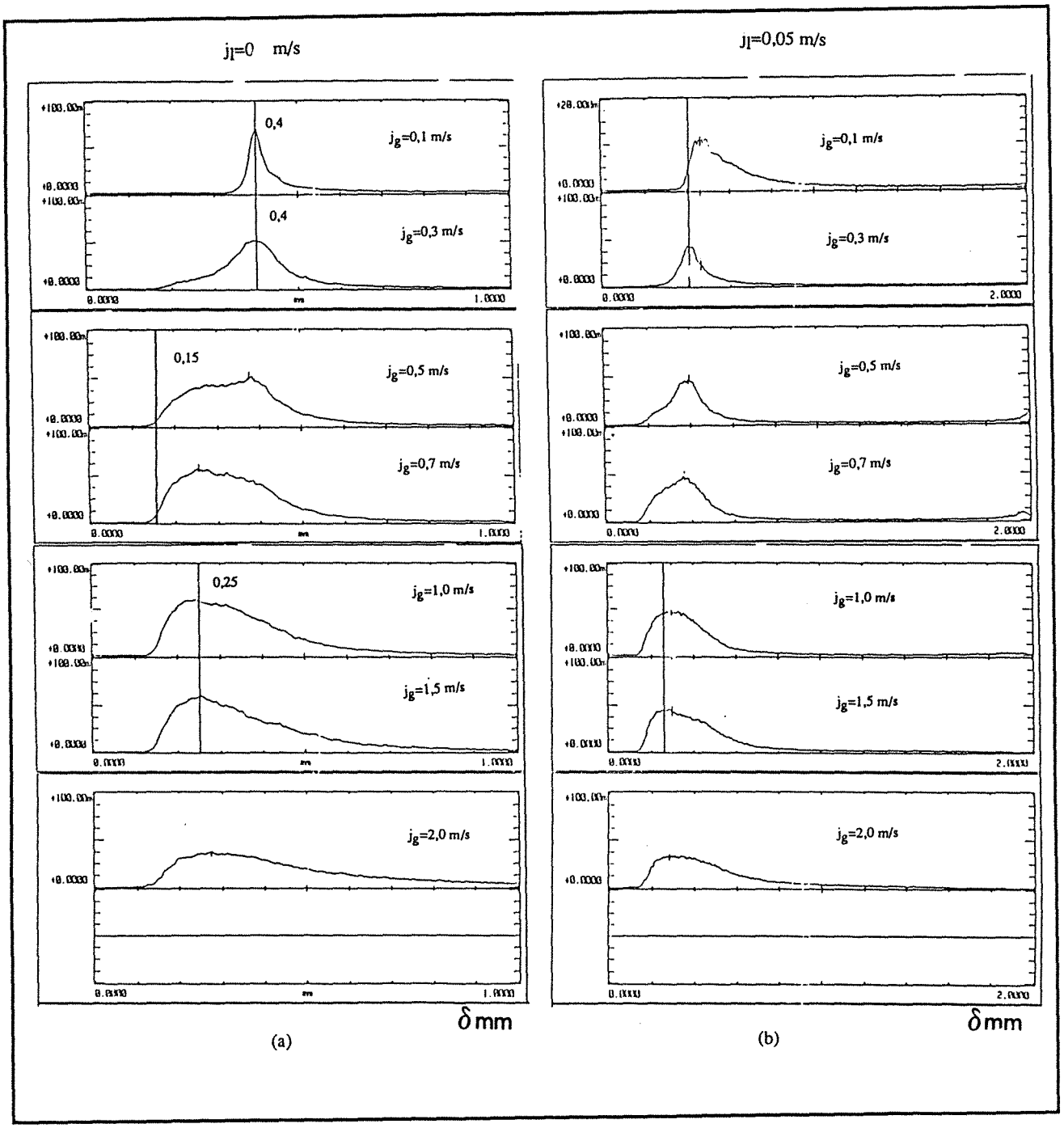
Au-delà de $j_l$ = 0.5m/s, $p(\delta=\delta_{Nu})$ reste inférieure à $p_{max}$, quelle que soit $j_g$. Autrement dit, l'écoulement à poches se désorganise avant que la majorité des poches n'ait atteint une longueur suffisante pour que $\delta=\delta_{Nu}$ (figure II-6) .




Epaisseur de film la plus probable en fonction de la vitesse superficielle du gaz.

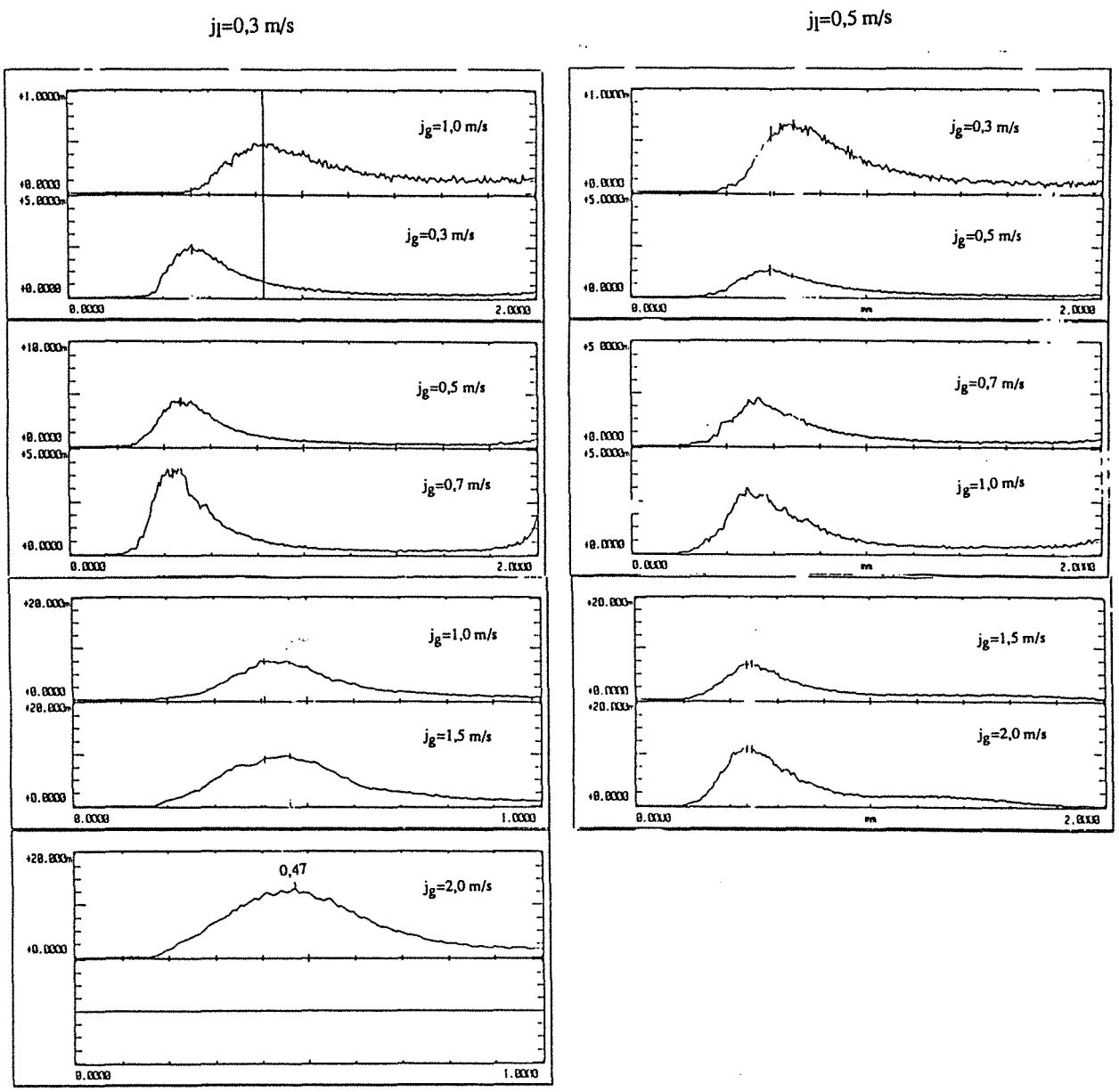
figure II-6

Il est intéressant de porter les épaisseurs caractéristiques sur les signaux temporels de $\delta$ (figure II-8). Par souci de lisibilité, seules $\delta_{Nu}$ et $\delta_b$ sont tracées. $\delta_{Nu}$ correspond à un état stationnaire du film lisse sans interaction avec le gaz. Par contre les niveaux $\delta_b$ et $\delta_o$ ne peuvent être interprétés que par une analyse de la stabilité du film, puisqu'il a été montré au paragraphe §I-2.1 qu'il n'existe qu'une seule solution stationnaire. La série complète des enregistrements, pour l'ensemble du régime à poches ($0 \leq j_l \leq 1.0$m/s), peut être trouvée en Annexe du Chapitre II figure 2.



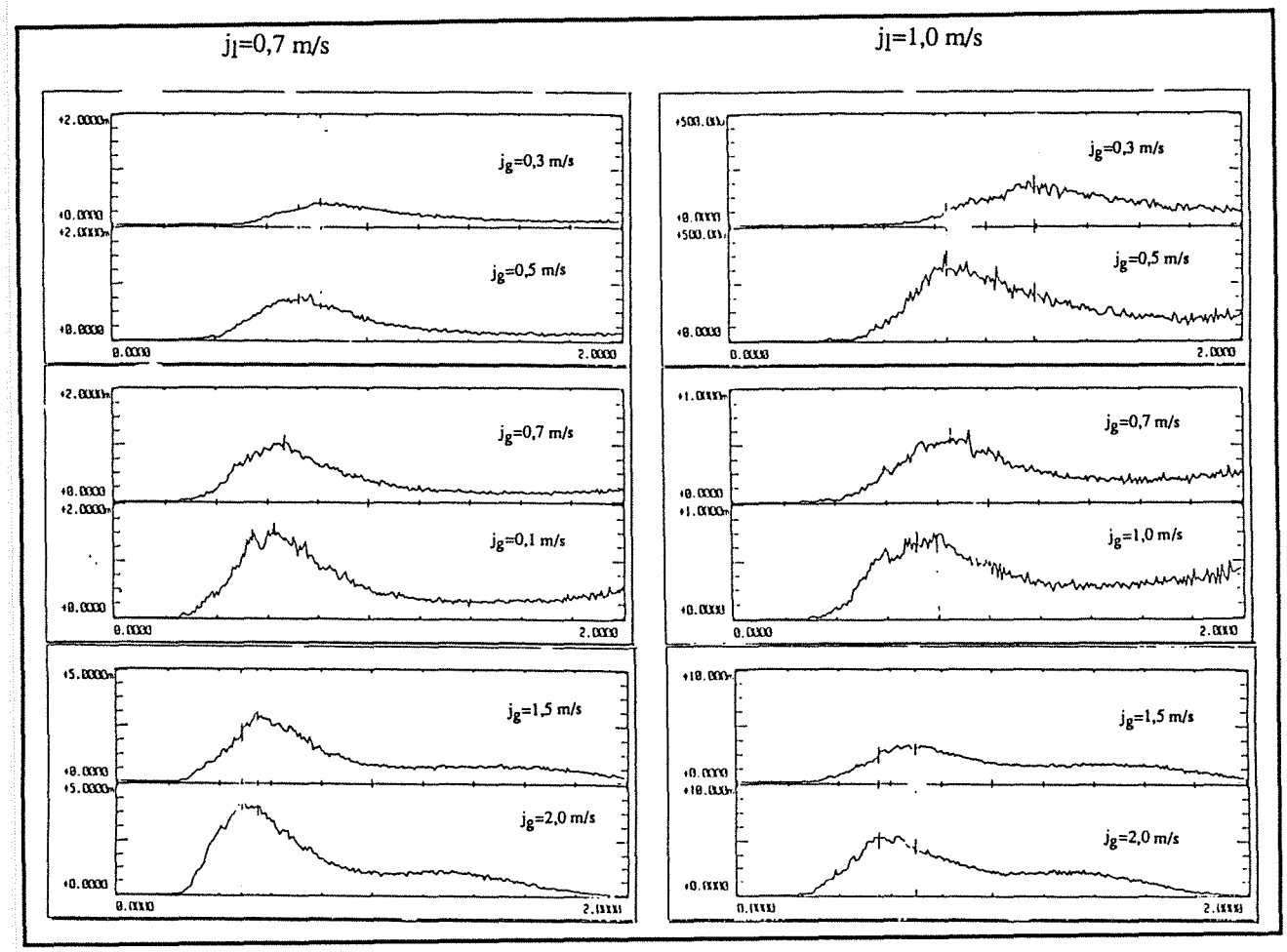

Densité de probabilité de l'épaisseur de film δ, pour l'ensemble du régime à poches.

figure II-7a



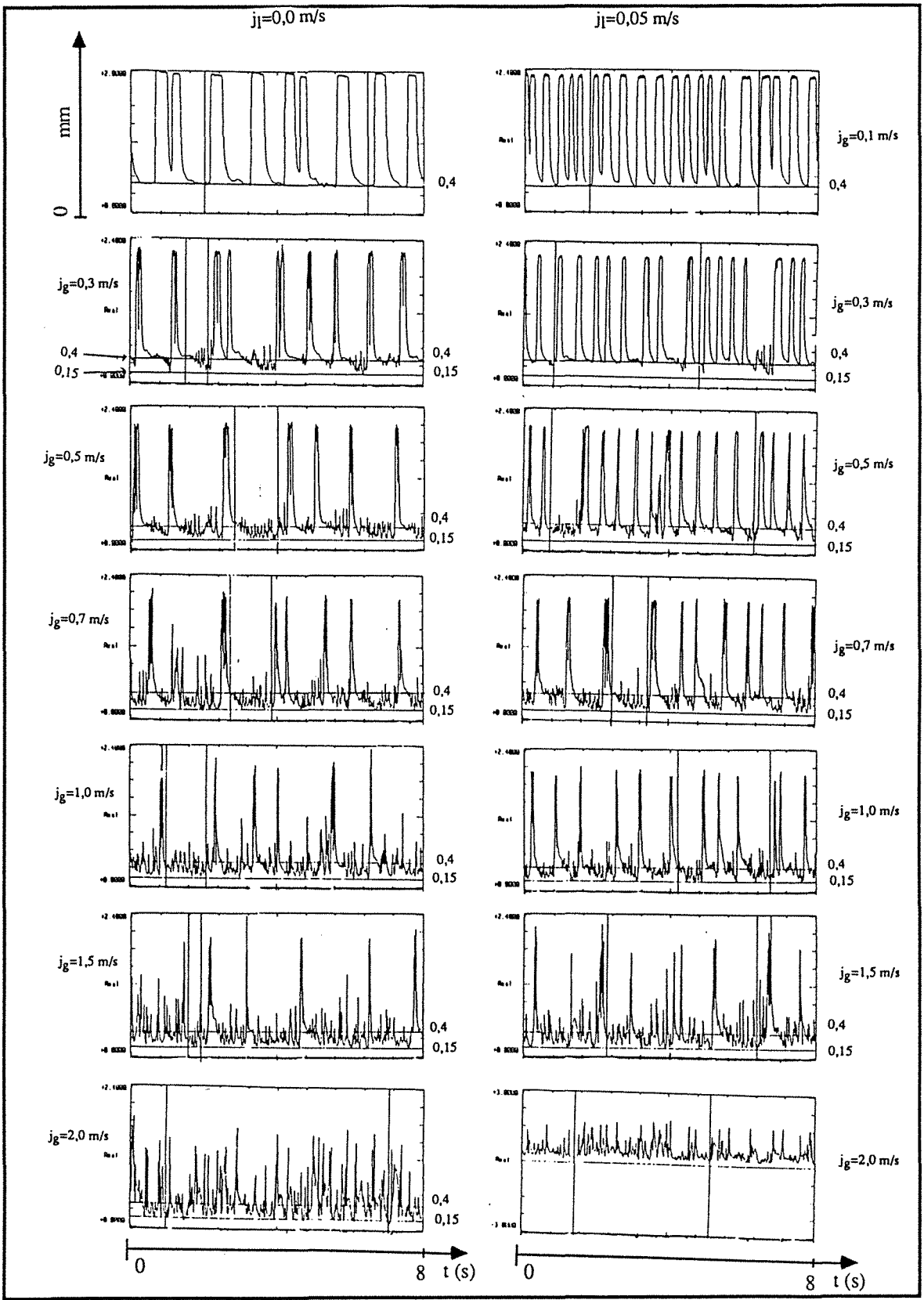

Densité de probabilité de l'épaisseur de film δ, pour l'ensemble du régime à poches.

figure II-7b




Densité de probabilité de l'épaisseur de film δ, pour l'ensemble du régime à poches.

figure II-7c




Epaisseur de film $\delta(t)$ en fonction de la vitesse moyenne du gaz pour deux valeurs de la vitesse superficielle du liquide ($j_l = 0$m/s et $j_l = 0.05$m/s).
De haut en bas : jg =0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0 m/s

figure II-8

## II - 2.2 FROTTEMENT PARIETAL

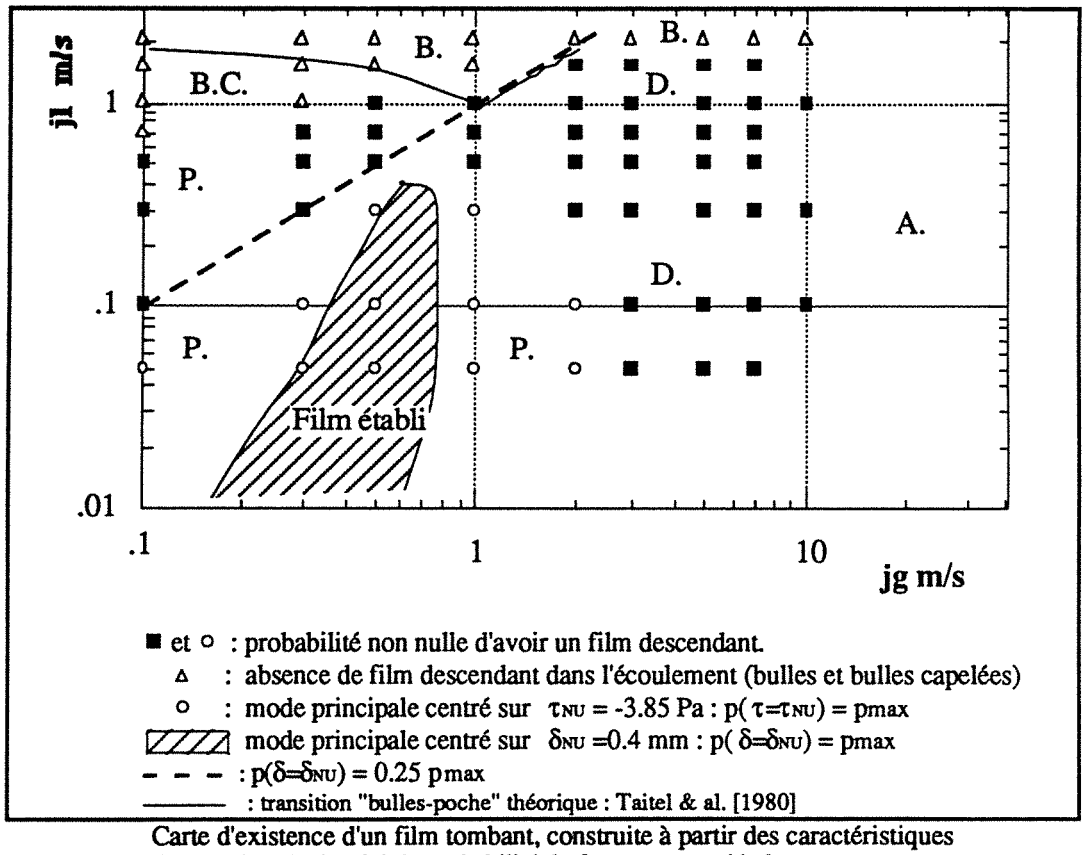
DENSITE DE PROBABILITE

Les graphes de densité de probabilité du frottement pariétal donnent une vue d'ensemble de l'évolution de cette grandeur, du régime à bulles au régime annulaire (figures II-10a, b et c). Pour ce dernier régime, situé en dehors des limites données à cette étude, remarquons simplement que le cisaillement en paroi est au moins une décade en dessous des valeurs atteintes au niveau du bouchon de liquide en régime à poches.

La valeur de $\tau_p$ calculée au paragraphe précédent pour l'épaisseur $\delta_{Nu}$ = 0.40mm : $\tau_{Nu}$=3.85 N/m$^2$, est reportée sur les courbes de densité de probabilité. La comparaison des histogrammes de frottement et d'épaisseur confirme, mais cette fois de façon statistique, les résultats du paragraphe II-1 obtenus sur des poches isolées : lorsque la poche est suffisamment longue le film est en équilibre et la loi de Nusselt rend compte de la relation entre le frottement pariétal et l'épaisseur du film, même lorsque le film n'est pas lisse. Par contre il est moins connu (cela a été suggéré récemment par Mao et Dukler [1990]) que le domaine de points de fonctionnement ($j_g$, $j_l$) pour lequel cet équilibre est atteint, est restreint à une partie seulement du domaine d'existence du régime à poches, correspondant à l'aire hachurée sur la carte d'écoulement de la figure II-9. Cette aire est obtenue en portant les couples de vitesses ($j_g$, $j_l$) pour lesquels les modes principaux de la densité de probabilité du frottement pariétal et de l'épaisseur de film correspondent aux valeurs de Nusselt, respectivement $\tau=\tau_{Nu}$ et $\delta=\delta_{Nu}$. Le domaine défini par le mode de la densité de frottement recouvre une part plus importante du régime à poches (voir les cartes d'écoulements du chapitre IV) que celui défini à partir du mode de la densité d'épaisseur. Ce décalage entre l'établissement du film en terme d'épaisseur par rapport à celui en terme de frottement ne peut être expliqué par la seule analyse des densités de probabilités. Il faudrait en particulier obtenir la moyenne cellulaire des deux variables sur l'ensemble du domaine et en déduire le coefficient de saturation $\phi$ (II-1). Cependant, la coïncidence des deux maxima de densité de probabilité donne une bonne assurance que la région hachurée correspond bien au domaine minimum d'existence d'un film ruisselant sans interaction avec le gaz et régi, quant aux valeurs moyennes des variables, par la loi de Nusselt.

Sur la carte d'écoulement de la figure II-9 nous avons aussi porté les couples de vitesses pour lesquels la probabilité d'avoir un frottement négatif, donc un film tombant, est soit nulle, soit non nulle. Ceci permet de distinguer l'ensemble constitué par le régime à poches et le régime déstructuré des régimes à bulles et annulaires. L'existence d'une inversion du sens de l'écoulement entourant la poche de gaz est effectivement un critère très précis pour distinguer entre bulles capelées et poches de gaz. La ligne de transition entre le régime à bulles et le régime à poches, calculée à partir du modèle de Taitel, Bornea et Dukler [1980] est effectivement plongée dans le

domaine à bulles défini comme ci-dessus. Une analyse plus fine des signaux devrait permettre de vérifier si la première branche de cette limite théorique sépare effectivement le régime à bulles dispersées du régime à poches. La deuxième branche, obtenue en considérant le taux de compactage maximum des bulles avant coalescence ($\alpha$=0.52), coïncide précisément avec notre limite tant que la vitesse débitante du gaz est inférieure à 2m/s, c'est à dire avant la transition vers le régime déstructuré. Elle coïncide aussi avec la droite de pente 1 obtenue au paragraphe précédent, qui définit le lieu des points de fonctionnement pour lesquels $p(\delta=\delta_{Nu}) = 0.25p_{max}$. Ceci est dû à la valeur du taux de vide de transition voisine de 0.5. En effet cette deuxième branche est définie par $j_l = \frac{1-\alpha}{\alpha} j_g$. En considérant les grandes vitesses de gaz, la carte d'écoulement (figure II-9) donne une information importante sur la constitution de l'écoulement déstructuré (churn flow), à savoir : la persistance de films tombants au sein de l'écoulement déstructuré (churn flow) jusqu'au voisinage du régime annulaire




Carte d'existence d'un film tombant, construite à partir des caractéristiques des courbes de densité de probabilité du frottement pariétal.

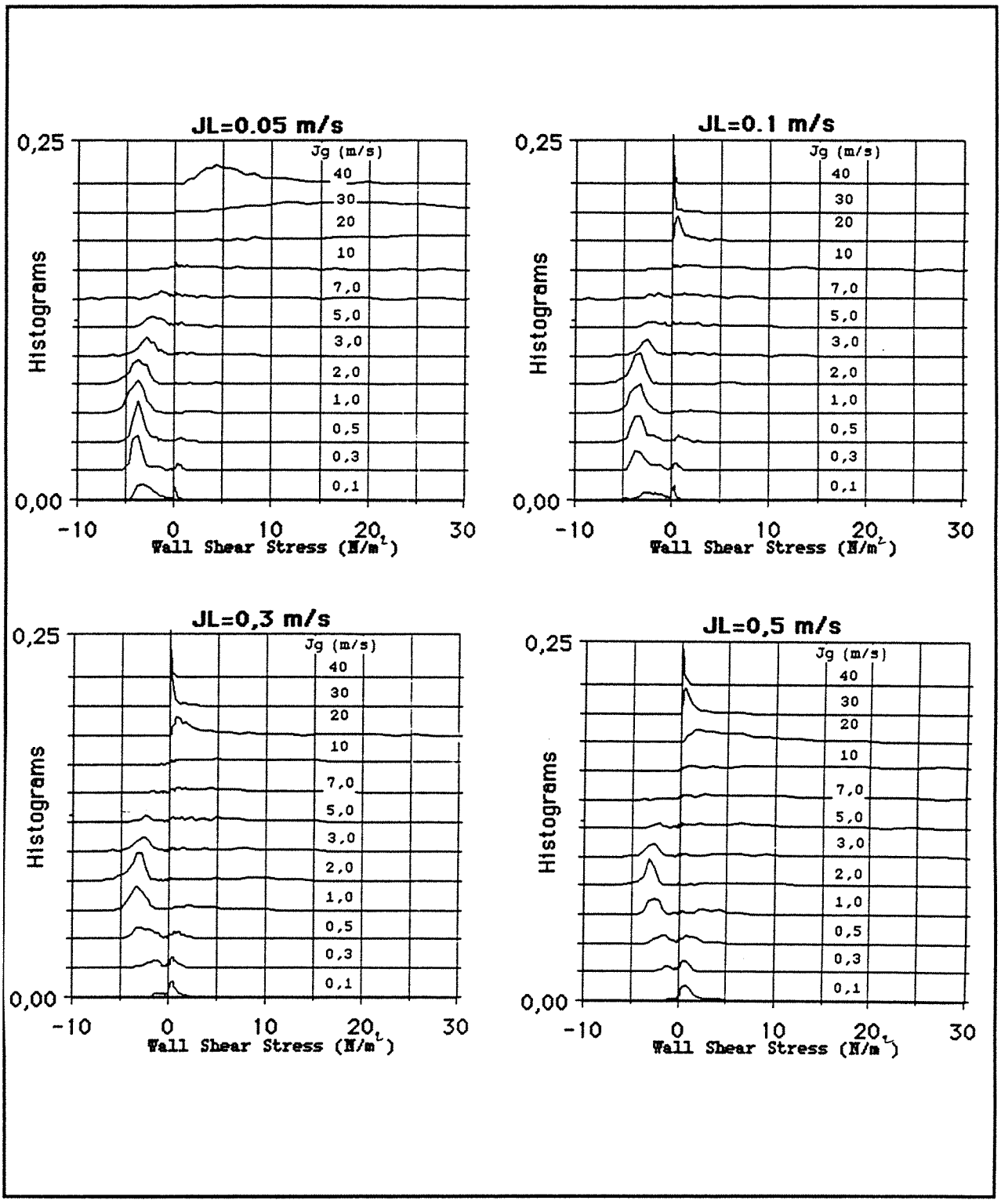
figure II-9

La morphologie des courbes de densité de probabilité du courant directement issu des sondes polarographiques est plus détaillée que celle des densités de probabilité de frottement, car la loi de puissance (VI-14) entre i et $\tau$ provoque un tassement des faibles amplitudes. On obtient ainsi une excellente signature du régime à poches. Le régime à poches y est caractérisé par la présence de trois pics (figure II-11, jl=0.3m/s) :

- les valeurs positives les plus grandes correspondent au frottement au niveau du bouchon de liquide. Le frottement calculé par la loi de Blasius sur la base de la vitesse moyenne $j_g + j_l$ constitue une limite supérieure des valeurs atteintes.
- le maximum relatif central (cisaillement d'amplitude très faible) correspond comme le précédent à un frottement pariétal engendré par un écoulement ascendant. Il est déjà observable au niveau des bulles capelées ($j_g$ = 0.1m/s ), perd de l'importance en régime déstructuré et ne disparaît totalement qu'en régime annulaire. Il est donc certainement associé à l'existence de l'écoulement en tête de poche: la zone d'entrée du film.
- le pic négatif a pour origine le film liquide tombant.

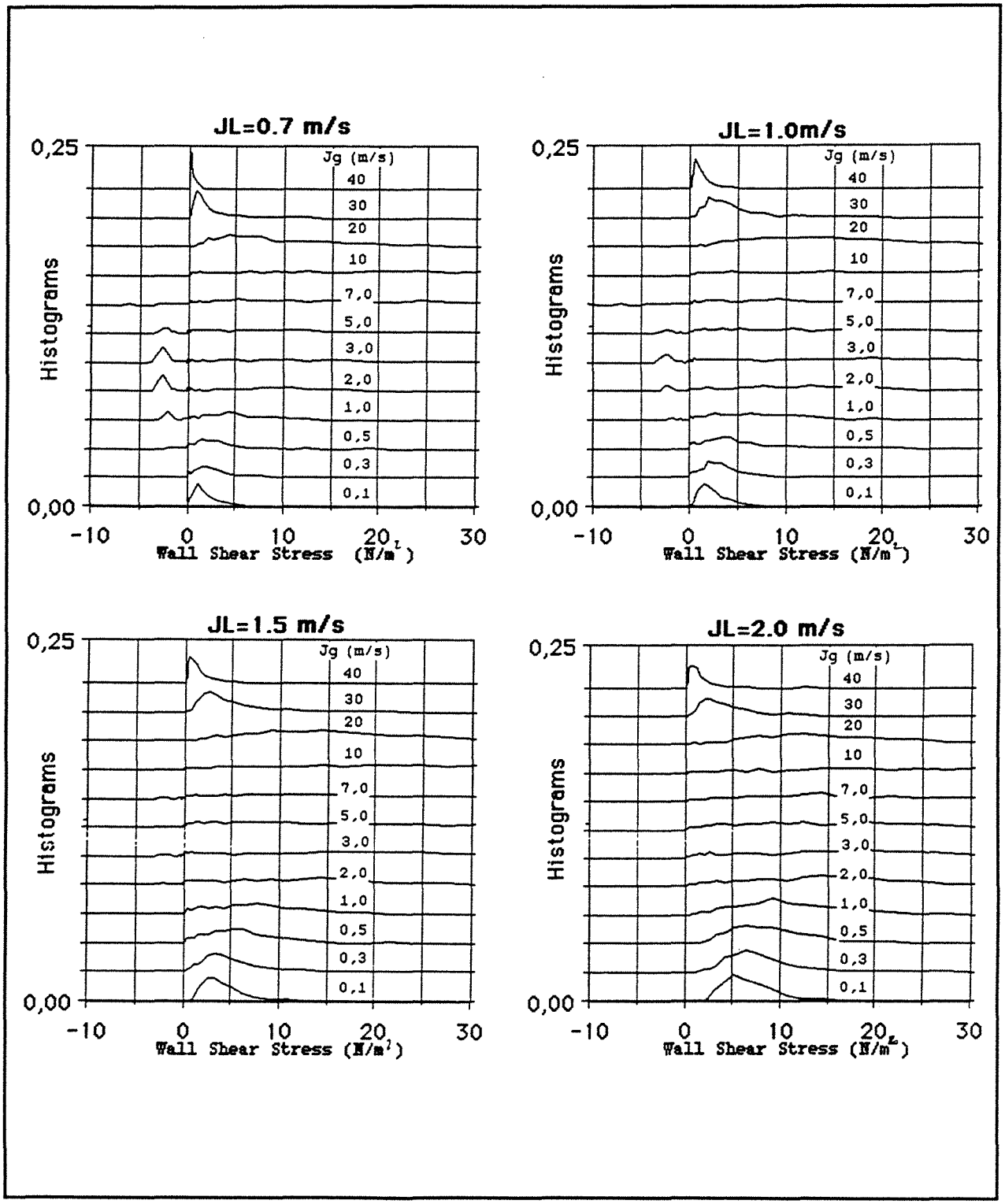
SIGNAUX TEMPORELS

En comparant les informations apportées par les paramètres de tendance centrale et de dispersion des densités de probabilité aux informations contenues par les enregistrements temporels du frottement en paroi, il est possible de compléter la description précédente. On vérifie ainsi que les points de fonctionnement, pour lesquels le film est établi et sans interaction avec le gaz (domaine hachuré de la carte d'écoulement figure II-9), correspondent le plus souvent, à un film de poche extrêmement perturbé ; voir par exemple le point de fonctionnement ($j_l$ = 0.05m/s, $j_g$=0.52m/s) figure II-3b. Puisque la loi de Nusselt traduit un équilibre du film entre l'accélération de la pesanteur et le frottement en paroi, on peut conclure que dans cette gamme des flux d'entrée, une portion importante du film est établie (forces d'inerties négligeables) et que le frottement à l'interface y est négligeable. Un exemple de l'évolution du signal avec des vitesses croissantes du gaz est donné pour deux vitesses superficielles du liquide figure II-12; la série complète des enregistrements, pour l'ensemble du régime à poches ($0.05 \leq j_l \leq 1.5$m/s), peut être trouvée en Annexe du Chapitre II figure 3.



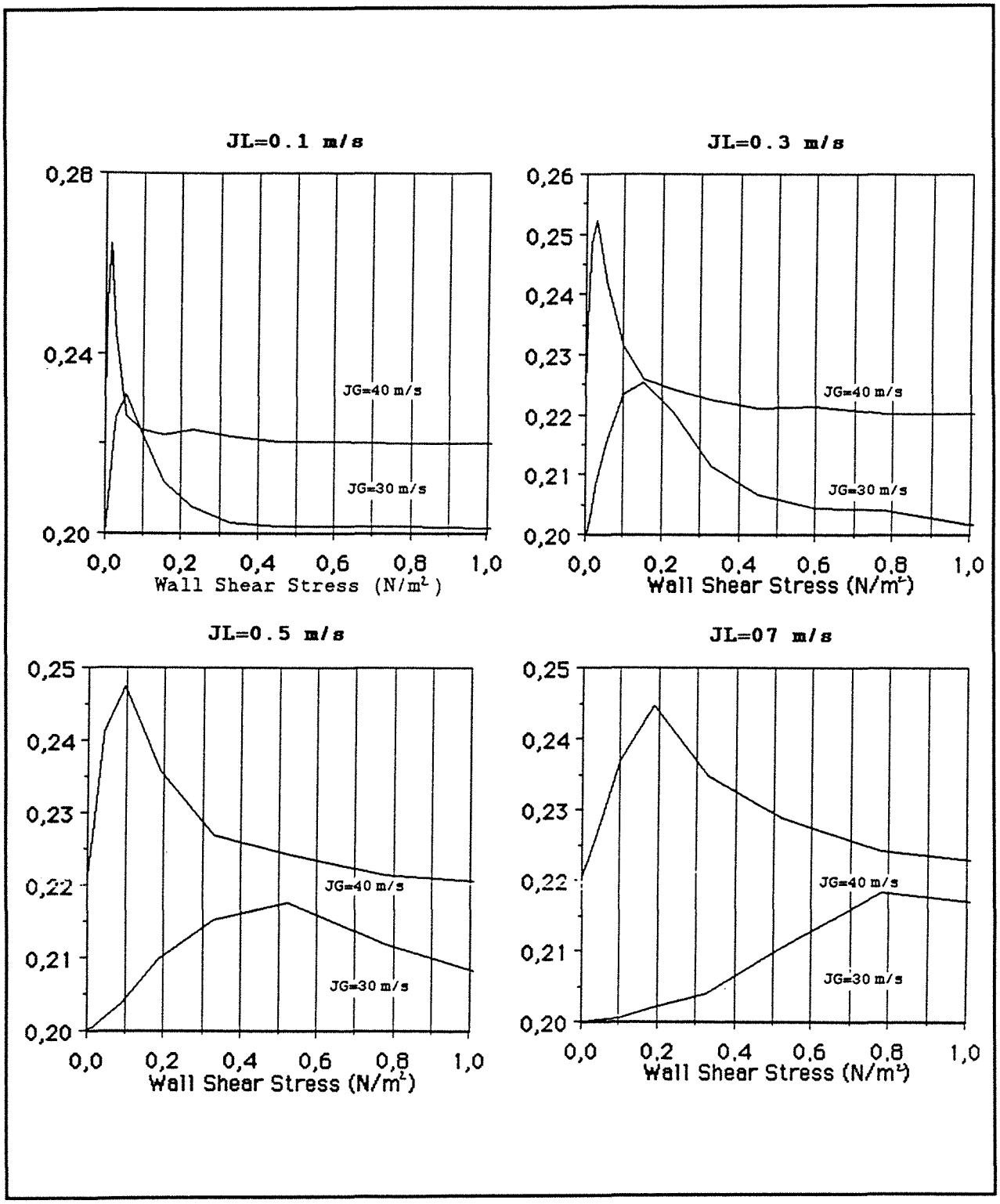

Densité de probabilité du frottement pariétal $\tau_w$, depuis le régime à bulles jusqu'au régime annulaire.

figure II-10a



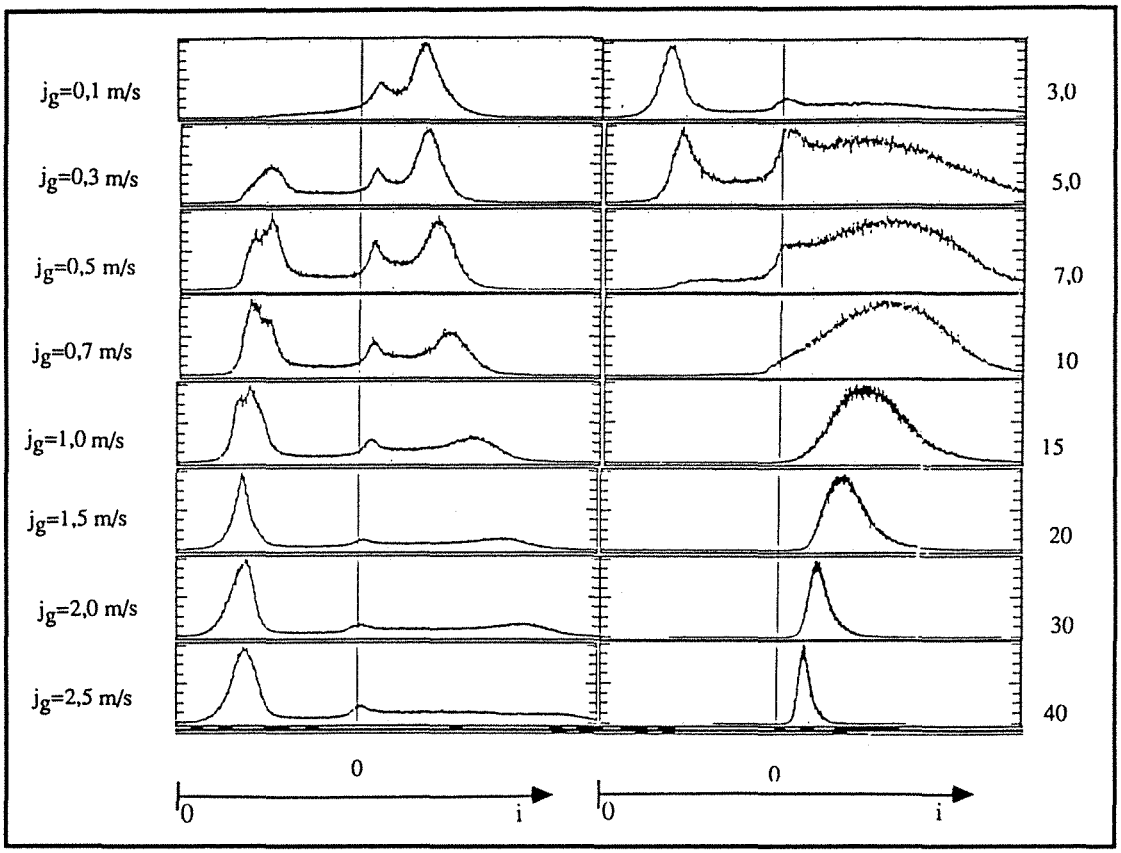

Densité de probabilité du frottement pariétal $\tau_w$, depuis le régime à bulles jusqu'au régime annulaire.

figure II-10b



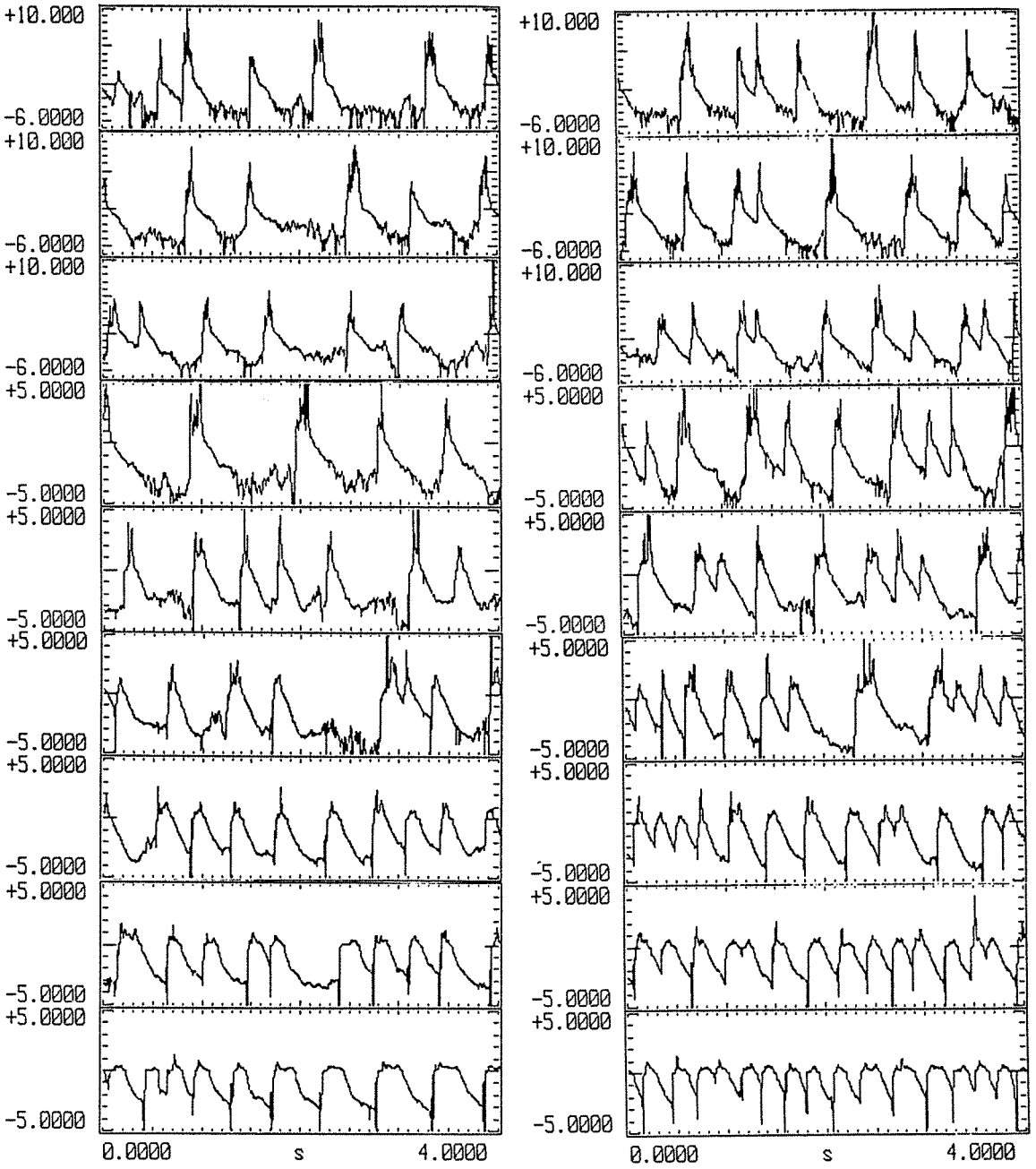

Densité de probabilité du frottement pariétal $\tau_w$, pour le régime annulaire:agrandissement de l'échelle des $\tau$.

figure II-10c




Histogrammes du courant de la sonde polarographique double ($j_l$=0.3m/s).

figure II-11



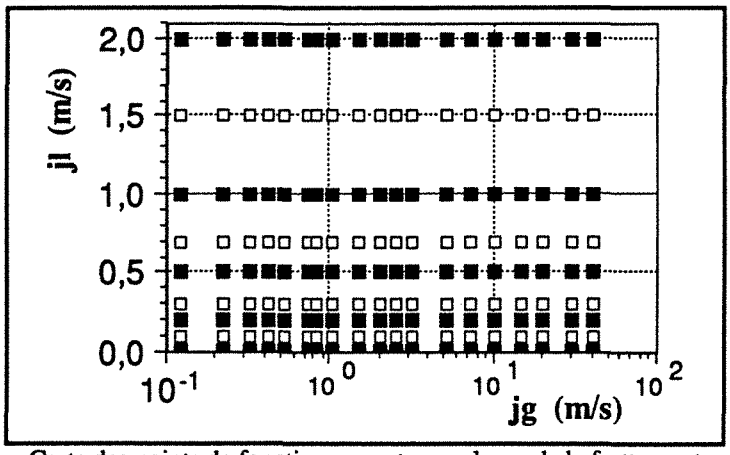

jl = 0.05m/s jl = 0.3 m/s

Frottement pariétal $\tau_w(t)$ en N/m$^2$ en fonction de la vitesse moyenne du gaz, pour deux valeurs de la vitesse superficielle du liquide.
De bas en haut: jg =0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 0.8, 1.0, 1.5 m/s

figure II-12

## II - 3 VALEURS MOYENNES ET ECARTS TYPES DU FROTTEMENT PARIETAL

Les valeurs moyennes du frottement pariétal sont obtenues à partir des enregistrements de densité de probabilité du courant délivré par une sonde double polarographique à partir des relations définies au paragraphe I-1. Les points de fonctionnement, pour lesquels la mesure a été effectuée, sont représentés sur la carte d'écoulement ci-dessous.



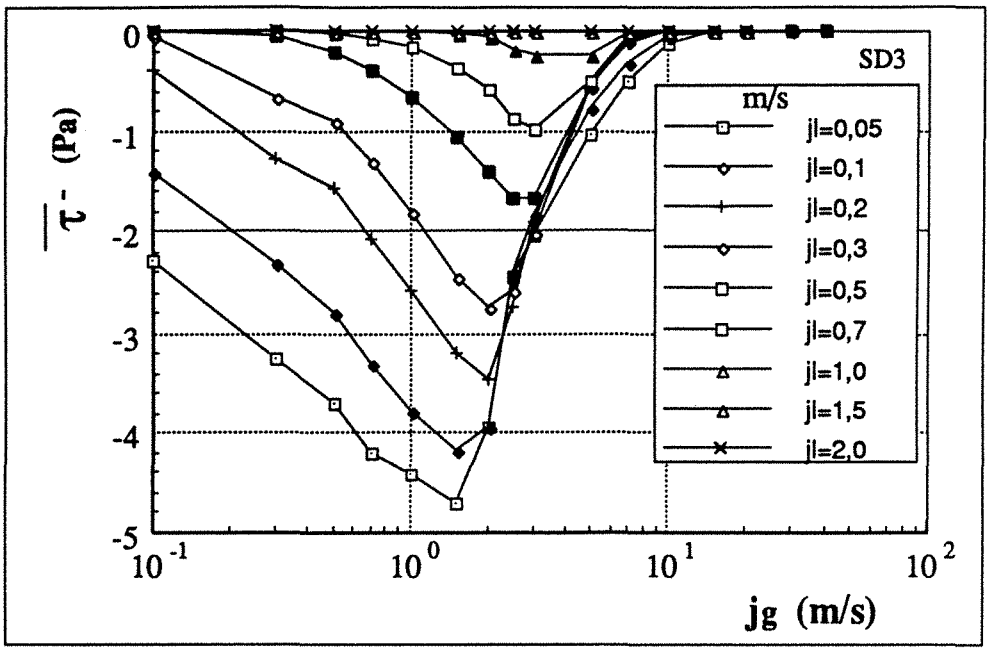

Carte des points de fonctionnement, pour lesquels le frottement pariétal a été enregistré.

figure II -13

L'essentiel du commentaire des courbes de frottement moyen est fait au chapitre IV au sujet de la transition entre régime; ajoutons seulement que le frottement total moyen croît avec les flux d'entrée pour atteindre une valeur maximale à la transition vers le régime annulaire. Ensuite, la réorganisation du film liquide ascendant en paroi se traduit par une chute très rapide du frottement pariétal moyen et une réduction des fluctuations. Aux faibles vitesses superficielles de liquide, la contribution moyenne du frottement peut être négative, comme l'ont déjà montrée Souhar [1978] et Koeck [1980]. Les figures qui suivent (figures II-14 à 22) présentent l'évolution des valeurs moyennes négatives, positives et totales du frottement, ainsi que l'évolution d'écart type de ces mêmes grandeurs.

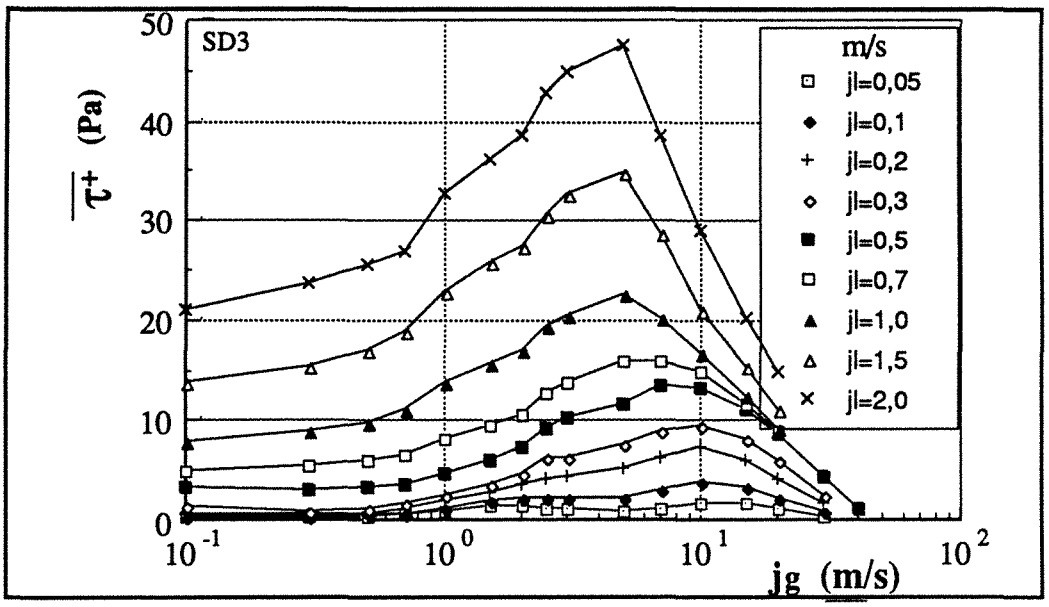
La forte variation de la contribution négative du frottement, quand la vitesse du gaz augmente (figure II-14), est principalement dûe à l'allongement relatif de la poche de gaz, comme on peut le vérifier, d'après la relation (I 1-10), en divisant $\tau^-$ par les mesures du rapport $\beta$ (longueur de poches sur longueur de la cellule).

Remarquons que les taux de fluctuation moyens (figure II-21 et -22) perdent tout sens physique dans les domaines où les valeurs moyennes tendent vers zéro. Il reste cependant vrai que le taux de fluctuation, notamment au niveau du bouchon (figure II-22), est toujours très nettement supérieur à sa valeur en écoulement monophasique ; d'où les capacités de transfert de l'écoulement diphasique.



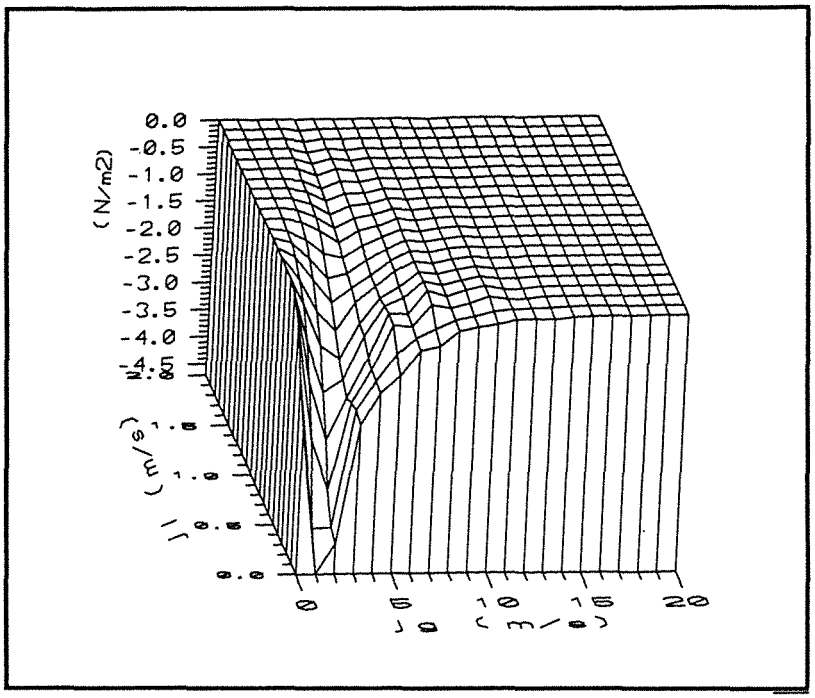

Valeurs moyennes de la partie négative du frottement pariétal $\overline{\tau^-}$.

figure II-14

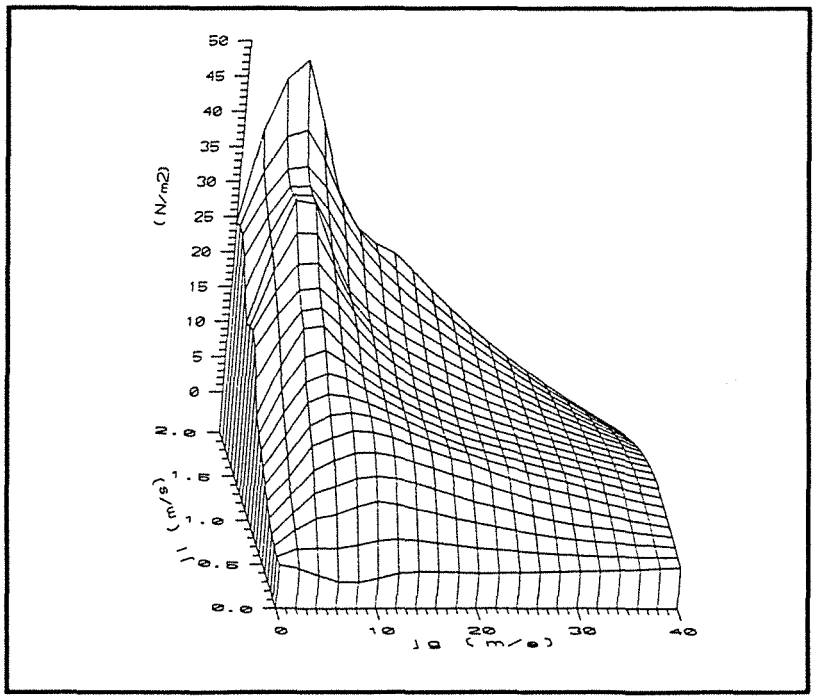



Valeurs moyennes de la partie positive du frottement pariétal $\overline{\tau^+}$.

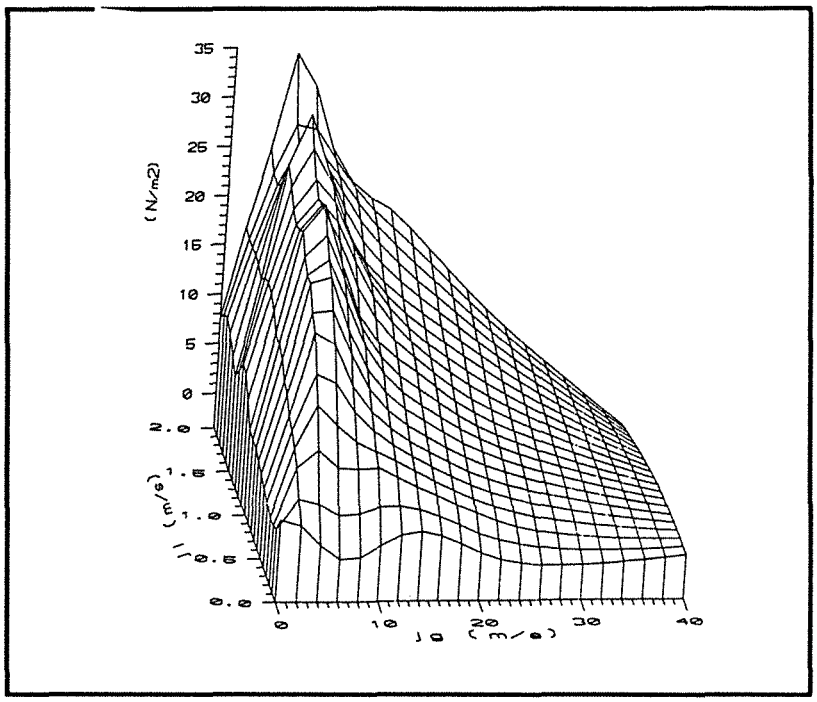
figure II-15




Vue 3D de la valeur moyenne de la partie négative du frottement pariétal $\tau^-$ .
figure II-16

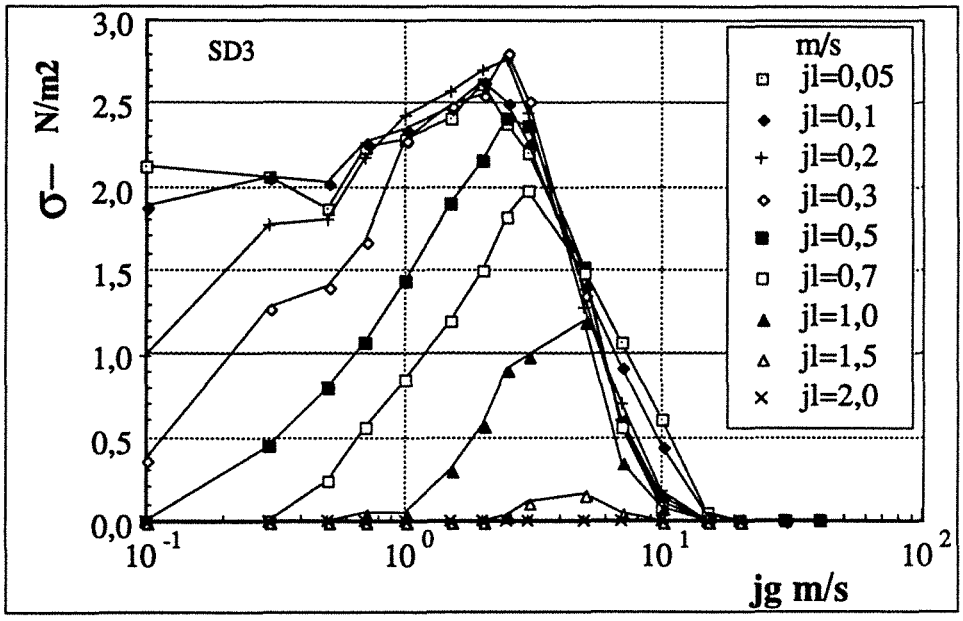



Vue 3D de la valeur moyenne de la partie positive du frottement pariétal $\overline{\tau^+}$ .
figure II-17



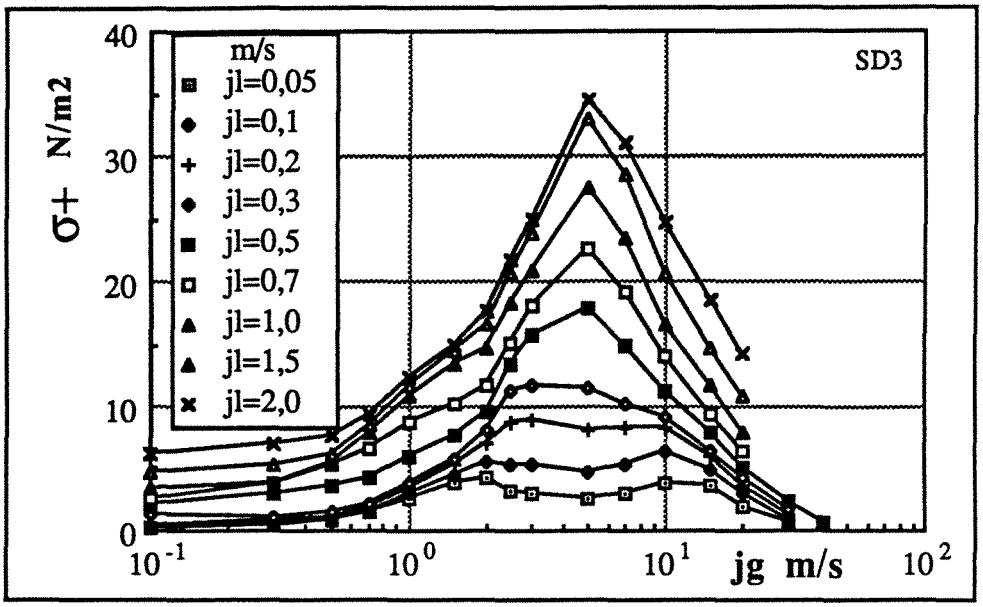

Vue 3D de la valeur moyenne du frottement pariétal total $\overline{\tau}$ .

figure II-18



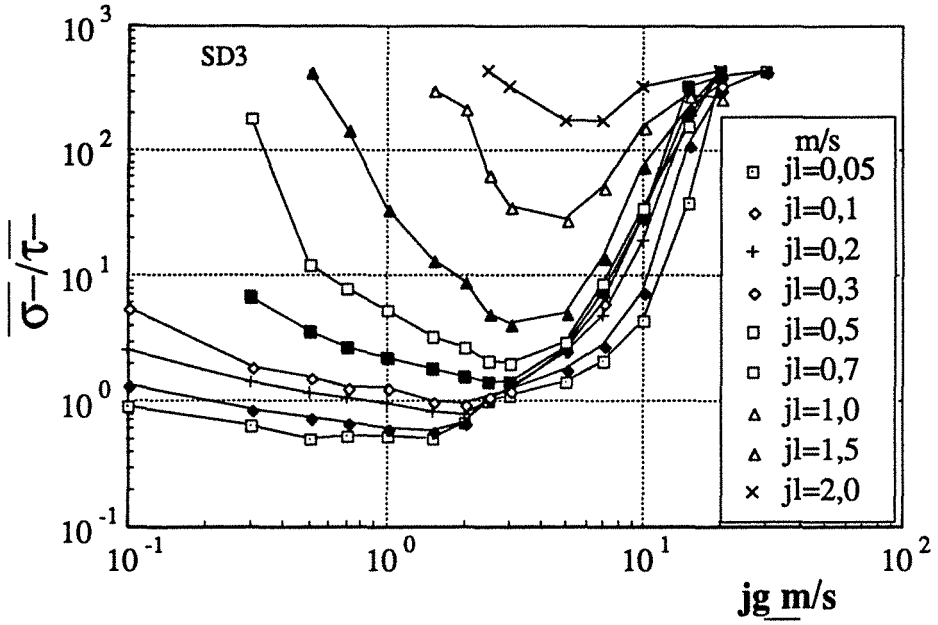

RMS de la partie négative du frottement pariétal centrée par rapport à $\overline{\tau^-}$ .

figure II-19



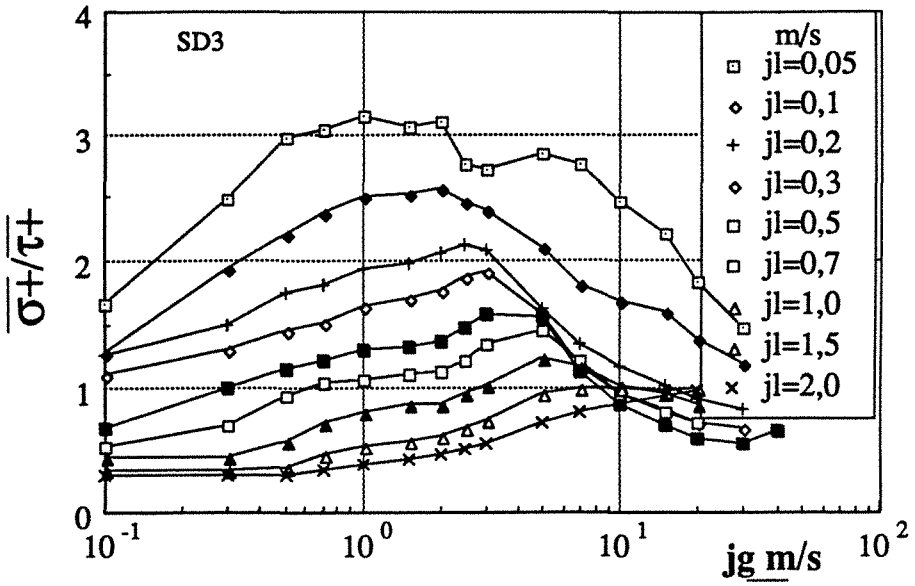

RMS de la partie positive du frottement pariétal centrée par rapport à $\overline{\tau^+}$ .

figure II-20




RMS de la partie négative du frottement pariétal normée par $\tau^-$ .

figure II-21




RMS de la partie positive du frottement pariétal normée par $\tau^+$ .

figure II-22

## II - 4 CELERITE, LONGUEUR ET FREQUENCE CELLULAIRE

### II - 4.1 METHODES DE TRAITEMENT CONDITIONNEL

Nos mesures des longueurs et fréquences cellulaires sont obtenues par une analyse conditionnelle du signal préalablement enregistré sous forme numérique; le choix de la fréquence d'échantillonnage et de la taille des blocs a été fait de façon à pouvoir ensuite tirer l'information liée aux grandes et petites structures. Trois séries d'expériences ont été traitées séparément; elles sont relatives à:

- la mesure du frottement pariétal associée à la méthode optique 1 (figure VI-14) et à la méthode optique 2 (figure VI-16),
- la mesure de l'épaisseur de film associée à une détection par fibre optique.

L'objectif est simple: détecter sur le signal optique, le front et la fin de chaque poche, pour obtenir l'origine du référentiel se déplaçant avec chaque poche (figure II-23). Les longueurs des poches $l_{pk}$, des bouchons $l_{bk}$ et des cellules complètes $l_{ck}$ sont stockées avec la fréquence de passage des cellules $f_c$, obtenue par comptage des structures enregistrées, en vue d'un traitement statistique ultérieur.

Lorsque la vitesse superficielle totale est petite, le bouchon est quasi dépourvu de bulles et le film entourant la poche est assez lisse. Le signal optique passe alors franchement d'un niveau 1 à un niveau 2 au passage du bouchon vers la poche. Dès que la vitesse moyenne croît, les bulles, dans le bouchon ou les vagues de l'interface (suivant la méthode optique utilisée §VI-3), provoquent des oscillations parasites entre les niveaux 1 et 2. La figure II-24 montre à titre d'exemple le passage d'un bouchon de liquide faiblement aéré au niveau de deux fibres optiques positionnées en milieu de conduite à 5 cm l'une de l'autre. Un filtrage polynomial permet de supprimer les événements "faux" :

$$X(t_i) = \frac{1}{m} \sum_{j=i-m/2}^{i+m/2} X(t_j) \qquad \text{m impair.}$$

Le filtrage n'affecte pas la mesure de l'intervalle de temps séparant les deux détections et donc pas la mesure de la vitesse. Par contre, si le seuil de référence n'est pas choisi au milieu des deux niveaux, le temps de passage et donc la mesure des longueurs peuvent être augmentés ou diminués. Cette erreur devient significative aux vitesses proches de la transition.

Il est très difficile de rendre la procédure de traitement entièrement automatique dès que la vitesse moyenne de l'écoulement devient grande et le traitement plus critique. En effet, le nombre de termes du filtre polynomial, le nombre d'applications de ce filtre au signal et le niveau du seuil de détection sont fonction du bruit du signal et du rapport entre la taille des structures et de la fréquence d'échantillonnage. Pour certains points de fonctionnement, une intervention de l'opérateur est donc préférable. Le programme de traitement est écrit en C. L'organigramme de la figure II-25 résume l'essentiel des opérations effectuées:

- Lissage du signal optique jusqu'à ce que le nombre de cellules devienne constant,
- visualisation du signal pour vérifier les paramètres de lissage et de détection,
- comptabilisation des structures et de leurs propriétés,
- moyenne cellulaire du paramètre physique mesuré ($\tau$ ou $\delta$).

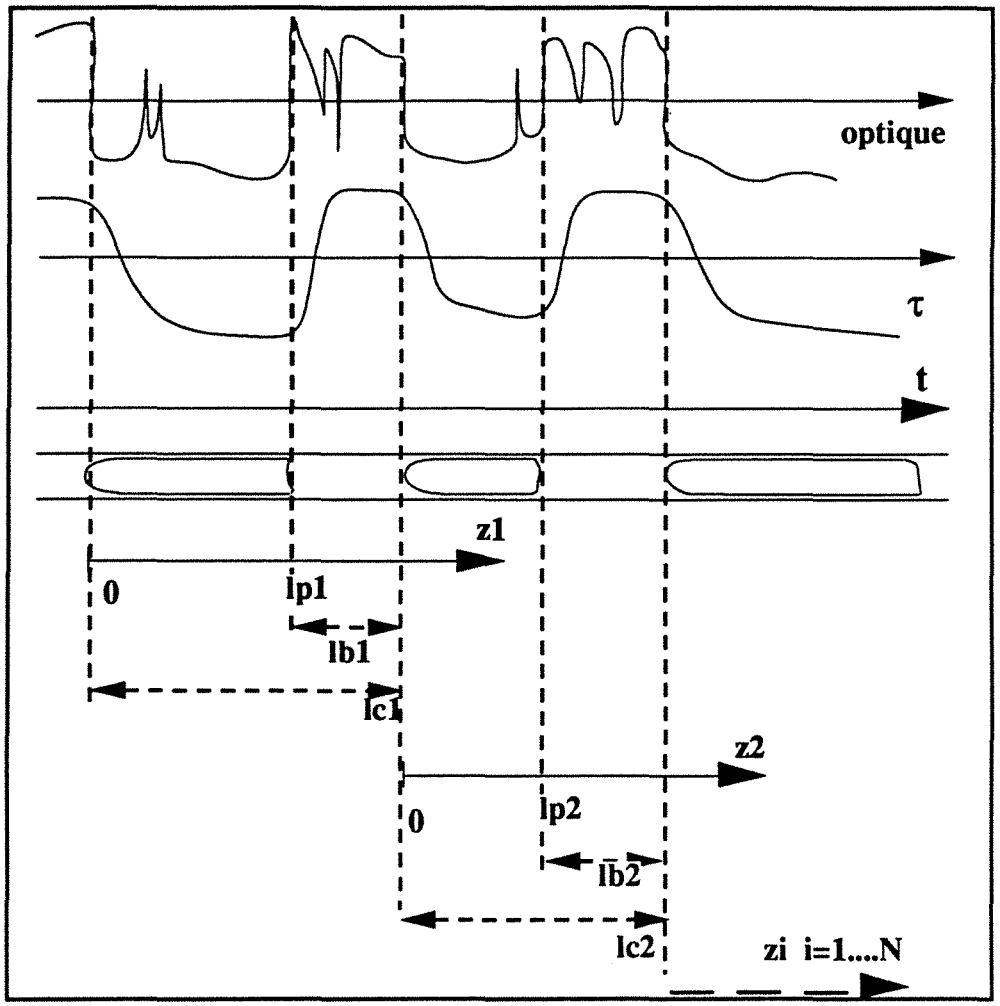
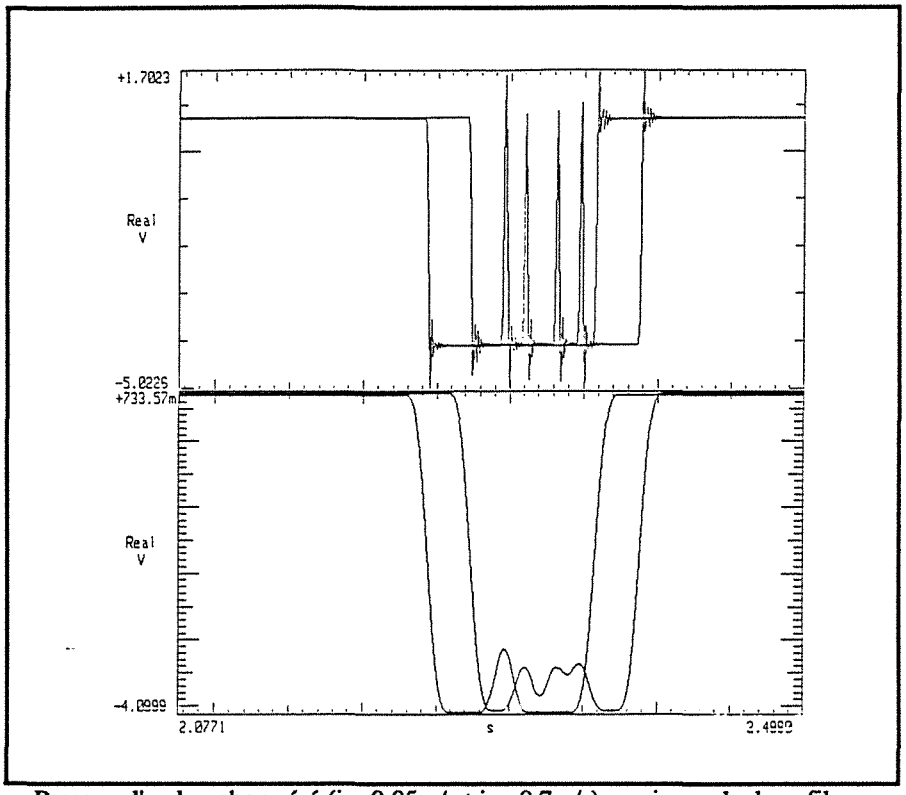
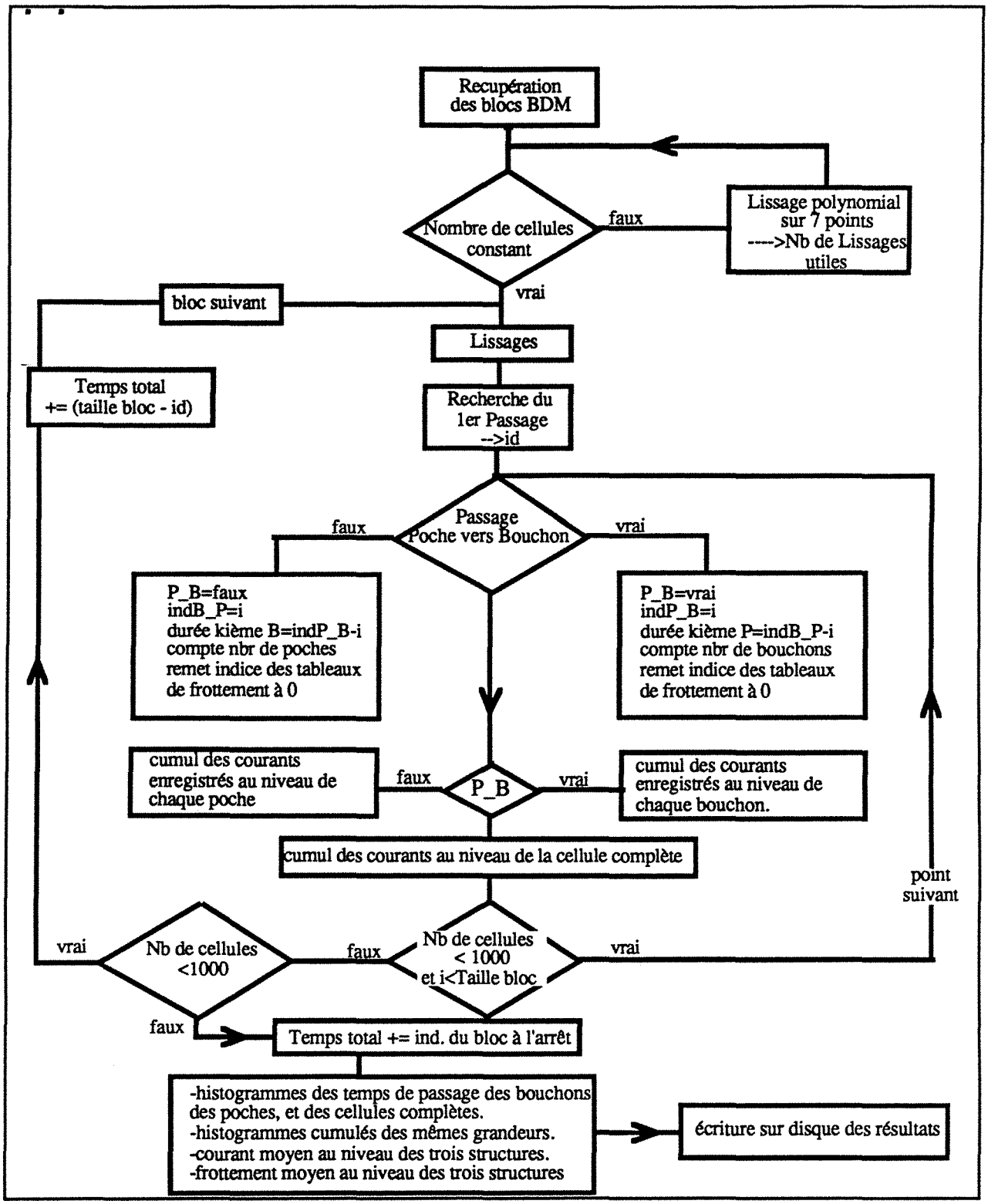



figure II-23




Passage d'un bouchon aéré ($j_l$ =0,05m/ et $j_g$ =0,7m/s) au niveau de deux fibres optiques distantes de 0.025m. Haut : signaux bruts, bas : signaux filtrés.
figure II-24




Organigramme du programme d'analyse conditionnelle des mesures de frottement pariétal.

figure II-25

## II - 4.2 CELERITE DES POCHES DE GAZ

En écoulement diphasique et particulièrement en régime à poches et en régime déstructuré (churn), un grand nombre d'ondes d'énergie et de vitesse variées, se propage simultanément selon l'axe de la conduite. Le retard du maximum d'intercorrélation entre les signaux enregistrés en deux points séparés par une distance connue, correspond alors à une moyenne des temps de propagation pondérés par l'énergie des différents types d'ondes présentes. Cependant cette méthode donne bien la célérité moyenne de la structure principale, la bulle ou la poche de gaz, l'énergie associée à celle-ci étant nettement prépondérante. C'est ce que l'on constate sur les figures II-26 et II-27 qui correspondent aux vitesses mesurées par intercorrélation, réciproquement à partir de deux sondes polarographiques doubles (d=25 mm) et de deux fibres optiques en milieu de conduite (d=25 mm). L'accord avec la relation $v_p = 1.2\ j + 0.29\sqrt{gD}$ (I 3-18') est excellent jusqu'en limite du régime à poches. En comparant les figures II-26 et II-27, on constate l'intérêt de traiter une grandeur tel le frottement pariétal, qui traduit fidèlement l'importance des structures se déplaçant. Au contraire, le signal otique est une réponse toute ou rien à la présence du gaz ; le niveau enregistré est le même pour les bulles ou les poches. La dispersion des mesures, par intercorrélation de la vitesse moyenne, est alors beaucoup plus grande, surtout pour les grandes vitesses de gaz, auxquelles correspond une population de structures gazeuses beaucoup plus variées.

En ce qui concerne les faibles valeurs du nombre de Reynolds ($\mathcal{R}_e < 3000$), il n'y pas contradiction entre nos mesures et celles réalisées par Fréchou ( voir figure II 1-3.3 ). En effet, au niveau des trois seuls points mesurés dans cette gamme de Reynolds, il est impossible de discerner entre la droite de pente $C_1 = 1.3$, correspondant aux mesures de cet auteur, et la valeur $C_1 = 1.2$ appliquée ici à l'ensemble des résultats pour $\mathcal{R}_e$ variant de 2000 à $6.10^5$.

Par ailleurs, comme évoqué au début du chapitre II, l'hypothèse de base du modèle cellulaire postule une vitesse de translation des poches bien définie, c'est-à-dire fluctuant "peu" autour de la valeur moyenne, ce qui justifie de négliger les termes croisés. Pour évaluer l'importance de ces fluctuations, la vitesse de déplacement de l'interface a été mesurée directement, au nez et au culot de la poche, à partir de la base de données constituée pour la mesure des longueurs (voir § suivant) et en utilisant la méthode d'analyse conditionnelle du signal décrite au paragraphe précédent. La statistique des vitesses mesurées en nez de poche, est donnée sous forme de densité de probabilité figure II-28 avec les écarts type correspondants figure II-29. Les mesures en culot de poche présentent une dispersion beaucoup plus importante des valeurs mesurées, dispersion probablement imputable aux déformations à haute fréquence subit par cet interface. L'analyse statistique des résultats conduit aux remarques suivantes :

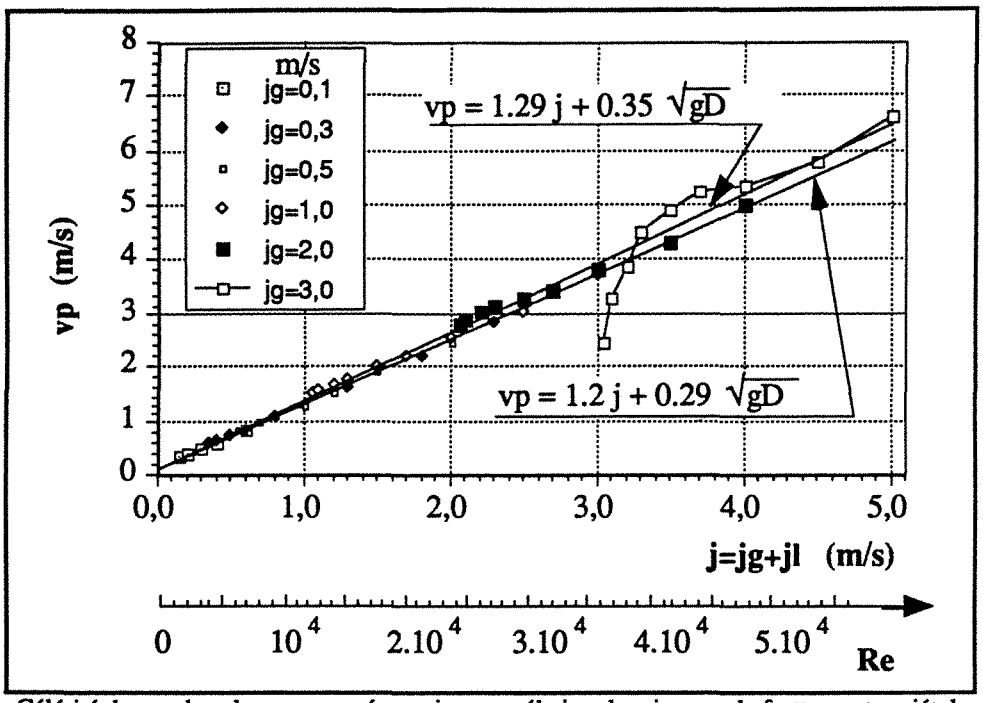
- l'ascension des poches de gaz est très nettement stabilisée par l'existence d'un flux de liquide même très faible. En $j_l = 0$m/s, la dispersion est trop grande pour une exploitation des résultats. La cause, comme en culot de poche, est probablement la déformation ou le

décentrage du nez de la poche. Une étude complémentaire en vidéo rapide permettra de conclure.

- pour les quatre vitesses de liquide représentées ($j_l$ =0.05, 0.3, 0.7 et 1.0 m/s) les mesures de vitesses de déplacement du nez de poche sont regroupées autour d'un mode parfaitement défini et quasi confondu avec la valeur moyenne, tant que la vitesse superficielle du gaz est inférieure à 1.5m/s, c'est-à-dire tant que l'écoulement est en régime à poches. Pour $j_g$ < 0.7m/s, la dispersion autour de la valeur moyenne est extrêmement faible : - $\sigma$ inférieure à 1% pour $j_l$<0.3m/s et inférieure à 10% pour $j_l$<1m/s.
- en $j_g$ = 2m/s, l'étalement des densités de probabilité traduit la difficulté à définir l'interface. En effet, les vitesses moyennes mesurées par intercorrélation (figure II-26) en $j_l$ = 2m/s et $j_g$ = 2m/s sont encore en parfait accord avec la relation théorique ; il faut atteindre $j_g$ = 3m/s pour noter une discordance.
- le bon accord, entre les valeurs moyennes calculées à partir des densités de probabilité et la valeur théorique de la vitesse (figure II-30), confirme la validité du traitement utilisé.

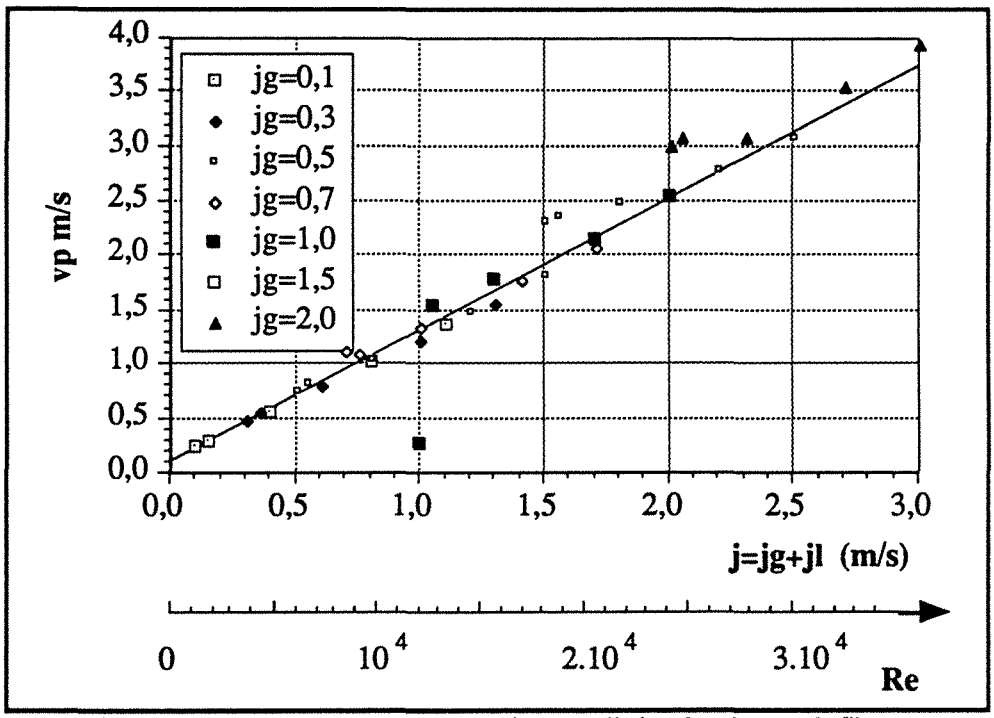
En conclusion : - les trois techniques utilisées pour la mesure de la vitesse moyenne des poches de gaz confirment l'exactitude de la relation théorique choisie. L'analyse des fluctuations de vitesse mesurées en nez de poche, confirme que la vitesse moyenne d'ascension des poches de gaz est une grandeur statistiquement bien définie et que la dispersion autour de cette valeur moyenne est très faible, tout du moins en coeur de régime à poches, justifiant l'usage du concept de cellule moyenne représentative de l'écoulement et donc de l'usage du modèle cellulaire. Cette mesure des fluctuations de vitesse est originale, car à la connaissance de l'auteur, il n'existe pas de publication de cette grandeur sur l'ensemble du régime à poches. Citons cependant le travail de Sekoguchi et al. [1983] dans lequel on peut trouver l'histogramme des vitesses d'interface pour trois points de fonctionnement en régime à poches, obtenus par une technique d'analyse des signaux de sondes à contact, nommé par les auteurs "direct time measuring method" et décrite en Annexe A. Cette technique surestime assez largement la dispersion des valeurs de la vitesse, en comparaison avec nos mesures qui sont déjà une surestimation puisqu'elles additionnent les fluctuations de vitesses aux déformations de l'interface.

VALEURS MOYENNES




Célérité des poches de gaz mesurée par intercorrélation des signaux de frottement pariétal.

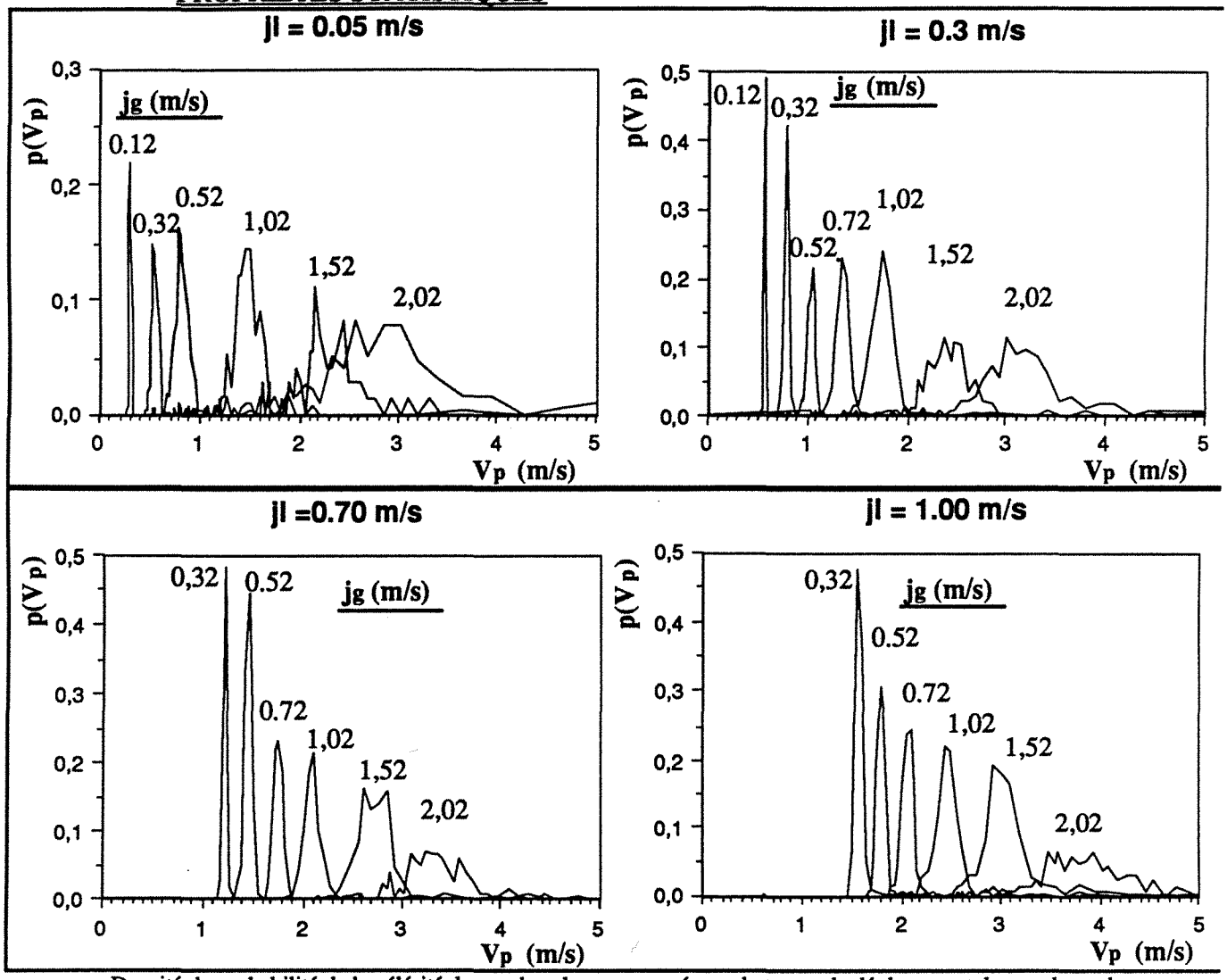
figure II-26



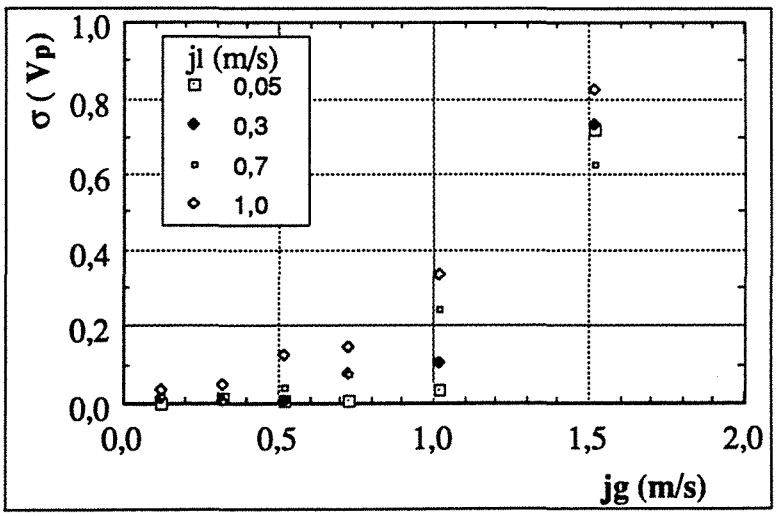

Célérité des poches de gaz mesurée par intercorrélation des signaux de fibres optiques(montage 2).

figure II-27

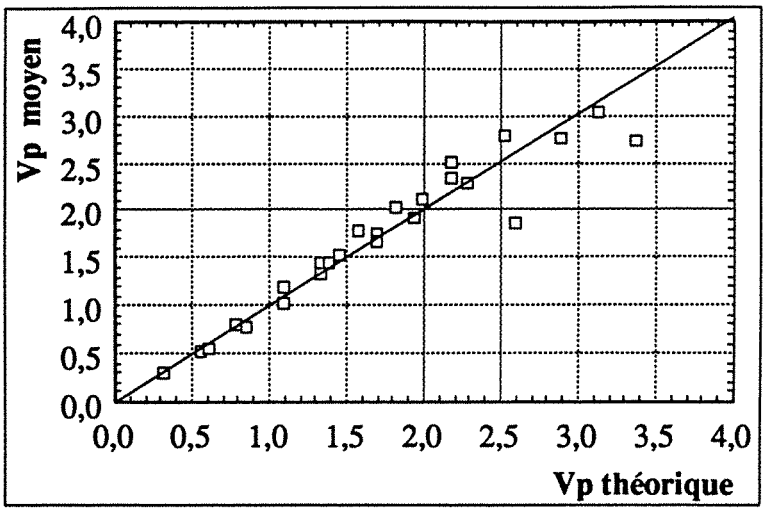
PROPRIETES STATISTIQUES




Densité de probabilité de la célérité des poches de gaz mesurée par le temps de déplacement du nez de poches.
figure II-28




Ecarts types des vitesses en nez de poches.
figure II-29

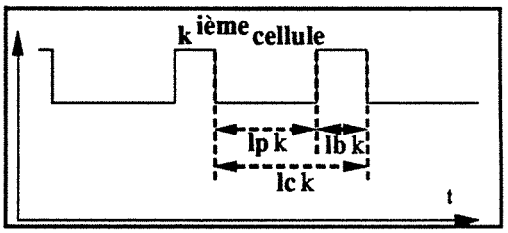


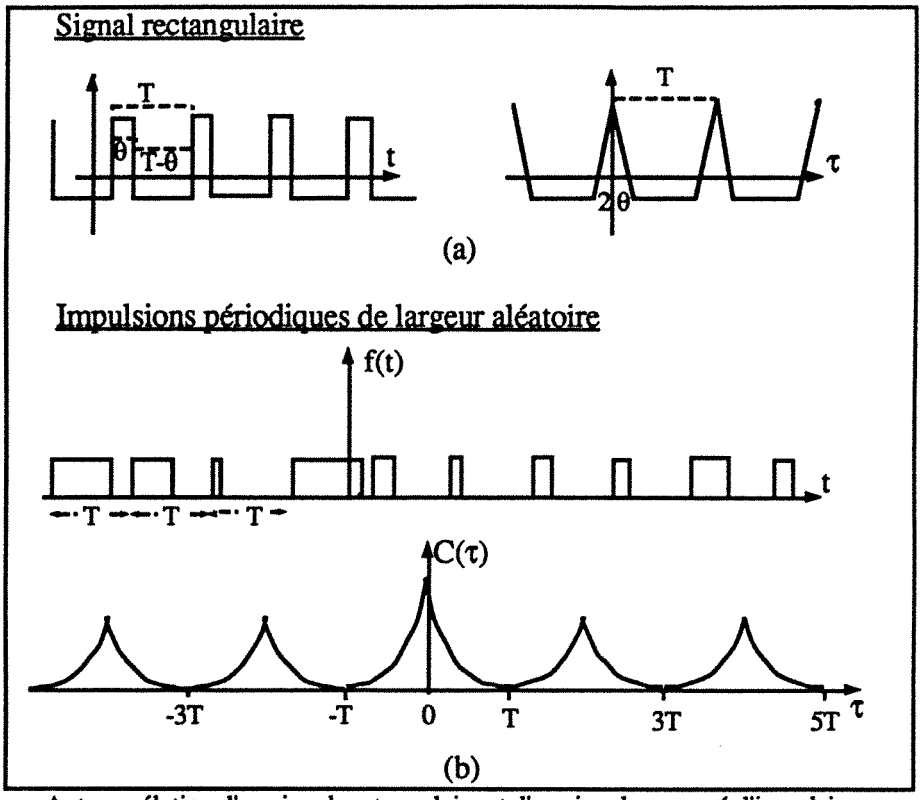

Comparaison entre vitesse moyenne théorique (relation II 1.3-18') et l'intégration des densités de probabilités des vitesses en nez de poche.
figure II-30

## II - 4.3 LONGUEUR MOYENNE DE LA POCHE, DU BOUCHON ET DE LA CELLULE

ECHELLES CARACTERISTIQUES ET AUTOCORRELATION

Les travaux sur la turbulence ont rendu classique la mesure des échelles de temps ou de longueurs caractéristiques, par le calcul de l'autocorrélation du signal temporel centré. Cependant l'écoulement à poches se compose de trois échelles principales du même ordre de grandeur telles que $l_{ck} = l_{bk} + l_{pk}$, chacune de ces échelles apparaissant de façon quasi-périodique. Cette situation ne correspond pas à celle d'un signal à fluctuations gaussiennes et doit plutôt être comparé à deux cas solubles théoriquement : le signal rectangulaire et une succession d'impulsions périodiques de largeur aléatoire (figure II-31). Le fait que le premier exemple soit centré et l'autre pas, ne change pas l'interprétation à donner aux points caractéristiques de l'auto-corrélogramme. Dans le premier cas, la plus petite échelle est donnée par le premier minimum et la plus grande par le premier maximum ; dans le second cas, l'échelle de périodicité la plus grande correspond au premier minimum. Pour un signal aléatoire gaussien, le premier passage par zéro peut-être interprété comme la plus grande échelle cohérente.

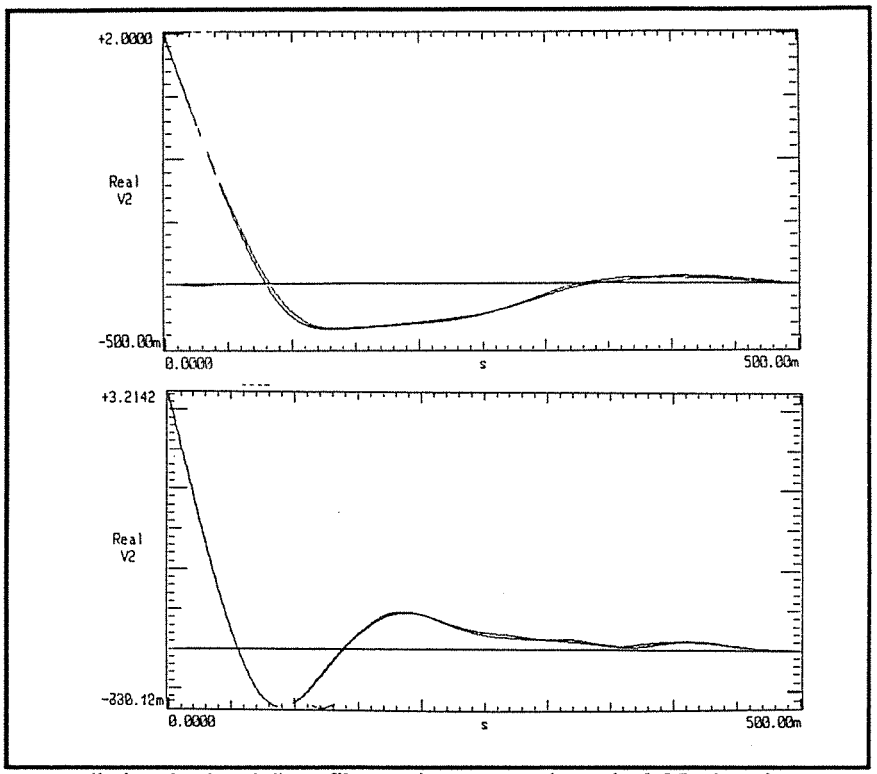





Autocorrélation d'un signal rectangulaire et d'un signal composé d'impulsions périodiques de largeur aléatoire [d'après Max 1985].

figure II-31

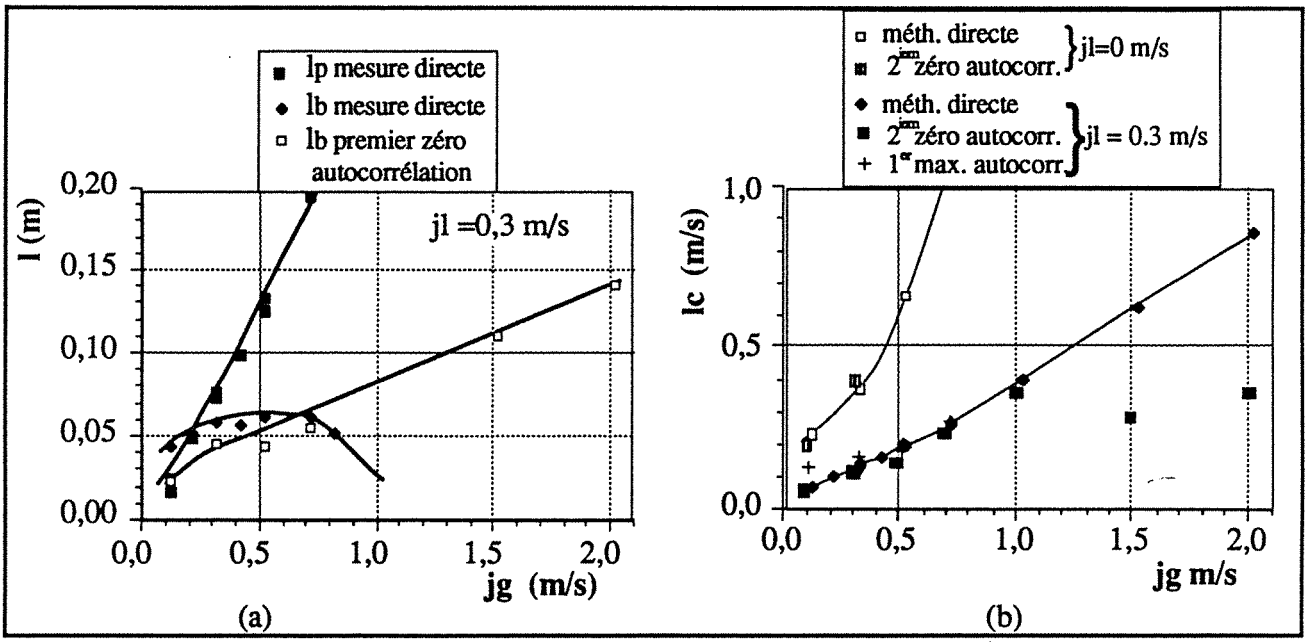
Lorsqu'on regarde les autocorrélogrammes des écoulements à poches (figure II-32), on constate que, suivant les flux d'entrée, la situation évolue entre les trois exemples cités et que dans tous les cas la périodicité est "faible". Il faut donc être très prudent dans l'établissement d'une relation systématique entre un point singulier de l'autocorrélogramme et une longueur caractéristique. Cependant le premier passage à zéro de l'autocorrélogramme apparaît effectivement en relation avec la plus petite des structures: le bouchon, comme le montre la comparaison entre les longueurs obtenues à partir de l'autocorrélation et de la moyenne directe (figure II-33a et figure II-40). Le second passage par zéro correspond très bien à la longueur $l_c$ de la cellule complète, obtenue par mesure directe (figure II-33b) tant que $j_g < 1$m/s ; le premier maximum surestime sensiblement la longueur de $l_c$ aux faibles $j_l$. En résumé, l'utilisation de l'autocorrélation du signal complet peut permettre de confirmer d'autres mesures, mais ne peut servir de référence, à moins, peut-être, d'une étude plus approfondie. Vu ces difficultés, seuls les résultats obtenus par la méthode directe sont exploités dans ce qui suit. Un exemple de longueurs de bouchons déterminées par autocorrélation est donnée en Annexe du Chapitre II figure 5.




Autocorrélation du signal d'une fibre optique. haut :$j_l$=0.05m/s et $j_g$ = 0.32m/s

bas : :$j_l$=0.3m/s et $j_g$ = 0.32m/s

figure II-32




a) Comparaison entre $l_b$ $l_p$ par la méthode directe et la longueur correspondant au premier zéro de l'autocorrélation.
b) Longueur de cellule: comparaison entre la mesure par la méthode directe (—) et la valeur donnée par le retard du deuxième zéro de l'autocorrélation du signal optique complet (•).

figure II-33

RESULTATS

Les mesures effectuées, couvrent l'ensemble du régime à poches. Un exemple des fréquences d'échantillonnage et de la taille des échantillons (correspondant aux mesures de célérité avec deux sondes optiques) est donné en Annexe N3. Le choix est fait en tenant compte de la taille des plus petites structures, de leur vitesse de translation et de la fréquence de passage des dites structures. Le but étant de décrire avec suffisamment de précision les petites échelles de temps et de disposer dans l'enregistrement d'au moins 200 cellules pour des raisons statistiques.

Les résultats des mesures des grandeurs cellulaires sont présentés en coordonnées dimentionnelles et adimentionnelles. L'absence de système adimentionnel universel en écoulement diphasique justifit de conserver la première de ces représentation. La seconde est une tentative de généralisation. Elle se fonde sur le raisonnement qui suit. Dans la gamme des faibles débits, l'écoulement à poches est dominé par les forces de flotabilité. Les trois grandeurs caractéristiques (indépendantes) sont alors le diamètre de la conduite D, l'accélération de la pesanteur g et la densité du liquide $\rho_l$. Nous avons vu précédemment (§I-3) que le modèle cellulaire permet d'exprimer implicitement, toutes les variables en fonction de la fréquences cellulaire $f_c$ et des deux paramètres de contrôles : les vitesses débitantes du gaz et du liquide, $j_l$ et $j_g$. Dans le système choisi, ces trois variables apparaîssent comme les nombres de Froude $j_l^+ = \frac{j_l}{\sqrt{gD}}$ et $j_g^+ = \frac{j_g}{\sqrt{gD}}$ et une fréquence sans dimension :

$$f_c^+ = \frac{f_c}{\sqrt{\frac{g}{D}}}$$

Si les flux d'entrée conditionnent pour l'essentiel la répartition et le déplacement des poches, donc la fréquence de passage, cette dernière doit satisfaire la loi limite:

$$f_c^+ = k\, j_l^{+\alpha}\, j_g^{+\beta} \qquad \text{(II-3)}$$

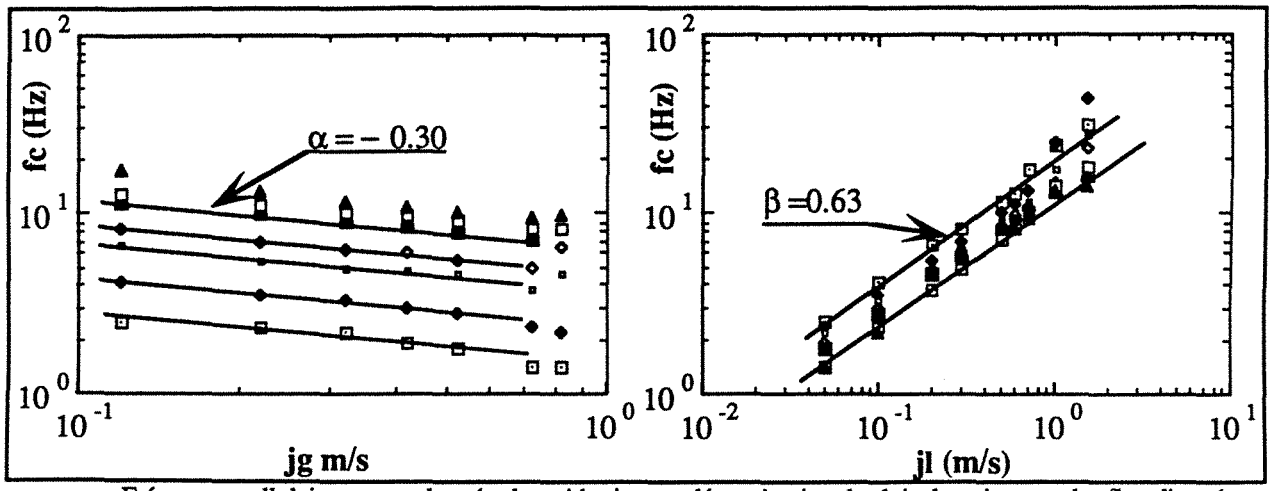
Le tracé en coordonnées logarithmiques des fréquences mesurées, fait bien apparaître les pentes $\alpha$=-0.3 et $\beta$=0.63 (figure II 34), tant que les vitesses superficielles du gaz et du liquide restent inférieures à 1m/s. En portant la fréquence réduite en fonction du membre de gauche de la relation (II-3) on obtient un trés bon regroupement des valeurs pour tous les couples de vitesses débitantes inférieures à 1 m/s (figure II 35), pour lesquels la vitesse par "flotaison" ($C_0\sqrt{gD}$ = 1.0m/s ) est supérieure à 5% de la vitesse d'ascention des poches. Ce résultat justifi à postériori, le choix des grandeurs de normalisation :

$$f_c^+ = 0.25\,\frac{j_g^{+0.63}}{j_l^{+0.3}} \qquad \text{(II-3')}$$

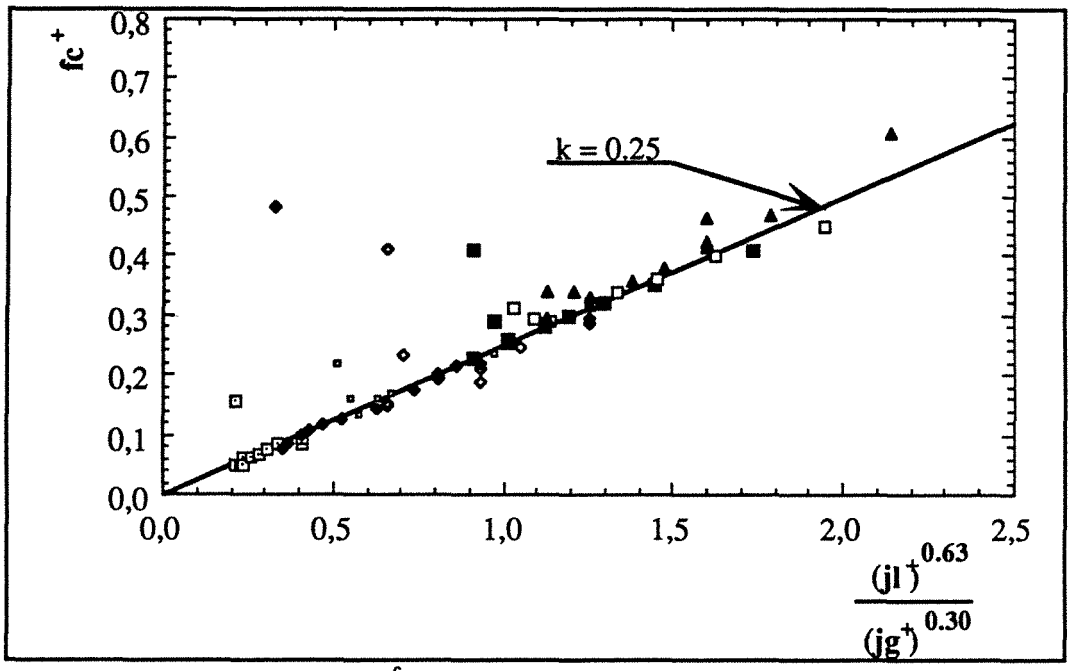
Remarquons enfin, que $\alpha$ négatif a pour conséquence d'exclure de la représentation, les points de mesure à débit de liquide nul. Ceci souligne, comme nous l'avons déjà mentionné, la disymétrie entre les rôles des flux de gaz et de liquide : l'écoulement diphasique disparait continument avec la vitesse du gaz, mais existe à part entière à débit de liquide nul.

Aux grands débits d'entrée les forces d'inerties prédominent. Ceci conduit à prendre comme fréquence réduite un nombre de Strouhal $f_cD/v_p$ basé sur la vitesse d'ascension des poches

$v_p$ et à normer toutes les vitesses par $v_p$. Cette option ne sera pas développée dans ce qui suit.




Fréquence cellulaire en coordonnées logarithmiques : détermination des lois de puissance des flux d'entrée.
figure II 34




Fréquence cellulaire réduite $f_c^+ = \frac{f_c}{\sqrt{g/D}}$ en fonction d'un groupement sans dimension des vitesses débitantes du gaz et du liquide : représentation pour $0<j_l<1$ m/s et $0<j_g\leq 1$m/s.
figure II 35

Les grandes tendances des variations des longueurs moyennes caractéristiques de la cellule en fonction des flux d'entrée se résument comme suit :

- la longueur des poches de gaz $l_p$ (figures II -36 et -37) croît avec la vitesse débitante du gaz et décroît avec celle du liquide. Les longueurs moyennes extrêmes sont de 12 et 160, diamètres à débit de liquide nul et de 1.2 et 16, diamètres pour une vitesse débitante du

liquide $j_l$=1.m/s. Autrement dit, pour un même débit de gaz, les longueurs des poches de gaz sont réduites d'un facteur dix quand la vitesse superficielle du liquide croît de 0m/s à 1m/s.

- l'accroissement de la longueur des bouchons de liquide $l_b$ (figures II -38 à -41) avec le débit de liquide est difficile à mettre en évidence car il est de l'ordre de la précision de mesure ; le sens et la cause des variations de pente observées sur les courbes $l_b = f(j_l)$ (figure II -40) ne sont pas déterminés. On peut cependant considérer, en première approximation, la longueur des bouchons comme indépendante du débit de liquide. Lorsqu'on considère l'ensemble des mesures de longueurs de bouchon, moyennées sur toutes les vitesses de liquide, elles croissent légèrement avec le débit de gaz (figures II -38 et -39), satisfaisant assez bien à la régression linéaire suivante:

$$\frac{l_b}{D} = 4.11 + 0.288 \frac{j_g}{\sqrt{gD}} \qquad 0 < j_g \leq 2 \text{ m/s}$$

Par contre, en ne considérant qu'une seule série expérimentale (montage optique 2) et en se limitant à l'observation au "cœur" du régime à poches (figures II -40) on constate que la croissance des bouchons tend vers une valeur asymptotique vers $j_g$=0.7m/s. Cette dernière observation plus fine, d'un comportement complexe, doit être prise sous réserve d'une confirmation ultérieure, notamment en confrontation avec les variations du taux de vide dans le bouchon. Enfin, si on considère la longueur des bouchons comme indépendante des flux d'entrées, approximation généralement faite dans la littérature, nos mesures donnent pour plage de variation de $l_b$ :

$$4 \leq \frac{l_b}{D} \leq 8$$

La longueur moyenne des bouchons de liquide mesurés est inférieure à la longueur de 8-16D [Taitel et al. 1980] généralement admise. Nous obtenons comme valeur moyenne :

$$\overline{l_b} = 5D$$

Ceci est confirmé par le complément à 1 de la fonction de répartition de la variable $l_b$ (Annexe C) qui montre que la probabilité d'avoir $l_b$ supérieure à 8D est faible ( <10% ) et à 16D presque nulle (<5‰).

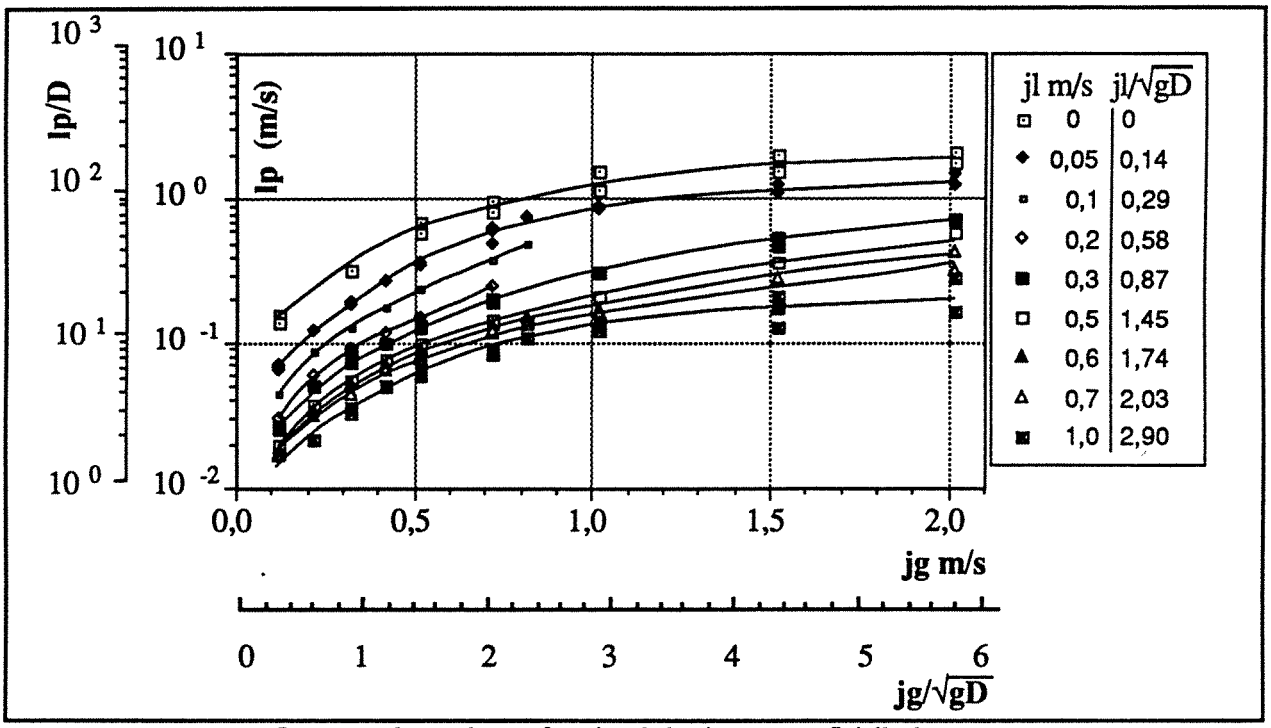
- L'évolution de la longueur de la cellule complète $l_c$ (figure II -42) est dominée par celle de la longueur des poches. On note cependant une forte augmentation des longueurs minimales à faible $j_g$ par rapport à ces dernières. Ce qui donne, pour les longueurs moyennes extrêmes, 20 à 150 diamètres à débit de liquide nul et 5 à 30 diamètres pour une vitesse débitante du liquide $j_l$=1 m/s.
- Le rapport $\beta$ de la longueur des poches de gaz et de la longueur de la cellule complète est une fonction croissante de la vitesse du gaz et décroissante de celle du liquide. A débit de liquide nul, $\beta$ varie de 68% à 96% et pour $j_l$=1 m/s de 24% à 72% (figure II-43).

- La fréquence de passage des cellules $f_c$ croît avec la vitesse superficielle du liquide $j_l$, dont elle dépend principalement et décroît quand le débit de gaz augmente, pour atteindre une valeur presque constante dès que $j_g > 1$m/s (figures II-44 et -45). A débit de liquide nul la fréquence cellulaire est constante et minimum : $f_c = 1$ Hz ou en fréquence adimentionnelle $f_c/\sqrt{g/D} = 0.035$. Pour une vitesse débitante du liquide $j_l = 1$ m/s les extremums de fc sont 30 Hz et 10 Hz (respectivement $f_c/\sqrt{g/D} = 1.0$ et $f_c/\sqrt{g/D} = 0.35$).

Les valeurs données ci-dessus pour les quatre variables cellulaires moyennes en deux points de fonctionnement extrêmes ($j_l$=0m/s et $j_l$=1m/s) sont rassemblées tableau II-1.

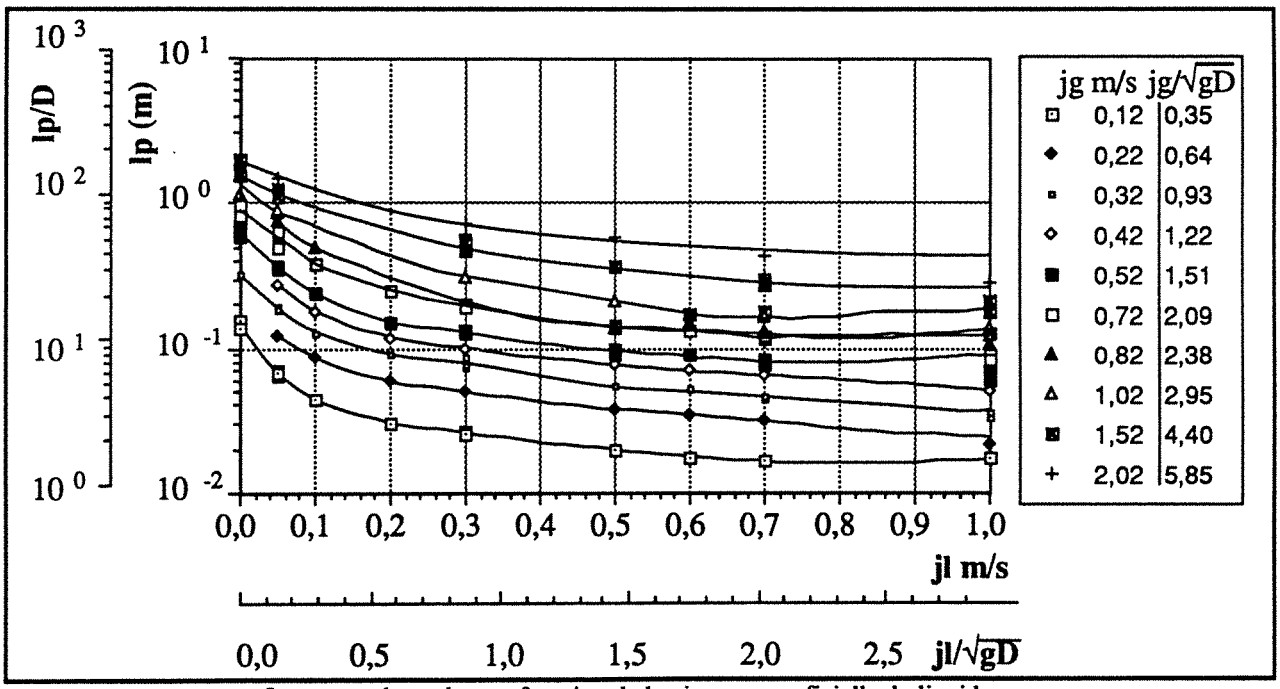
| | $j_l$ (m/s) | 0 | 1 |
|---|---|---|---|
| $l_p/D$ | min ($j_g$=0.1m/s) | 12 | 1.2 |
| | max ($j_g$=0m/s) | 160 | 16 |
| $l_b/D$ | min ($j_g$=0.1m/s) | 4 | 4 |
| | max ($j_g$=0m/s) | 8 | 8 |
| $l_c/D$ | min ($j_g$=0.1m/s) | 20 | 5 |
| | max ($j_g$=0m/s) | 150 | 30 |
| $f_c/\sqrt{g/D}$ | max ($j_g$=0.1m/s) | 0.035 | 1.0 |
| | min ($j_g$=0m/s) | 0.035 | 0.35 |
| $\beta$ | min ($j_g$=0.1m/s) | 68% | 96% |
| | max ($j_g$=1.0m/s) | 24% | 72% |

tableau II-1



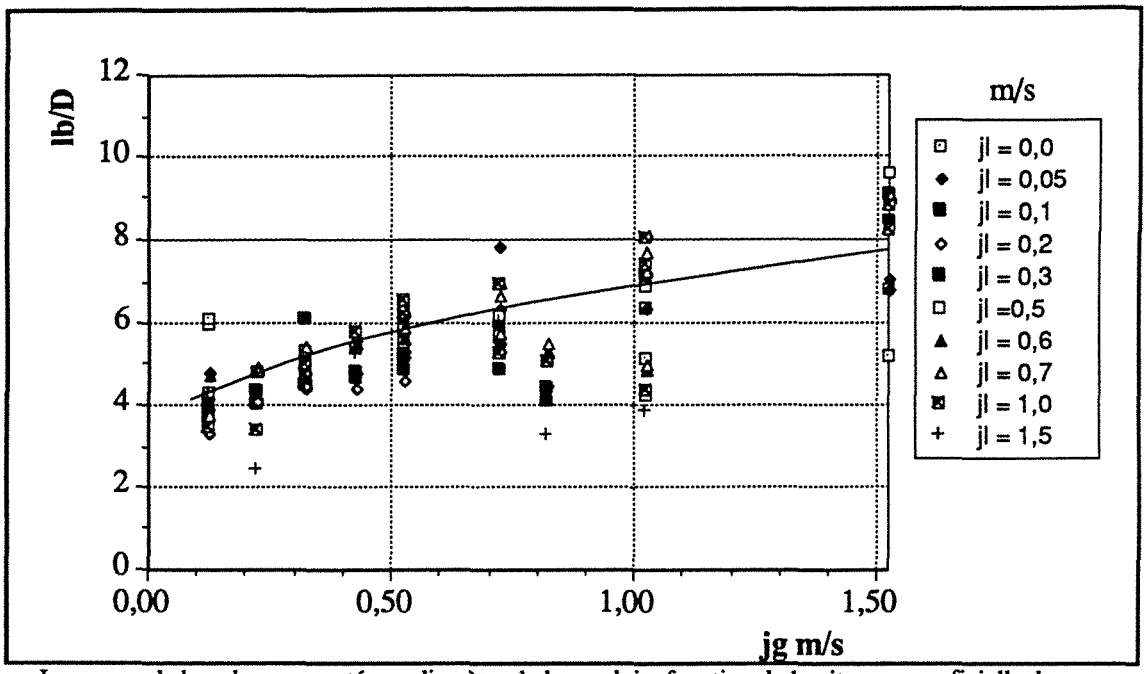

Longueur des poches en fonction de la vitesse superficielle du gaz.

figure II-36



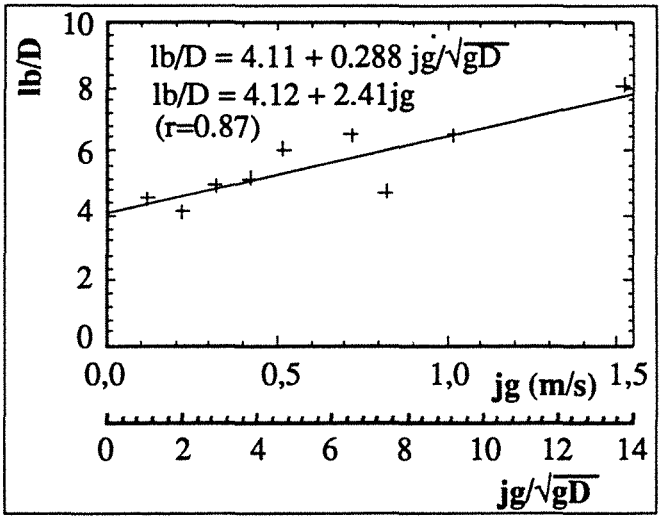

Longueur de poches en fonction de la vitesse superficielle du liquide.

figure II-37



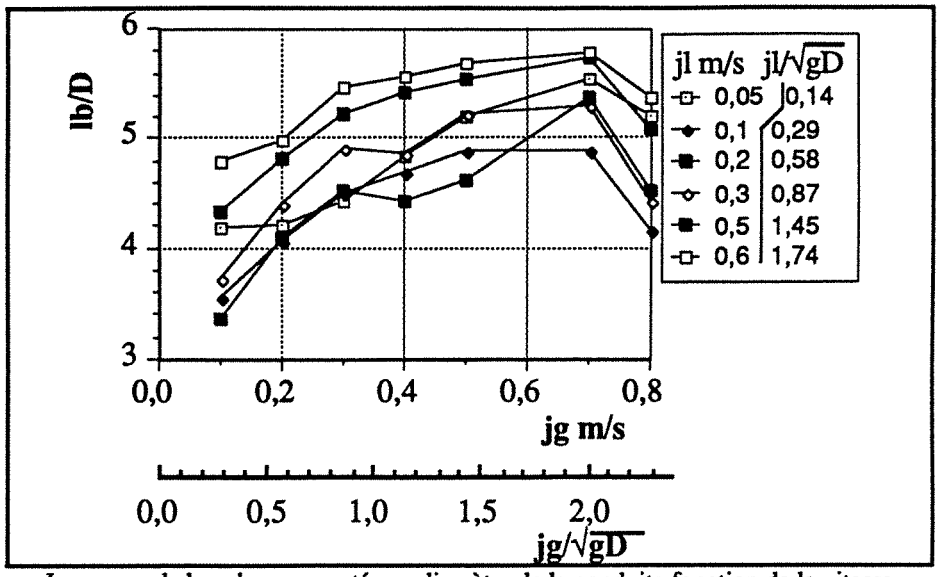

Longueur de bouchon rapportée au diamètre de la conduite fonction de la vitesse superficielle du gaz; ensemble des résultats.

figure II-38



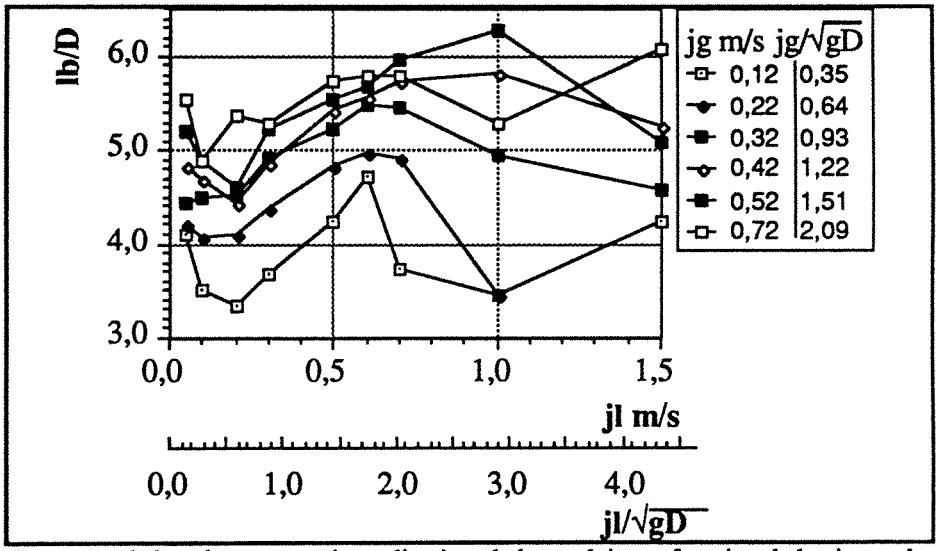

Longueur du bouchon de liquide en fonction du débit de gaz : moyenne sur l'ensemble des vitesses de liquide.

figure II-39



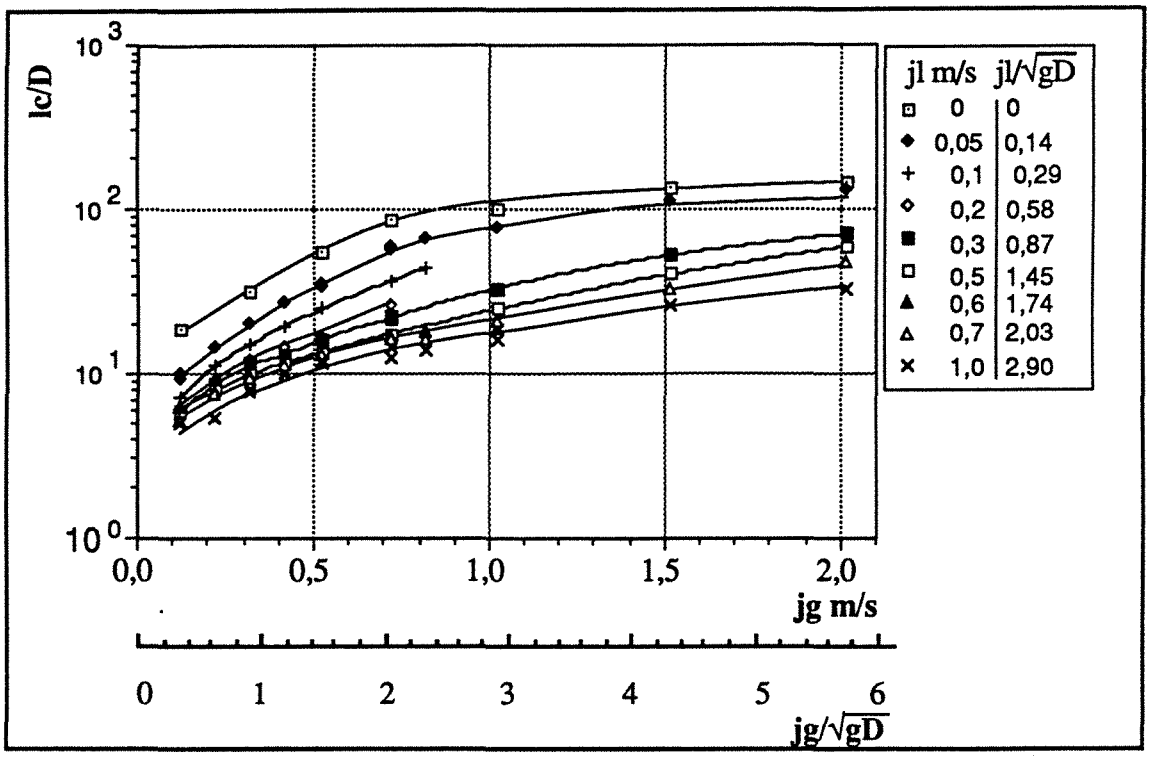

Longueur de bouchon rapportée au diamètre de la conduite fonction de la vitesse superficielle du gaz; montage optique 2 seul.

figure II-40



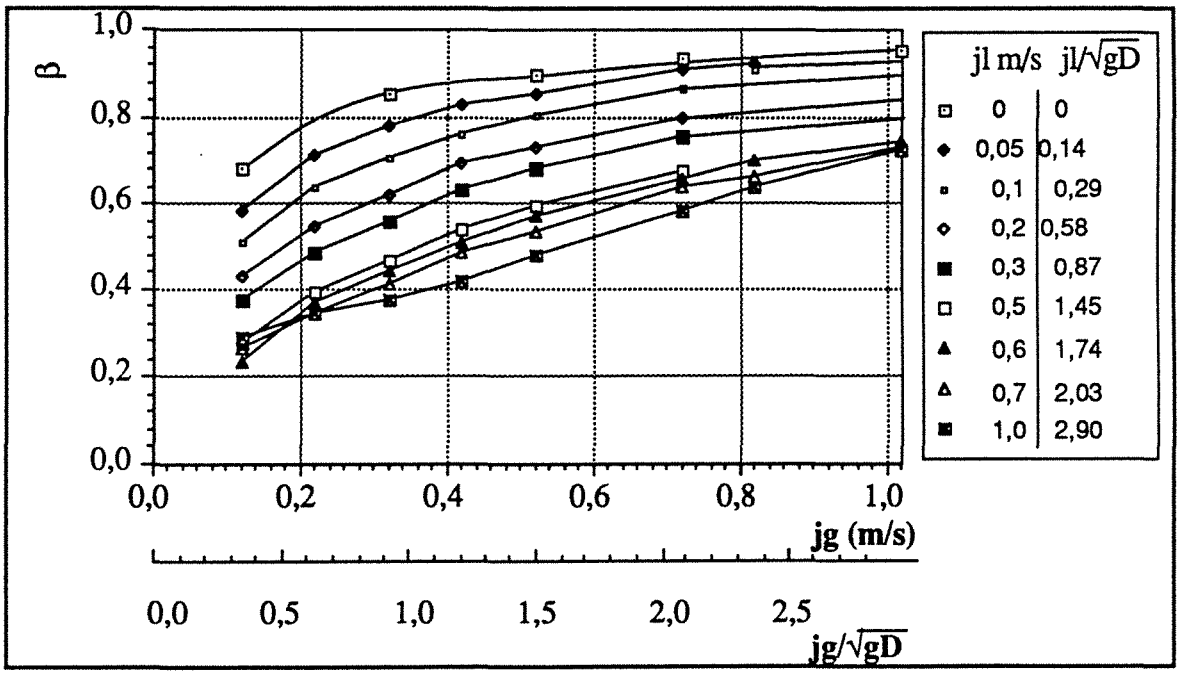

Longueur de bouchon rapportée au diamètre de la conduite en fonction de la vitesse du liquide ; montage optique 2 seul.

figure II-41



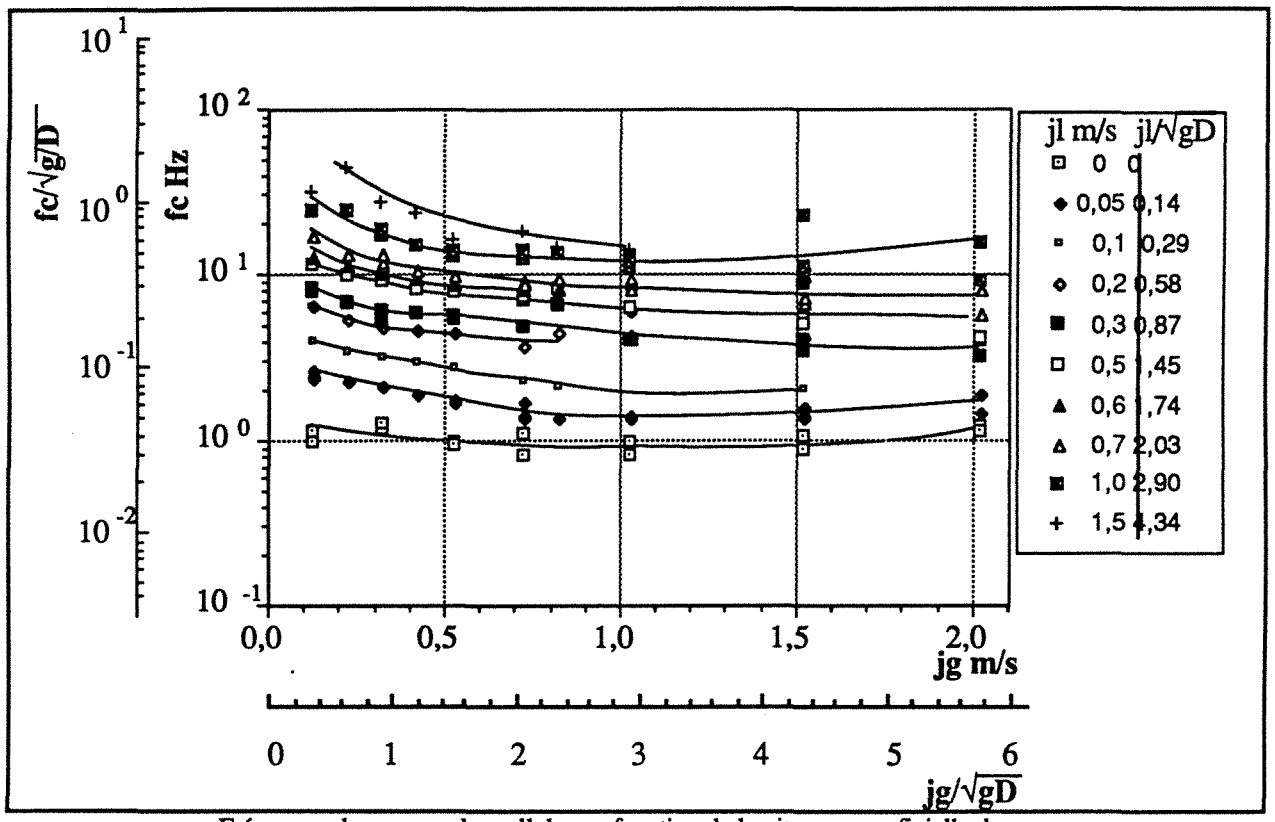

Longueur de cellule en fonction de la vitesse du gaz.

figure II-42

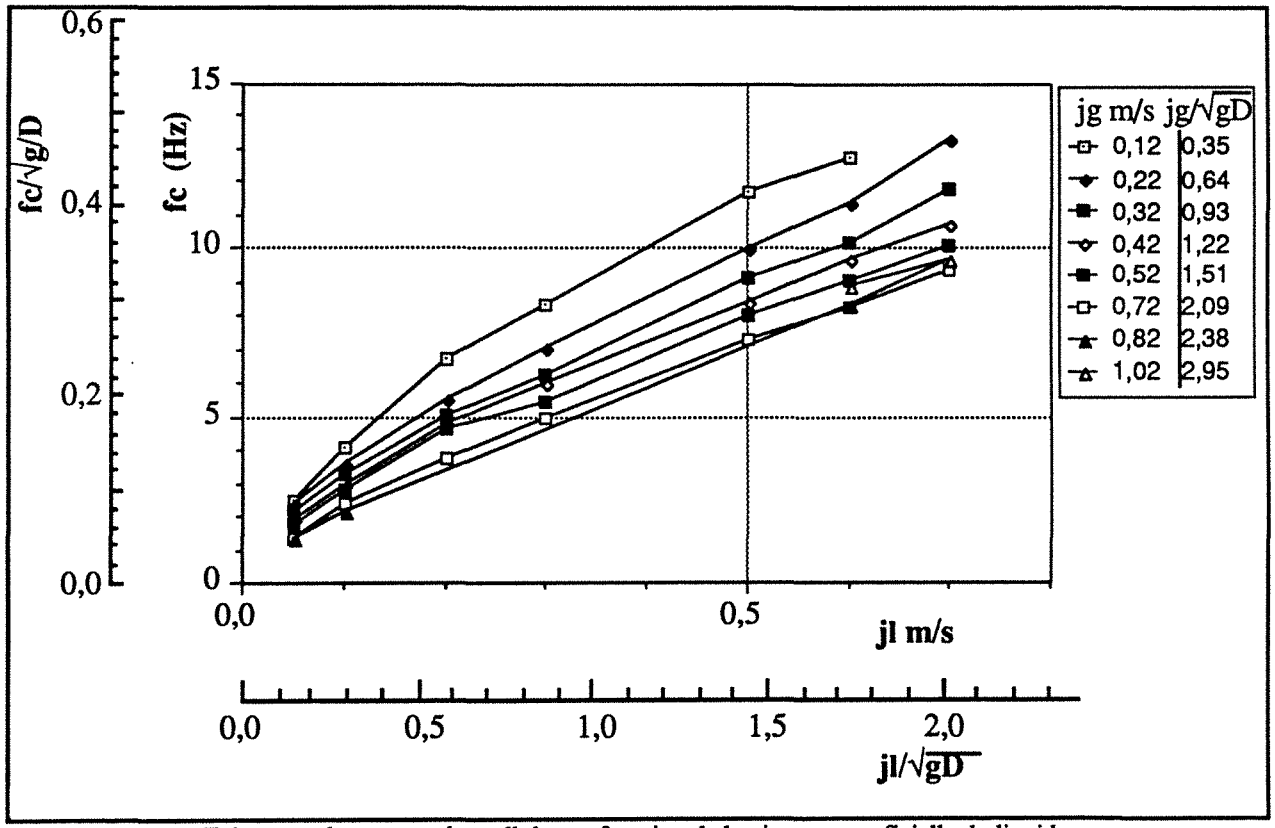



Rapport de la longueur de poche à la longueur de la cellule : $\beta = l_p/l_c$.

figure II-43




Fréquence de passage des cellules en fonction de la vitesse superficielle du gaz.
figure II-44




Fréquence de passage des cellules en fonction de la vitesse superficielle du liquide.
figure II-45

ANALYSE ET COMPARAISON AVEC LA LITTERATURE

En première vérification de la cohérence des résultats obtenus, les mesures de fréquence cellulaire sont confrontées aux prédictions de la relation (II-3'). L'ajustement entre la corrélation et les mesures est parfait jusqu'à la vitesse débitante de liquide de 1m/s (figure II-46), même aux grandes vitesses de gaz. Ce résultat est assez surprenant, puisque pour $j_g$=2m/s et $j_l$=0.5m/s la contribution du terme $C_0\sqrt{gD}$ n'est que de 3% de la vitesse d'ascension totale des poches de gaz. Il traduit le rôle très important de la pesanteur (ruissellement du film par exemple) sur l'organisation de l'écoulement à poches, même aux grands débits.

Il n'est pas possible du fait des non-linéarités, d'exprimer explicitement l'ensemble des variables du modèle cellulaire complet, en fonction de la fréquence de passage des cellules et donc d'obtenir des expressions analytiques pour $\beta$, $l_p$, $l_b$, $l_c$ etc. Nous allons de ce fait, considérer les équations de l'écoulement à poches dans un cadre d'hypothèses très restrictives, à savoir l'absence de gaz dans le bouchon: $\alpha_b$=0. Soit :

$u_{lb} = j$ d'après (I 3-10)

$u_{gp} = v_p$ d'après (I 3-13)

d'où $\beta = \frac{1}{\alpha_p}\frac{j_g}{v_p}$ d'après (I 3-8) (II-4)

avec $v_p = C_1 j + C_0\sqrt{gD}$

et $l_c = l_p + l_b$ et $f_c = \frac{v_p}{l_c}$ par définition de $f_c$.

Les longueurs moyennes caractéristiques s'expriment alors simplement à partir de la fréquence de passage des cellules et des flux d'entrée :

Soit :
$$\begin{cases} 1\bullet\ l_c f_c = v_p = C_1 j + C_0\sqrt{gD}. \\ 2\bullet\ l_b f_c = C_1 j_l + (C_1 - \frac{1}{\alpha_p})j_g + C_0\sqrt{gD} \\ 3\bullet\ l_p f_c = \frac{1}{\alpha_p} j_g \end{cases} \qquad \text{(II-5)}$$

Le taux de vide $\alpha_p$, au niveau de la poche de gaz, reste une inconnue du système d'équations ci-dessus. Mais au paragraphe II-1.4 nous avons vu que l'épaisseur du film liquide $\delta$ et donc aussi le taux de vide $\alpha_p$ au niveau de la poche, ne dépendent que faiblement de la vitesse débitante totale j :

$$\frac{1}{C_1} = 0.83 \leq \alpha_p \leq 0.86$$

Nous pouvons donc considérer $\alpha_p$ comme constant et égal à sa valeur minimale (§ I-4):

$$\alpha_p = \frac{1}{C_1}$$

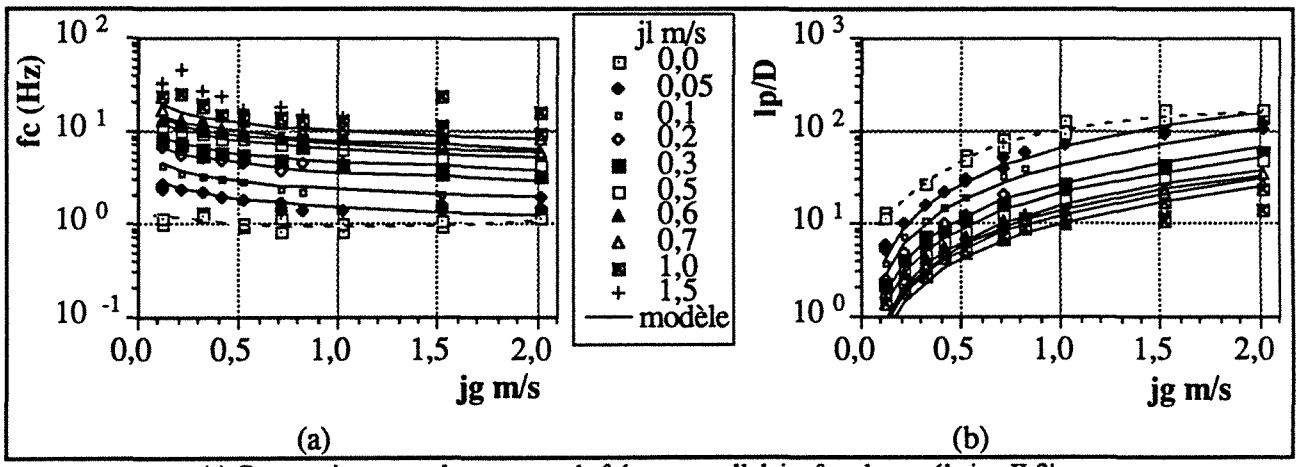
La relation II-4 est obtenue indépendamment de l'expression de la fréquence $f_c$ et donc de

l'analyse dimensionnelle effectuée précédemment. En traçant $\beta$ en fonction de la vitesse moyenne du gaz réduite par la vitesse de translation des poches, l'ensemble des points expérimentaux se trouve bien sur une droite de pente $1/\alpha_p$ très voisine de la valeur attendue : $C_1$=1.2 (figure II-47). Par contre la droite est translatée d'une constante positive, par rapport à la relation (II-4). De même, quelques points de mesures effectuées dans une conduite de diamètre 5.36 cm avec le couple de fluides eau-air [Fréchou 1986], portés sur le même graphe, se situent en dessous de la droite théorique. Ces dernières divergences sont probablement dues au taux de gaz dans le bouchon, très important dès que le diamètre de la conduite n'est pas petit. En effet reprenons le système d'équations du modèle cellulaire, sans faire l'hypothèse précédente ($\alpha_b$=0), mais en considérant que l'ensemble du gaz se déplace à la vitesse de la poche ($u_{gb}=u_{gp}=v_p$). On obtient pour le rapport $\beta$, l'expression suivante:

$$\beta = \frac{1}{\alpha_p-\alpha_b}\frac{j_g}{v_p} - \frac{\alpha_b}{\alpha_p-\alpha_b} \qquad \text{si } \alpha_p \neq \alpha_b$$

L'augmentation de la pente et la translation de la droite passant par les points de mesures de Fréchou peuvent donc être expliquées par un taux de vide $\alpha_b$ non nul. Une voie possible, pour comprendre la translation positive de nos mesures, consisterait à tenir compte de la dissymétrie des densités de probabilité des mesures de longueurs (Annexe B). Les longueurs présentées dans ce travail sont des moyennes obtenues par intégration de l'ensemble des mesures ; il serait intéressant de considérer les longueurs les plus probables et de vérifier si cela entraîne une diminution du rapport $\beta$.

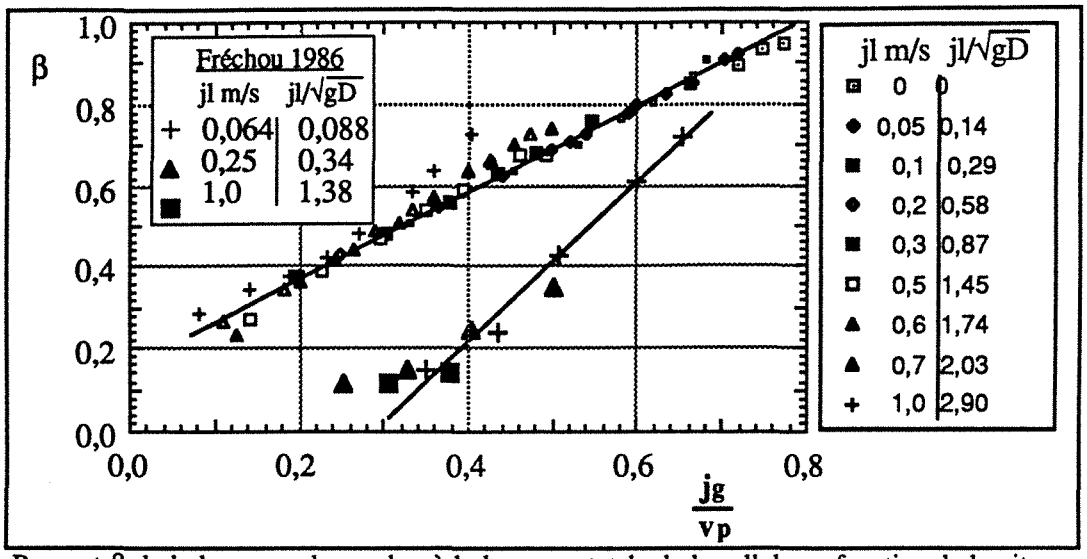
La comparaison des longueurs de poches mesurées à l'expression (II-5) de $l_p$, montre que cette dernière sous-estime légèrement les longueurs (figure II-46 b).




(a) Comparaison entre les mesures de fréquence cellulaire $f_c$ et la corrélation II-3'

et (b) entre les mesures de longueurs de poches et la relation $l_p^+ = \frac{1}{\alpha_p}\frac{j_g^+}{f_c^+}$.

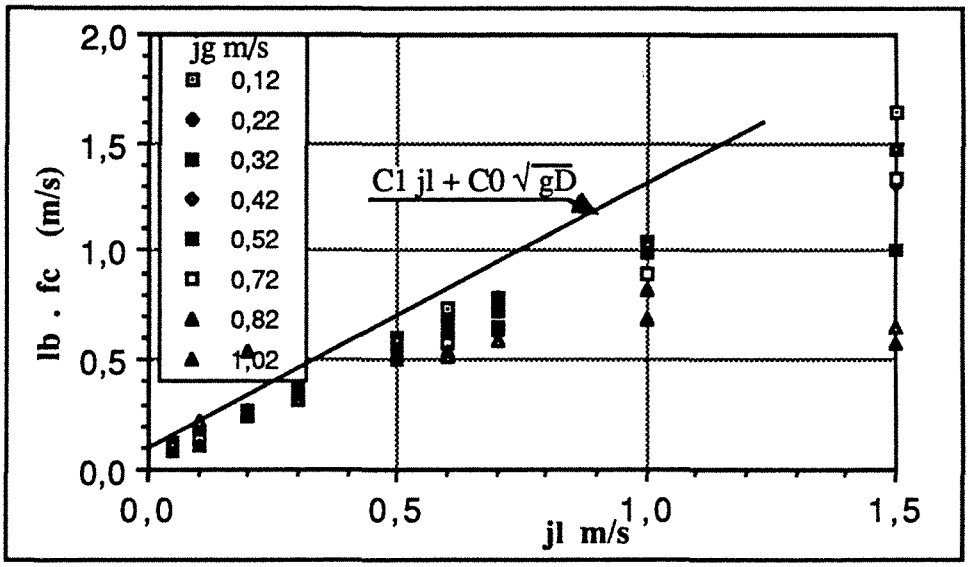
figure II-46




Rapport β de la longueur des poches à la longueur totale de la cellule en fonction de la vitesse débitante du gaz $j_g$ réduite par la vitesse $v_p$ des poches de gaz ; comparaison avec des mesures eau-air en conduite de 0.0536m de diamètre [Fréchou 1986].

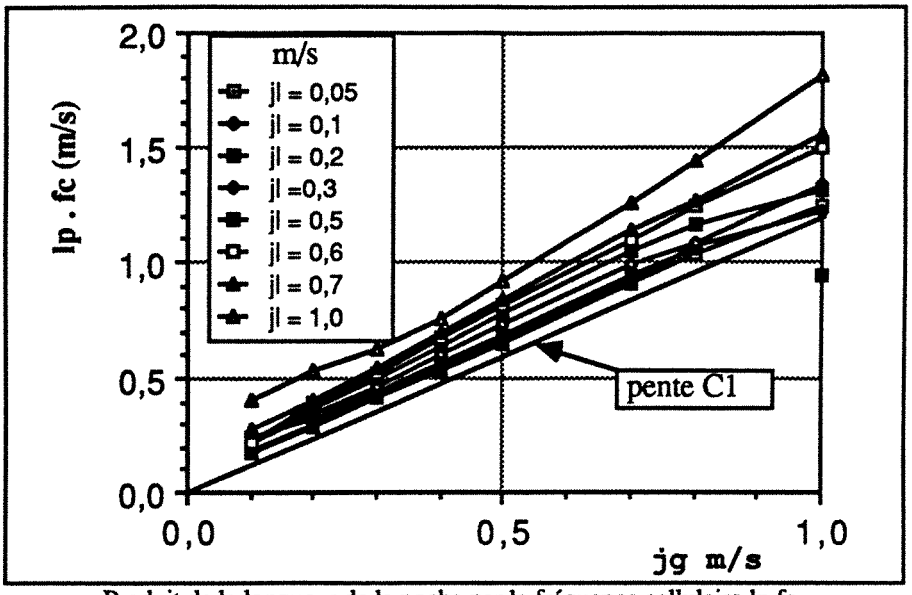
figure II 47

Notons enfin que l'approximation, taux de vide $\alpha_p$ égal à sa valeur minimum $1/C_1$, est bien vérifiée tant que $j_l \leq 0.5$m/s. En effet dans ce cas le produit de la longueur du bouchon par la fréquence de passage des cellules doit être indépendant de la vitesse débitante du gaz (relations II-5). C'est bien ce qu'on observe aux faibles vitesses débitantes de liquide (figure II-48). De même la pente $C_1$ se retrouve bien au niveau du produit entre la longueur des poches et de la fréquence de passage des cellules (figure II-49).




Produit entre la longueur du bouchon et la fréquence de passage : $l_b f_c$.

figure II-48

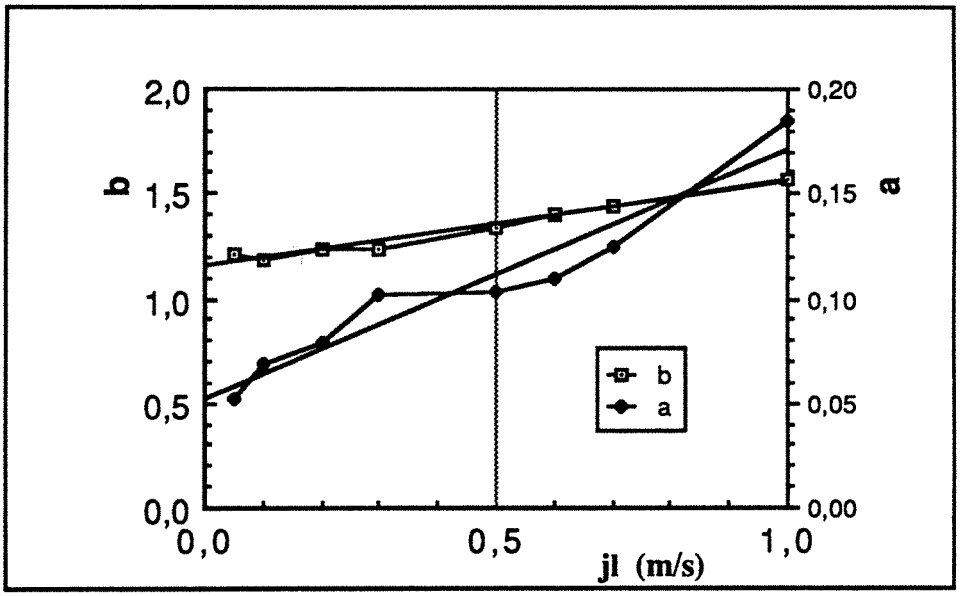



Produit de la longueur de la poche par la fréquence cellulaire lp.fc.
figure II-49

La relation entre longueur de poche et fréquence (II-5) ne fait que donner la pente des valeurs expérimentales. Sur la figure II-49 on a en fait une famille de droites qui satisfait à la relation suivante :

$$l_p f_c = a(j_l) + b(j_l)\, j_g$$

avec $a(j_l) = 0.36\, j_l + 1.2$ et $b(j_l) = 0.12 j_l + 0.05$ (figure II-50)




Coefficients de la droite de régression $l_p.f_c = a(j_l) + b(j_l)\, j_g$ en fonction de $j_l$.
figure II-50

Pas d'avantage que le modèle complet (§ I-3.4), cette version simplifiée ne donne la possibilité de prévoir la fréquence et la longueur des structures de l'écoulement. Mais il permet de comprendre qualitativement les variations des trois longueurs de la cellule $l_b$, $l_p$, $l_c$ à partir du comportement de

$f_c$ en fonction des flux d'entrée. Ceci est résumé qualitativement par le schéma suivant, dans lequel les flèches vers le haut signifient un accroissement de la variable et les flèches vers le bas une décroissance de la variable.

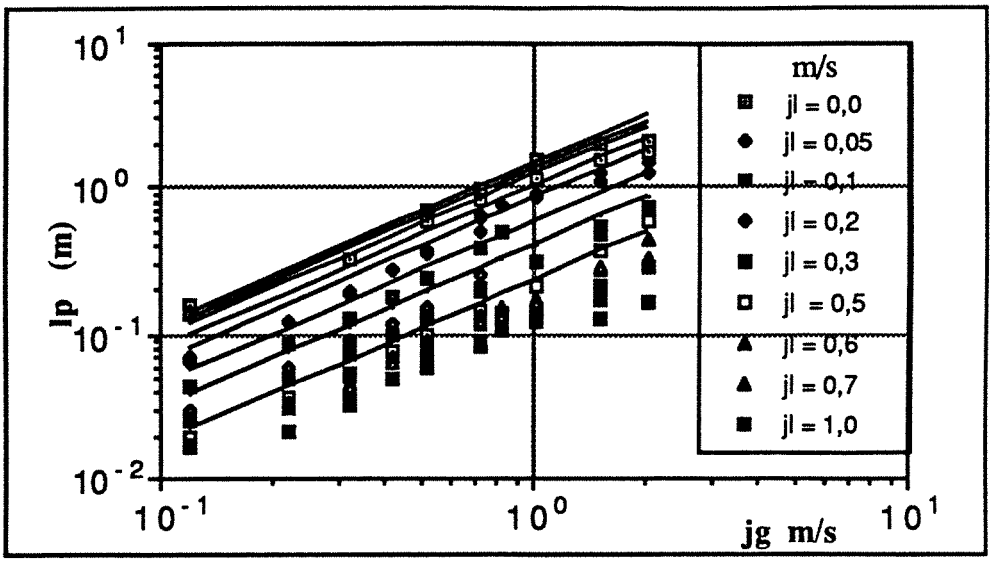
$$\begin{cases} [j_g\uparrow \text{ et } j_l = \text{const} \Rightarrow f_c\downarrow \text{ (d'aprés fig.II-43)}] \Rightarrow [l_c\uparrow \text{ et } l_p\uparrow \text{ et } l_b\uparrow] \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \text{(d'après (II-3))} \\ [j_l\uparrow \text{ et } j_g = \text{const} \Rightarrow f_c\uparrow \text{ (d'aprés fig.II-44)}] \Rightarrow [l_c\downarrow \text{ et } l_p\downarrow \text{ et } l_b\downarrow\uparrow] \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \text{(d'après (II-3) et figure II-45:} f_c \approx 10 j_l + c^{te}) \end{cases}$$

En conséquence les évolutions des quatre grandeurs caractéristiques de la cellule, sont compatibles avec les relations du modèle cellulaire même simplifié. Remarquons encore, qu'il n'y a pas symétrie entre les rôles joués par le liquide et par le gaz quant à la constitution de la cellule. En effet, quand la vitesse débitante du gaz augmente, le transport du volume de gaz supplémentaire se traduit par un allongement de la cellule, induit par celui de la poche et du bouchon et donc ( si $j_l$ constante) accompagné d'une diminution de la fréquence. A l'opposé, quand la vitesse débitante du liquide augmente, le transport du volume de liquide supplémentaire se traduit par accroissement de la fréquence de passage (avec diminution de $l_p$ si $j_g$ constante.), la variation de longueur du bouchon de liquide restant quant à elle, a priori, indéterminée.

Les sources bibliographiques concernant longueurs et fréquences sont peu nombreuses; Akagawa et al. [1970] ont déduit la longueur des poches et des bouchons dans une conduite de 0.0276m de diamètre, de la mesure des pertes de pression instantanées. Les résultats expérimentaux sont approchés par les relations suivantes:

$$l_p = 10^{(16 - 0.5 j_l)} j_g^{1.1} \qquad \text{et} \qquad l_b = \frac{1}{0.001 l_p^{0.55} + 0.93 l_p^{-0.52}}$$

Cette publication est entièrement en japonais, ce qui fait que nous ne savons pas pour quelle pression les vitesses superficielles sont données. De plus il semble qu'il y ait une erreur dans la relation pour $l_b$ qui ne correspond pas aux courbes expérimentales des auteurs. A moins que ce ne soit une déficience de notre japonais? Nous ne ferons donc la comparaison qu'avec les mesures de $l_p$ (figure II-51). Les ordres de grandeur, des résultats sont effectivement voisins. La proportionnalité entre $l_p$ et $j_g^1$ est confirmée. Par contre l'influence de $j_l$ est la principale cause de la différence existant entre les résultats, sans qu'il soit possible de déterminer le rôle du diamètre.




Comparaison des mesures de $l_p$ d'Akagawa [1970] (trait) et de celles de ce travail (points).

figure II-51

En annexe A, sont rassemblés certains résultats des travaux de Sekoguchi sur les ondes de taux de vide. En ce qui concerne $l_b$, ils ne font que confirmer l'ordre de grandeur de 10D (Annexe A figure 14). Pour la fréquence de passage $f_c$, les résultats de Sekoguchi (Annexe A figure 11) en $j_g$ = 1m/s présentent bien la croissance avec $j_l$ , mais un facteur 3 au-dessous. Il faut noter que le principe d'analyse indirecte de l'écoulement utilisé par ces auteurs, permet de distinguer un grand nombre de structures, mais confond peut-être par là même les structures plus courtes , du type ondes de surface, avec les longueurs cellulaires..

# DEUXIEME PARTIE

# TRANSITION ENTRE REGIMES

## III COMPARAISON DES PORTRAITS DE "PHASE" EN REGIME A POCHES ET EN REGIME DESTRUCTURE

Les années 80 ont connu la vulgarisation du concept de chaos déterministe qui, nous semble t-il, ne peut laisser indifférent le chercheur en sciences physiques par l'enrichissement et l'élargissement qu'il apporte à notre compréhension des lois de causalité. A la différence des bouleversements apportés par la mécanique quantique sur la physique des phénomènes liés à l'atome, c'est l'ensemble de la mécanique des milieux continus, de la physico-chimie et même des sciences en général qui est potentiellement concerné. En effet, "l'extrême sensibilité aux conditions initiales", clé de cette relation possible entre imprévisibilité et déterminisme, apparaît pour certaines valeurs des variables d'un système dès que ces dernières sont régies par des relations non linéaires. Si le système est dissipatif et périodique, la représentation de la dynamique dans un espace de phases se traduit par l'existence d'un "attracteur" vers lequel converge la trajectoire, pourvu que les conditions initiales soient choisies au sein du bassin d'attraction du dit attracteur. Si la solution est imprévisible, deux cas de figure se présentent; soit le chaos est aléatoire ,représentatif d'un nombre infini de degrés de liberté, (type turbulence des fluides) et l'attracteur est un nuage de points sans structure; soit il est engendré par un petit nombre de variables couplés non linéairement (chaos déterministe) et l'attracteur présente une géométrie très particulière, puisque sa dimension est non entière. Cet attracteur "étrange" est un fractal, du nom donné par Mandelbrot aux objets géométriques de dimension fractionnaire. Bien que la démonstration générale n'en soit pas faite,à notre connaissance, l'existence d'un attracteur étrange semble associée par principe au chaos déterministe (avec d'autres propriétés telles que l'existence d'au moins un coefficient de Liapounov négatif). Nous avons été introduits à ces notions, en 84, par E.A. Müller, qu'il en soit vivement remercié et par la lecture des beaux livres de Bergé P. et al. [1984] et Schuster H.G.[1984] sur les conseils de G. Cognet.

En plus de son intérêt fondamental, la notion d'attracteur étrange peut apporter à l'expérimentateur, la possibilité d'une analyse du signal, complémentaire de celles traditionnellement utilisées, (FFT, auto et intercorrélation, etc.). En effet lorsque les spectres sont à bandes larges ces méthodes traditionnelles ne permettent pas de distinguer entre un chaos aléatoire et un chaos déterministe et donc d'évaluer le nombre de degrés de liberté régissant la dynamique du phénomène. C'est dans ce cadre plus restreint que cette notion a été abordée dans ce travail de caractérisation de la transition du régime à poches au régime déstructuré comme nous allons le développer brièvement après une remarque sur la notion de degré de liberté.

### DEGRE DE LIBERTE

La notion de degré de liberté n'est pas définie par tous les auteurs de la même façon. La définition la plus proche du sens de l'expression "degré de liberté", est celle basée sur le nombre

de conditions initiales pouvant être fixées de façon indépendante. Par exemple, les deux conditions initiales déterminant le mouvement d'un pendule sont : la position initiale et la vitesse initiale. Le pendule est un système à deux degrés de liberté. Ce qui provient du fait que l'état instantané du pendule est complètement déterminé par deux variables, la position $\theta(t)$ et sa dérivée $\dot{\theta}(t)$.

L'autre définition consiste à considérer le nombre de couples $[\theta(t),\dot{\theta}(t)]$ nécessaires à la description complète du système. Le pendule simple sera alors considéré comme possédant un seul degré de liberté. L'intérêt de cette deuxième définition réside dans le fait qu'elle s'identifie avec la notion de modes propres (et fréquences propres) au système. Le pendule possède une seule fréquence caractéristique et donc un seul mode.
Si un deuxième pendule est couplé au premier, le système passe de deux à trois degrés de liberté, au sens de la première définition et de un à deux degrés de liberté, au sens de la deuxième. La première est donc clairement associée aux nombres de variables indépendantes constituant l'espace des phases du système dynamique et la deuxième à ses modes propres.
La deuxième définition a peut-être pour origine l'étude des systèmes linéaires, la relation entre raies du spectre et modes propres du système étant alors directe. La première par contre est la mieux adaptée à la définition de l'espace des phases nécessaires à l'étude des systèmes non-linéaires.
Nous garderons l'expression "degrés de liberté" (**n**) pour la première définition et l'expression "modes propres" (**m**) pour la deuxième. Soit le **r** le nombre de couplages entre variables.
Nous avons alors :

$$m = \frac{n+r}{2}$$

## III-1 CALCUL DE LA DIMENSION D'UN ATTRACTEUR EXPERIMENTAL

L'étude expérimentale de la dynamique d'un phénomène réel dans un espace de phases, dont a priori on ne connaît pas les variables canoniques, est rendue possible grâce à un théorème dû à Takens [1981] qui démontre que les propriétés topologiques de l'attracteur sont conservées lorsque la trajectoire est construite dans un pseudo-espace de phases de la façon suivante : à partir d'une seule variable connue en fonction du temps X(t) (cas général en expérimentation) le point $\vec{X}(t)$ de la trajectoire a pour coordonnées X(t), X(t+$\tau$), X(t+2$\tau$), ..., X(t+p$\tau$), p étant la dimension du pseudo-espace d'accueil et $\tau$ un retard dont la valeur dépend de la topologie de la trajectoire. En pratique on travaille sur une série de points $X_i$ obtenus par un échantillonnage de X(t) à la fréquence $f_e = \frac{1}{\Delta t}$ et le vecteur $\vec{X}_i = \{X_i, X_{i+\tau}, X_{i+2\tau}, ..., X_{i+p\tau}\}$ et $\tau$ un multiple de $\Delta t$.
L'attracteur est caractérisé par sa dimension de corrélation d, définie par Grassberger et Procaccia

[1983] à partir de la fonction de corrélation:

$$C(r) = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N^2} \sum_{ij} H[r - |\vec{Xi} - \vec{Xj}|] \qquad \text{(III–1)}$$

Ou sous une forme modifiée par Atten et al.[1984] :

$$C(r) = \frac{1}{N'} \sum_{j=1}^{N'} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} H[r - |X_i - X_j|] \qquad \text{(III–2)}$$

Pour N' compris entre 50 et 250, la relation (III–2) converge vers la définition générale (III-1). L'indice j des "centres" est tiré au hasard et limité à un domaine n'excédant pas 0,75, diamètre moyen de l'attracteur.

avec $r \in \mathbf{R}$ et $|\vec{X_i} - \vec{X_j}| = \sup(|X_i - X_j|, \ldots, |X_{i+m\tau} - X_{j+m\tau}|)$ la norme du maximum et m =1, 2,... La dimension traduit la vitesse de croissance de C(r) avec l'échelle de longueur r, soit :

$$d = \frac{\log C(r)}{\log r}$$

Le calcul est répété pour des valeurs croissantes de m, jusqu'à ce que $\frac{\log C(r)}{\log r}$ devienne indépendant de m ce qui se produit pour m>2p+1. La dimension p de l'espace d'accueil est l'entier directement supérieur à d. La fréquence d'échantillonnage doit être assez élevée pour qu'il existe une plage de valeurs de $\tau$ pour laquelle p et d sont indépendants de $\tau$.

L'équivalence de toutes les normes a été vérifiée par Atten et al.[1984], la norme du maximum étant la plus économique en temps de calcul. Pour un signal temporel donné,trois paramètres interviennent donc de façon déterminante sur la structure du portrait de phase:

- la fréquence d'échantillonnage du signal $f_e$
- le nombre N d'échantillons
- le temps de translation $\tau$

$f_e$ est choisie pour disposer d'au moins 20 points par pseudo-période ou pour que le temps de cohérence temporel (premier passage à zéro du coefficient d'autocorrélation) corresponde à $20\Delta t$.

N doit être choisi d'autant plus grand que l'espace d'accueil est de grande dimension. Nous nous sommes limités à N=32768 points.

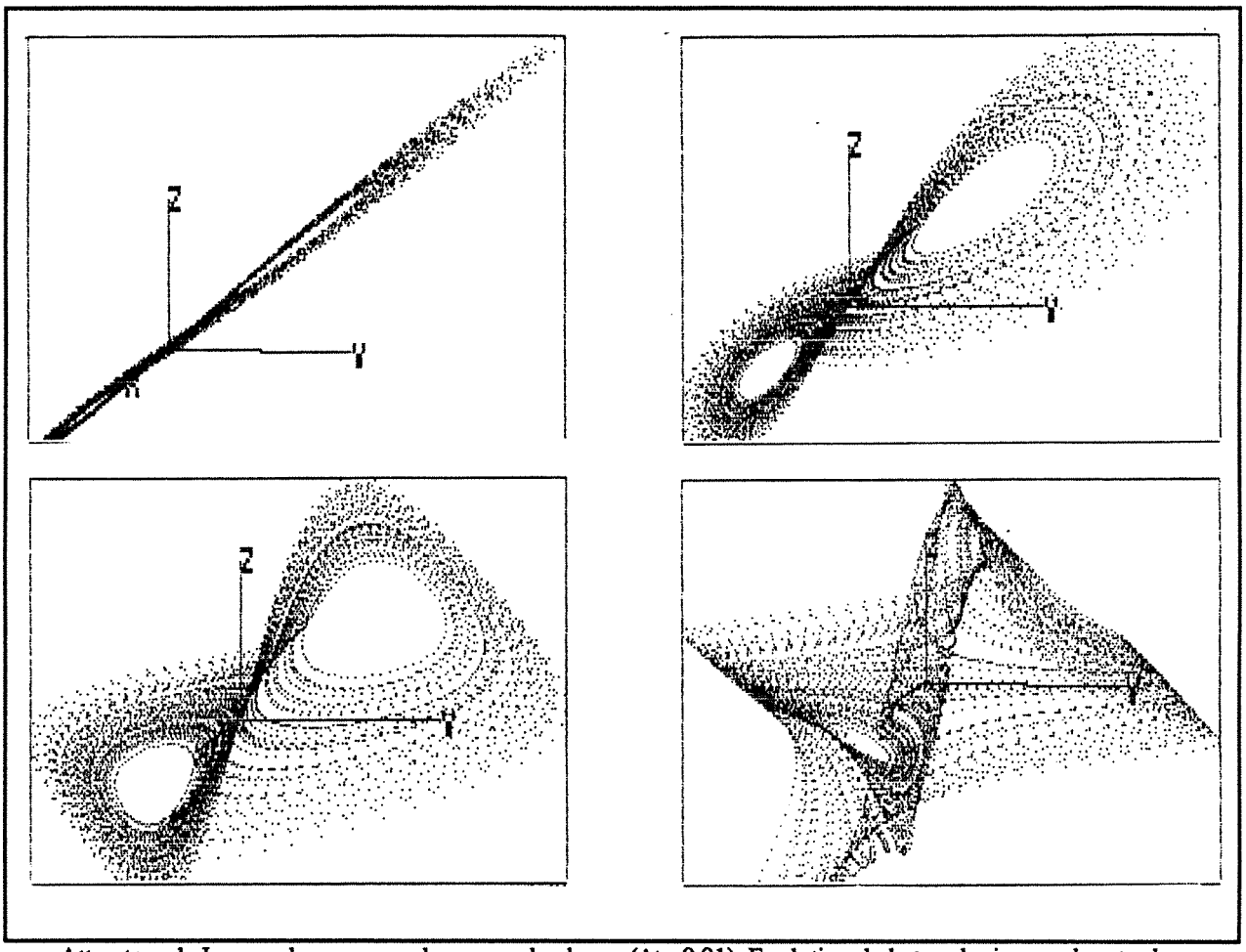
Le choix de $\tau$ peut modifier radicalement les propriétés topologiques de la pseudo trajectoire : si $\tau$=0 les p coordonnées d'un point de la trajectoire sont toutes égales, l'attracteur est alors réduit à la diagonale du p-èdre ; si $\tau \neq 0$ le résultat dépend du signal considéré. Par exemple, pour un signal de période T, le choix d'un $\tau$ multiple de T restreint à nouveau la trajectoire à la diagonale du trièdre. Le tore $T^d$ caractéristique d'un phénomène périodique n'apparaît que pour $\tau$ compris entre 0 et T. Pour $\tau$ très supérieur au temps de cohérence du signal, les p coordonnées seront dans des relations arbitraires et l'attracteur aura tendance à occuper la totalité de l'hypercube de côté $X_{max}$ -

$X_{min}$.

L'absence de critère général fixant le choix de $\tau$ est une des principales limitations de la méthode. Pour orienter le choix nous prenons $\tau$ tel que $m\tau$ reste inférieur à la position du zéro de l'autocorrélation. De toute façon le critère de cohérence temporel n'est pas très satisfaisant, puisqu'on souhaite en fait tester une cohérence"spatiale". Fraser A.M.,et Swinney H.L., [1986] ont développé une méthode basée sur la théorie de l'information dont le principe semble séduisant, mais qui n'a pas été testé, la mise en œuvre ne paraissant pas simple.

VALIDATION DE LA METHODE SUR L'ATTRACTEUR DE LORENZ

Nous avons résolu le système d'équations de Lorenz par la méthode de Range-Kutta au 4ième ordre; le pas de temps adimensionnel est de 0.01; l'auto-corrélation passe par zéro au 50ième point. Tant que le produit $p.\tau$ (p=3) reste inférieur à 50, l'attracteur s'étend autour de la diagonale 1,1,1, présentant pour $\tau = 7$ (figure III-1a) l'aspect caractéristique de l'attracteur de LORENZ. Au delà il commence à se replier et à occuper tout l'espace de façon plus ou moins désordonnée (figure III-1b). Cependant pour perdre toute traçe d'organisation il faut $p \approx 3000$.

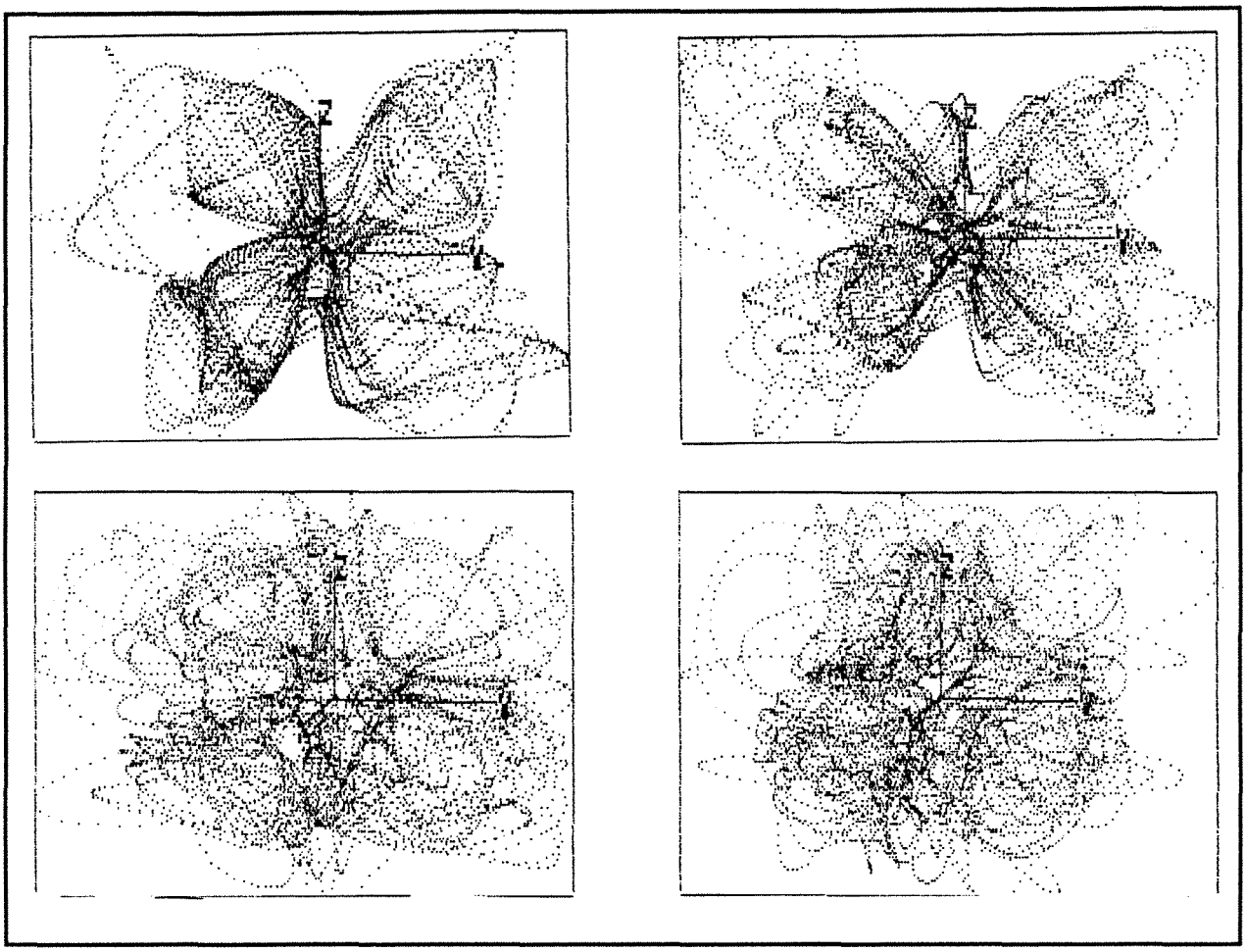



Attracteur de Lorenz dans un pseudo espace de phases ($\Delta t = 0.01$). Evolution de la topologie avec le retard $\tau$:

| | |
|---|---|
| $\tau$=1 | $\tau$=7 |
| $\tau$=15 | $\tau$=30 |

$\tau$ en multiple de $\Delta t$

figure III-1a



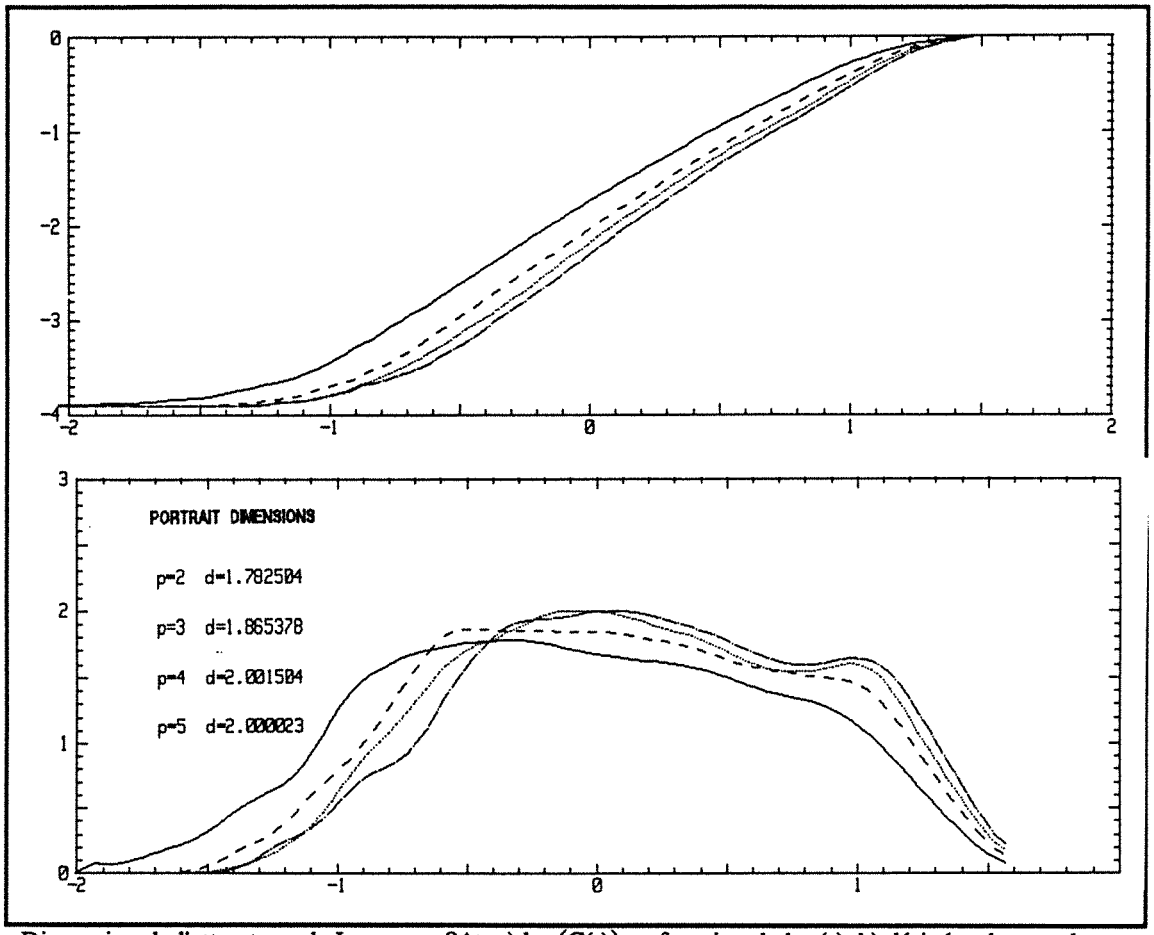
Attracteur de Lorenz dans un pseudo espace de phases ($\Delta t = 0.01$). Evolution de la topologie avec le retard $\tau$:

| | |
|---|---|
| $\tau$=90 | $\tau$=160 |
| $\tau$=280 | $\tau$=990 |

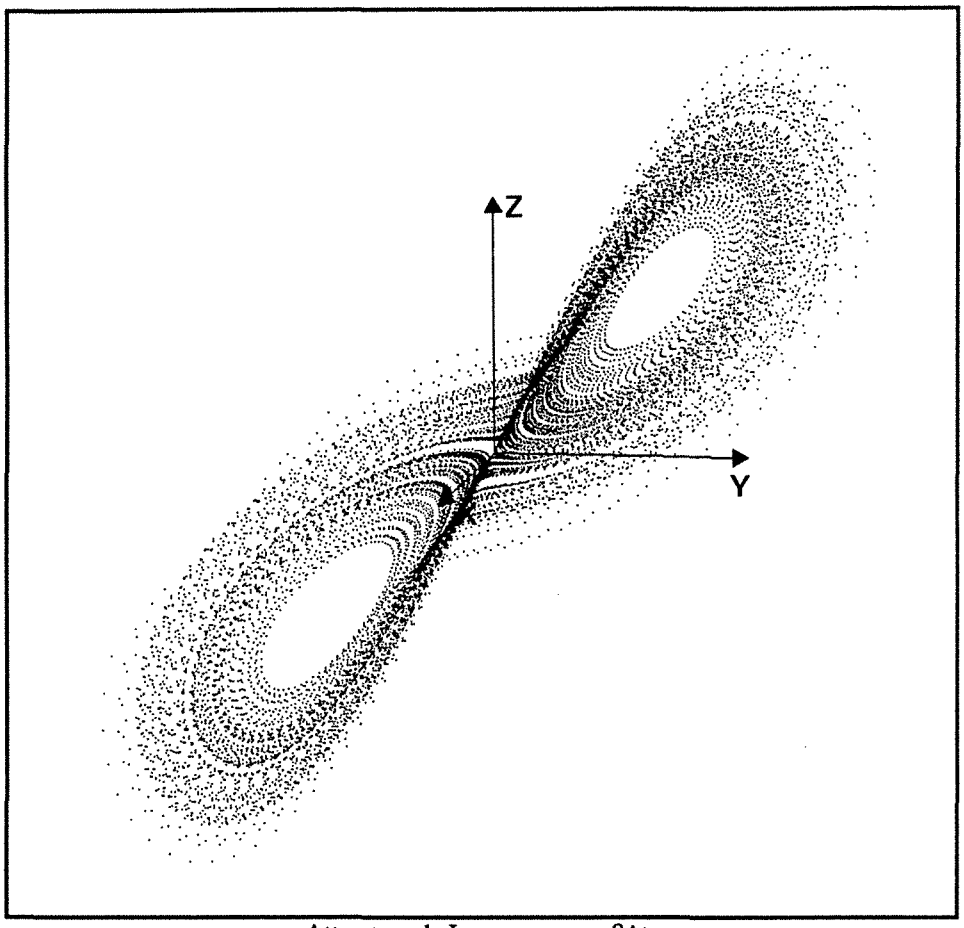
$\tau$ en multiple de $\Delta t$

figure III-1b

Pour déterminer la dimension d, on porte log C(r) en fonction de log r et on cherche la pente maximale. La procédure la plus automatique passe par le calcul de la dérivée avec l'inconvénient d'être sensible au bruit. Un exemple est donné (figure III-2) pour $\tau = 8\Delta t$ : d =2.003 valeur très voisine de la dimension théorique de Hausdorf de l'attracteur de Lorenz (2.03). Il est à noter que la dimension de corrélation est bornée supérieurement par la dimension de Hausdorf (dimension géométrique).




Dimension de l'attracteur de Lorenz $\tau=8\Delta t$: a) log(C(r)) en fonction de log(r). b) dérivées des courbes a.
figure III-2

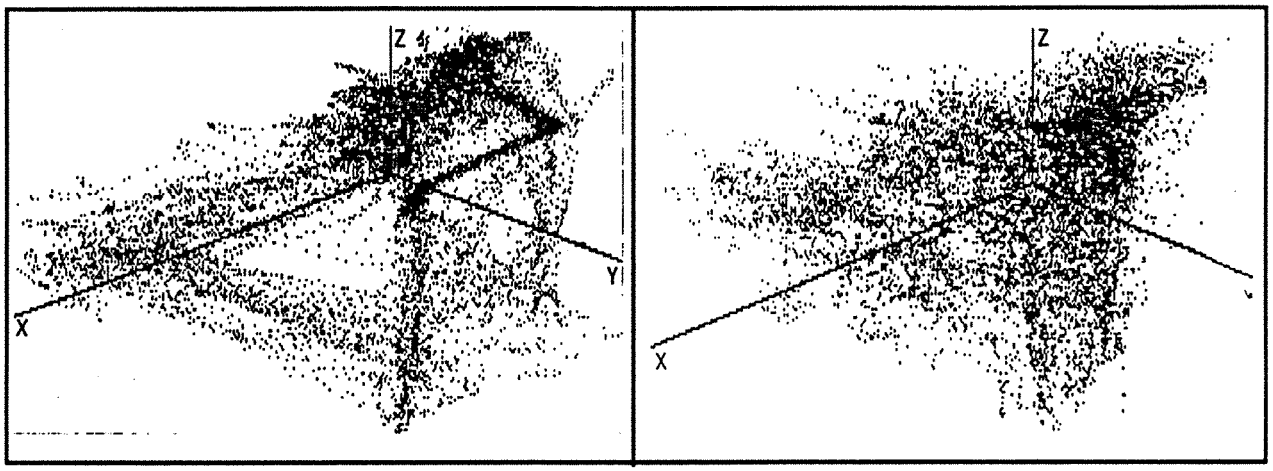



Attracteur de Lorenz pour $\tau=8\Delta t$
figure III 3

## III-2 ATTRACTEUR "DIPHASIQUE"

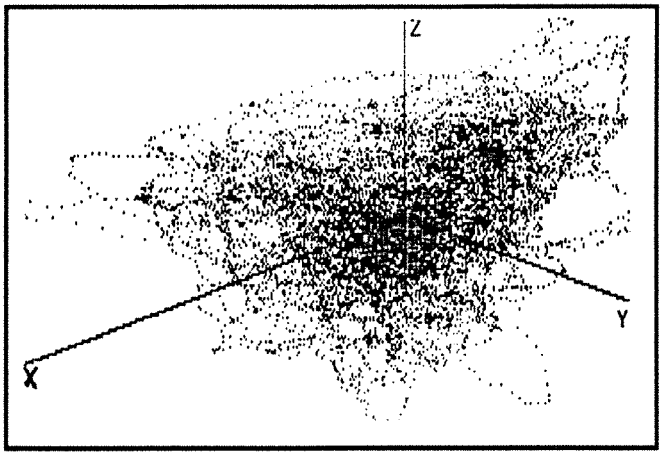
Les pseudo-trajectoires sont construites à partir du courant délivré par une sonde double polarographique. Les attracteurs sont donc l'expression de la racine cubique du frottement. En écoulement à poches, l'attracteur est porté par un cube dont une des diagonales principales est la bissectrice du trièdre de référence (figures III-3 et -4). Cette morphologie est expliquée plus loin. Lorsque la vitesse augmente le portrait apparaît visuellement comme de plus en plus désorganisé. Cependant le calcul de la dimension fait apparaître une similitude entre le régime à poches et le régime déstructuré: un espace d'accueil de dimension 3, alors que, pour l'annulaire, la dimension de l'espace d'accueil semble très grande. Les courbes de la dimension d en fonction de m sont données figure III-5 :

**régime à poches : d =2.28**
**régime déstructuré : d =2.65**
**régime annulaire : d =? (>10)**




Régime à poches:jl=0.3m/s, jg=0.3m/s.(τ=60)

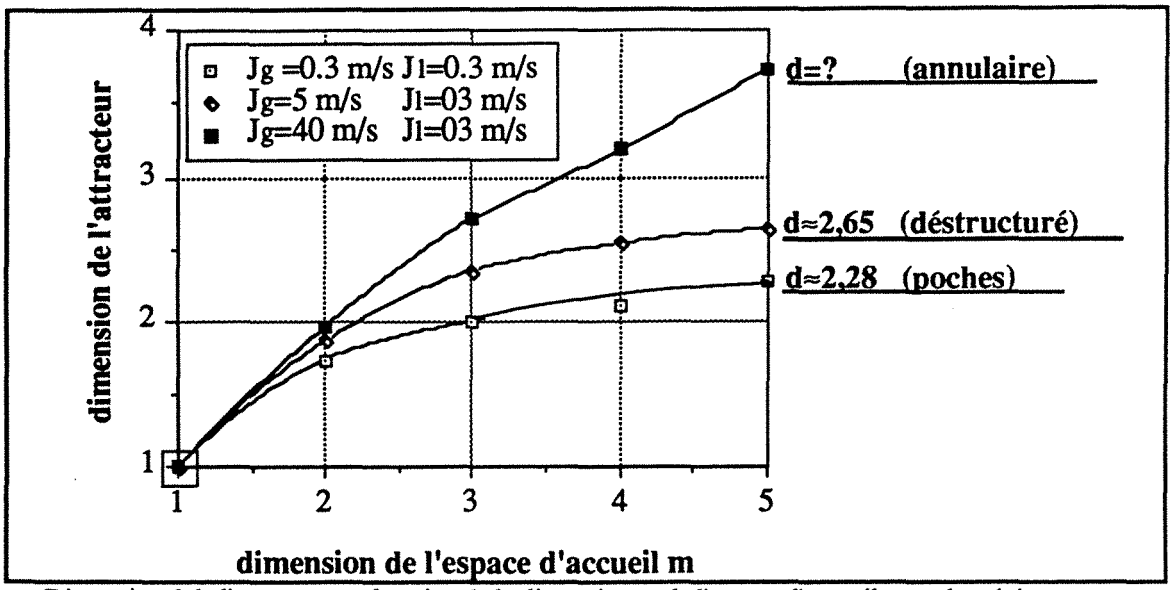
Régime déstructuré:jl=0.3m/s, jg=5.0m/s.(τ=70)




Régime annulaire:jl=0.3m/s, jg=40m/s.(τ=60)

Portrait de phases des régimes à poches, déstructuré et annulaire

figure III-4




Dimension d de l'attracteur en fonction de la dimension m de l'espace d'accueil, pour les régimes à poches, déstructuré et annulaire.

figure III-5

MORPHOLOGIE EN "CUBE" DE L'ATTRACTEUR EN REGIME A POCHES

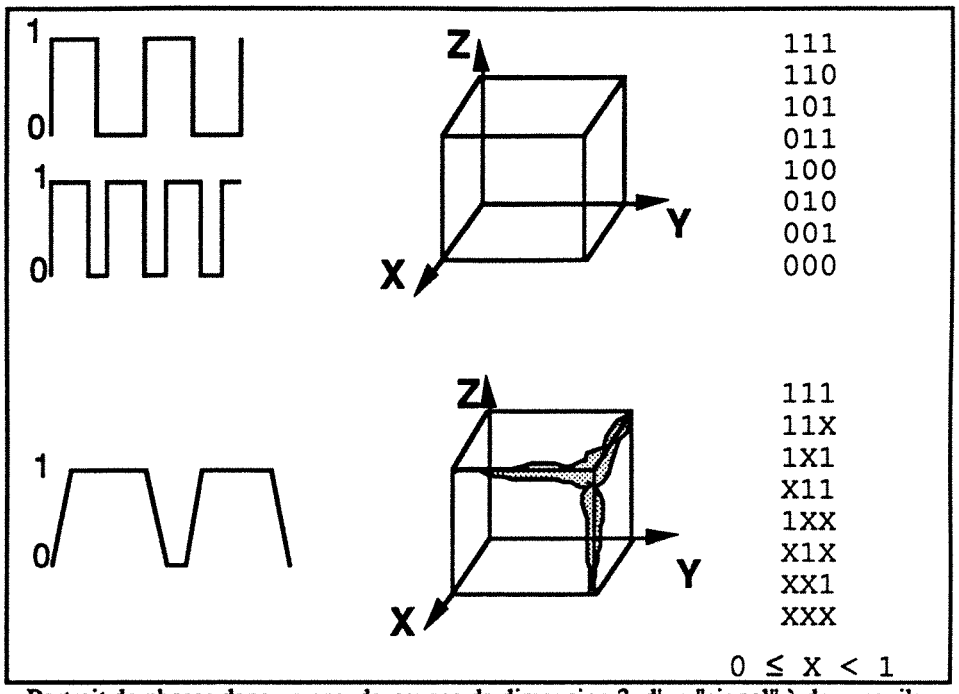
Pour comprendre l'origine de la répartition selon un cube des points de la trajectoire, il suffit de considérer tout d'abord un signal "créneaux" compris entre zéro et un (figure III-6).

Si on construit le portrait de phases de ce signal dans un pseudo-espace de dimension, comme précédemment, les coordonnées des points seront données par l'un des triplets suivants:

(1,1,1), (0,1,1), (1,0,1), (1,1,0), (0,0,1), (1,0,0), (0,1,0), (0,0,0).

L'attracteur dans ce cas sera les huit sommets du cube de côté un. Considérons maintenant un signal plus réaliste, pour lequel la pente des segments reliant les plateaux n'est plus infinie. Des valeurs comprises entre 0 et 1 vont s'introduire dans les triplets de coordonnées. L'aspect du portrait dépend maintenant de la proportion, dans le signal, des trois types de segments; voyons trois cas caractéristiques :

- Les segments "1" sont fortement majoritaires: les triplets seront, par ordre de probabilité décroissante, les triplets comprenant trois 1, deux 1, un 1 et enfin zéro 1. La présence des valeurs intermédiaires engendre un élargissement du sommet du trièdre, la présence des axes issus de ce sommet, ainsi qu'un léger remplissage du cube. Ce cas correspond au portrait de la figure III-6
- Les segments "0" sont fortement majoritaires: on retrouve le cas précédent, le sommet (0,0,0) prenant la place du sommet (1,1,1).
- Les segments "0-1" sont fortement majoritaires: le cas limite est un signal triangulaire. Le cube se remplit alors entièrement sans que les sommets ou les axes soient privilégiés. L'attracteur de la figure III-4, en régime à poches, se rapproche de ce cas.




Portrait de phases dans un pseudo-espace de dimension 3, d'un "signal" à deux seuils.
figure III-6

CONCLUSION

La saturation de la dimension à une valeur non entière pour une valeur de m égale à 2p+1 est un argument fort, en faveur de l'existence d'un attracteur étrange de petite dimension avant et après la transition. Le faible écart des dimensions calculées pour chacun des régimes montre que l'analyse de la topologie de l'attracteur du signal de frottement pariétal ne met pas en évidence la transition entre le régime à poches et le régime déstructuré. Mais la faible dimension des attracteurs ($2<d<3$) indique que le phénomène est régi par un système de trois équations différentielles (au moins). Quel est le mécanisme de cette réduction des degrés de liberté effectifs en écoulement à poches? La question se pose, d'autant que l'écoulement à poches peut être considéré comme la coexistence de deux écoulements : - un écoulement turbulent monophasique ou diphasique, le bouchon, dont la turbulence est caractérisée par un nombre infini de degrés de liberté et - un écoulement en film ruisselant soumis à un gaz ascendant, dont la dimension mesurée, pour un film plan, évolue entre 6 et 12 [Biage, Delhaye et Nakache 1989]. La géométrie annulaire réduirait-elle la dimension de l'attracteur du film? Ou la réduction provient- elle de l'effet "cube" d'un signal à deux niveaux? La question de la dynamique du film reste ouverte, tant que des mesures de dimension en géométrie annulaire n'ont pas été réalisées. Mais l'effet de réduction de la dynamique, par l'alternance du système entre deux états nettement séparés (par rapport aux fluctuations de chacun des états), est indéniable. Il en ressort deux conséquences importantes : l'alternance entre deux états est une des propriétés essentielles de l'écoulement à poches et la dimension de l'attracteur bâti sur une grandeur dynamique sensible aux deux états, est une mesure du taux de cette alternance. Ceci donne un autre éclairage aux conclusions du paragraphe sur le modèle cellulaire. Il était apparu, que le modèle cellulaire devait être complété par une modélisation de la fréquence cellulaire ou d'une des longueurs caractéristiques de la cellule, ce qui est équivalent. A la suite de ce qui précède

on peut ajouter que cette modélisation doit être dynamique et rendre compte du caractère quasi-périodique ou chaotique de la répartition des cellules.

# IV TRANSITION ENTRE REGIME A POCHES ET REGIME DESTRUCTURE (CHURN FLOW)

## IV - 1 POSITION DU PROBLEME

Le progrès, apporté par une modélisation et une description des écoulements diphasiques régime par régime, n'est vraiment effectif pour l'utilisateur que dans la mesure où la définition et la prédiction des dits régimes sont fiables. La transition, qui nous occupe ici, entre le régime à poches et le type d'écoulement qui lui succède lorsque le flux de gaz dépasse une valeur critique, est certainement la moins bien maîtrisée. La difficulté est double : - sur le plan de la modélisation, les mécanismes régissant les caractéristiques de l'écoulement à poches, particulièrement la relation entre la longueur de la cellule et celle de la poche, ne sont pas encore clairement identifiés; - sur le plan expérimental, le régime déstructuré est particulièrement difficile à caractériser. En effet, aux poches de gaz régulières succède un écoulement dont l'aspect visuel dépend beaucoup des propriétés physiques des fluides et du diamètre de la conduite. Il est décrit par certains comme moussant et par d'autres comme agité. Dans ce dernier cas les anglo - saxons parlent de "churn flow", littéralement "écoulement baratté", ce qui rend très bien compte des mouvements de va et vient observables aux faibles vitesses de liquide. Cette caractéristique nous semble principale et nous suivrons Taitel et al. [1980], pour qu'elle serve à dénommer ce régime d'"agité", de "bouillonnant" ou mieux peut-être, de "**déstructuré**". En effet, l'évolution de cette configuration consiste en une déstructuration progressive de la cellule, puis en une restructuration en écoulement à coeur gazeux vers le régime annulaire. En "eau-air", l'aspect moussant apparaît pour des vitesses de gaz plus grandes lorsqu'on approche de la transition vers le régime annulaire. Bien entendu la tension superficielle entre les deux phases et la viscosité du liquide influe considérablement sur l'apparition de mousse. Nous avons pu observer, avec une solution ancienne et "polluée", des poches constituées par un chapelet de bulles oblongues, séparées par un mince film au drainage trop lent pour que la poche classique se constitue durant le parcours de la hauteur de notre installation. Les propriétés de l'écoulement telles que le frottement pariétal et la longueur des poches elle même, n'en étaient pas affectées. En poussant plus loin l'exemple précédent, on peut imaginer une poche constituée de mousse légère et considérer le régime comme relevant de la dénomination "à poches", les structures essentielles à sa définition étant le **film** ruisselant en paroi (mais pas nécessairement établi) et le **bouchon** de liquide lui même plus ou moins aéré; donc, par opposition, le régime déstructuré doit être caractérisé par la disparition ou la transformation de l'une ou l'autre structure.

Ce point de vue se retrouve, de fait, au travers de la plupart des modélisations de la transition qui sont donc classables en deux catégories : celles qui invoquent comme facteur premier de la transition la perte de stabilité du film liquide et celles qui invoquent la destruction du bouchon

de liquide. Dans la première catégorie, on trouve la plus ancienne hypothèse [Nicklin et Davidson 1962], qui attribue la transition à un phénomène de flooding du film liquide, sous l'action du gaz montant avec la poche. Cette hypothèse a été reprise plus récemment sous forme d'un modèle par McQuillan et Whalley [1984]. Nous la développerons au paragraphe suivant. Moissis [1963] applique la théorie des instabilités de Helmholtz au film tombant pour développer son modèle de transition .Mais Taitel et al. [1980] soulignent les incohérences inhérentes à cette démarche. Les travaux de Griffith et Wallis [1961] peuvent être classés dans la seconde catégorie, puisqu'ils attribuent la transition, entre le régime à poches et le régime annulaire, à un allongement infini de la poche de gaz et donc à une disparition du bouchon de liquide. Ce faisant, la notion de régime déstructuré est ignorée, alors que l'observation montre avec évidence que le régime annulaire ne survient pas directement après la succession de poches régulières. Dans l'article déjà cité, Taitel Barnea et Dukler [1980] présentent une approche très différente de la transition. L'écoulement déstructuré y est présenté comme un régime d'établissement avant l'apparition de cellules (poche+bouchon) aux caractéristiques stables. La longueur d'établissement $l_E$ est fonction d'un nombre de Froude basé sur la vitesse superficielle totale j :

$$\frac{l_E}{D} = 40.6\left(\frac{j}{\sqrt{gD}} + 0.22\right) \qquad \text{(IV-1)}$$

Dans nos conditions d'expérience : $\frac{l_E}{D}$ =200, d'où **j=1.62**m/s.

Le raisonnement à la base de cette relation peut être schématisé comme suit. Pour qu'un régime à poches soit établi il faut que toutes les poches aient la même vitesse d'ascension. Ceci n'est possible que si le bouchon de liquide est assez long, pour que l'écoulement turbulent en arrière de la poche précédente se rétablisse (cf § III-1.3.3). Au point d'injection du gaz, se forment presque instantanément de grosses bulles oblongues, séparées par de petits bouchons de liquide. Ces bulles se rattrapent provoquant à chaque coalescence un doublement de la longueur de poche et de celle du bouchon. Au fur et à mesure que le bouchon croît, le temps de rattrapage croît. Le processus s'arrête lorsque la longueur du bouchon $l_b$ atteint **16D** (cette distance est justifiée par l'expérience et par un raisonnement fondé sur la longueur nécessaire à la disparition du jet pariétal). Les auteurs cités soulignent que la dernière coalescence peut prendre un temps très long et donc que pour l'expérimentateur le régime à poches paraît établi dès que le bouchon atteint 8D. Nous voyons que ce modèle considère le bouchon comme la clef de la stabilité du régime ; il est donc du second type. Cette idée d'établissement et la modélisation qui en est faite sont très solidement étayées par l'observation visuelle de l'écoulement comme le soulignent les auteurs et comme peut le constater effectivement tout expérimentateur. Nous verrons cependant que cette hypothèse ne semble pas compatible avec l'interprétation de nos mesures de frottement moyen. Le critère de transition $l < l_E$ (l distance de l'observation au point d'injection du gaz) d'après la relation (IV-1) entraîne que, pour un couple de fluides et une géométrie donnés, la frontière de

transition ne dépende que de la vitesse superficielle totale j. Nous verrons plus loin qu'à grande vitesse de liquide ($j_l$>0.5 m/s), ceci ne correspond pas à la frontière de transition définie par nos mesures et ni à celles d'autres expérimentateurs.

Une autre approche du second type est proposée par Mishima et Ishii [1984]. L'hypothèse à la base de la modélisation consiste à supposer la disparition du bouchon de liquide au moment de la transition, donc que les poches successives se rejoignent. Ce qui, traduit en termes de taux de vide, signifie que la transition apparaît lorsque le taux de vide global devient égal au taux de vide au niveau des poches de gaz. Le fait de considérer que la poche devient instable dès que le film atteint l'établissement nous paraît le point le plus critiquable de la modélisation. Le critère de transition s'écrit :

$$\alpha \geq 1 - 0.813\left\{\frac{(C_1-1)j + 0.35\sqrt{gD\frac{\Delta\rho}{\rho_l}}}{j + 0.75\sqrt{gD\frac{\Delta\rho}{\rho_l}\left(\frac{1}{\nu_l^2}\frac{\Delta\rho}{\rho_l}gD^3\right)^{1/18}}}\right\}^{0.75} \qquad \text{(IV-2)}$$

La correspondance avec les critères exprimés dans une carte ($j_g$, $j_l$) en fonction du flux total j est donnée par :

$$\alpha = \frac{j_g}{C_1 j + 0.35\sqrt{gD\frac{\Delta\rho}{\rho_l}}} \qquad \text{(IV-3)}$$

La frontière obtenue en cherchant, pour chaque valeur de $j_l$, les valeurs correspondantes de $j_g$ racines de (IV-2 et IV-3) est tracée sur une carte d'écoulement de la figure IV-5. En dehors des très faibles $j_l$ elle ne semble pas correspondre à l'expérience.

Dans une toute récente synthèse des modèles de transition, Taitel [1990] utilise,pour prédire la transition poches-déstructuré, un autre critère. Le phénomène physique sélectionné est l'enrichissement du bouchon en bulles de gaz au fur et à mesure que la vitesse superficielle du gaz croît. La cellule perd sa stabilité lorsque le taux de vide $\alpha_b$ dans le bouchon atteint une valeur maximum $\alpha_b = 0.52$ qui correspond au compactage maximum de sphères dans un volume donné. La transition poches-déstructuré apparaît, en somme, comme une nouvelle transition bulles-poches à l'échelle du bouchon. $\alpha_b$ est donné en fonction du diamètre des bulles et de la vitesse superficielle totale j par :

$$\alpha_b = 0.058\left\{d_c\left(2\frac{C_f}{D}j^3\right)^{2/5}\left(\frac{\rho_l}{\sigma}\right)^{3/5} - 0.75\right\}^2 \qquad \text{(IV-3')}$$

avec en vertical $\quad d_c = 2\left(\frac{0.4\,\sigma}{(\rho_l - \rho_g)}\right)^{1/2}$

et

$$\begin{cases} C_f = 16 \left(\frac{j\,D}{\nu_l}\right)^{-1} & \text{si laminaire} \\ C_f = 0.079 \left(\frac{j\,D}{\nu_l}\right)^{-1/4} & \text{si turbulent} \end{cases}$$

Ce dernier modèle, à nouveau, a pour solution une seule valeur de j, à moins qu'il existe plusieurs solutions physiquement pertinentes, ce qui n'est pas souligné par l'auteur et que nous n'avons pas testé. La vitesse j de transition dans nos conditions et pour un diamètre de 5cm a pour valeur :

| | |
|---|---|
| D=0.0122m | j = **2.9**m/s |
| D=0.05m | j = 5.5m/s |

Les caractéristiques des différents modèles seront discutés plus en détail, après présentation de nos propres résultats expérimentaux. Ces derniers nous amenerons cependant, à privilégier le rôle joué par le film dans la transition. Nous consacrons de ce fait le paragraphe suivant à un développement du modèle proposé par McQuilan et al. [1985].

Au sujet de la constitution des cartes des régimes d'écoulement, rappelons encore une donnée bien connue. En conditions isothermes et incompressibles les paramètres régissant l'écoulement sont :

- $j_G$, $j_L$ les vitesses superficielles (= vitesses moyennes sur la section de la conduite)
- $\rho_L$, $\rho_G$, $\mu_L$, $\mu_G$ les propriétés physiques des phases
- $\sigma$, $\gamma$ les tensions superficielles liquide-gaz et liquide-paroi
- D, $\varepsilon$, $\beta$ le diamètre, la rugosité et l'inclinaison de la conduite
- g l'accélération de la pesanteur.

**au Total = 12 variables**

D'après le théorème de Vaschy-Buckingham, le phénomène est régi par **9** groupements adimensionnels indépendants (12 variables - 3 unités fondamentales). La mise en évidence de ces groupements, par une démarche expérimentale en "aveugle", est donc exclue même avec les outils de l'analyse factorielle, vraisemblablement. Les premiers auteurs avaient tenté de gagner en généralité, en présentant leurs cartes des régimes d'écoulement en coordonnées adimensionnelles. Cette démarche semble tout à fait abandonnée, les résultats étant alors présentés en coordonnées dimensionnelles. Les variables les plus simples sont les flux d'entrée exprimés généralement en vitesse superficielle, point de vue que nous avons adopté, n'ayant pas suffisamment confronté aux propriétés du modèle cellulaire, les tentatives d'adimensionnalisation abordées au paragraphe II 4-3.

## IV - 2 MODELE DE TRANSITION PAR INSTABILITE DU FILM LIQUIDE

L'écoulement des fluides au niveau d'une poche de gaz bien développée, peut-être comparé à l'écoulement d'un film ruisselant à la paroi d'un tube et en inter-action avec un gaz ascendant. Le film est considéré comme déstabilisé (phénomène de "flooding") par l'écoulement gazeux ascendant dans la poche de gaz. Le point de flooding est déterminé à l'aide de la relation classique entre vitesses superficielles adimensionnées [Wallis 1961]:

$$\sqrt{j_g^*} + \sqrt{j_l^*} = C \qquad \text{avec} \qquad \begin{cases} j_g^* = j_g \sqrt{\dfrac{\rho_g}{gD(\rho_l - \rho_g)}} \\ j_l^* = j_l \sqrt{\dfrac{\rho_l}{gD(\rho_l - \rho_g)}} \end{cases} \qquad \text{(IV-4)}$$

Les relations, entre épaisseur de film et débits, sont données par le système des équations (I 4 -1, -2 et -3). La relation (IV-4) doit-être écrite en fonction des débits $q_p$ et $q_f$. On obtient ainsi,

$$C_3 \sqrt{q_p} + C_4 \sqrt{q_f} = C \qquad \text{avec} \qquad \begin{cases} C_3 = \left[\dfrac{\rho_g}{gDA^2(\rho_l - \rho_g)}\right]^{1/4} \\ C_4 = \left[\dfrac{\rho_l}{gDA^2(\rho_l - \rho_g)}\right]^{1/4} \end{cases} \qquad \text{(IV-5)}$$

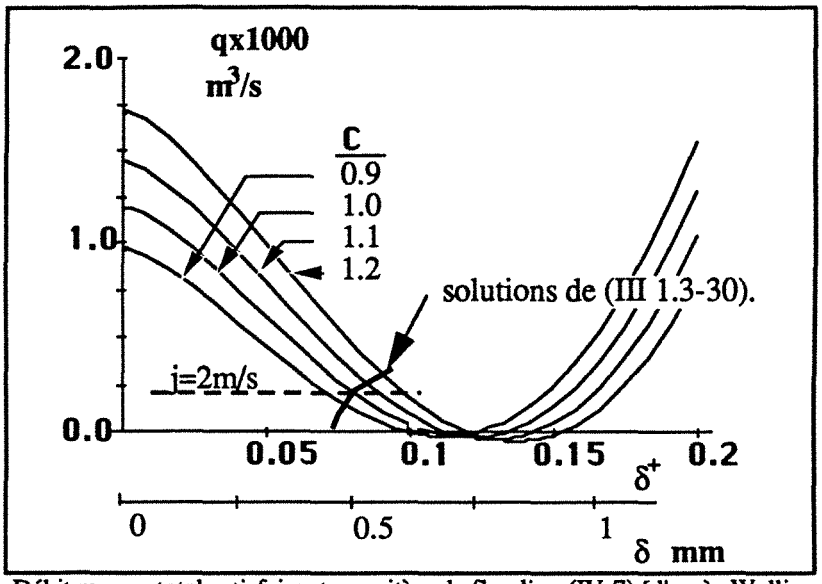
En remplaçant dans (IV-5) $q_p$ et $q_f$ par (I 4-1) et (I 4-3) on trouve une relation entre $\delta^+$ et q,

$$C_3 \sqrt{q + G(\delta^+)} + C_4 \sqrt{G(\delta^+)} = C \qquad \text{(IV-6)}$$

qui s'écrit aussi sous forme d'un trinôme en $q + G(\delta^+)$ qui possède une racine double, ce qui permet d'exprimer q en fonction de $G(\delta^+)$:

$$q = \frac{\left(C + \sqrt{G(\delta^+)}\right)^2}{C_3^2} - G(\delta^+) \qquad \text{et} \qquad G(\delta^+) > 0 \qquad \text{(IV-7)}$$

Les débits q en fonction de $\delta^+$ (figure IV-1) présentent un minimum, d'où l'existence, a priori, de deux épaisseurs, solutions de l'équation (IV-7), séparées par un domaine interdit où $q<0$. Seule la plus petite des deux racines est compatible avec les solutions de (I 4-4). L'influence des propriétés physiques des fluides n'a pas été testée.




Débit moyen total satisfaisant un critère de flooding (IV-7) [d'après Wallis 1961], en fonction de l'épaisseur du film entourant la poche de gaz.
figure IV-1

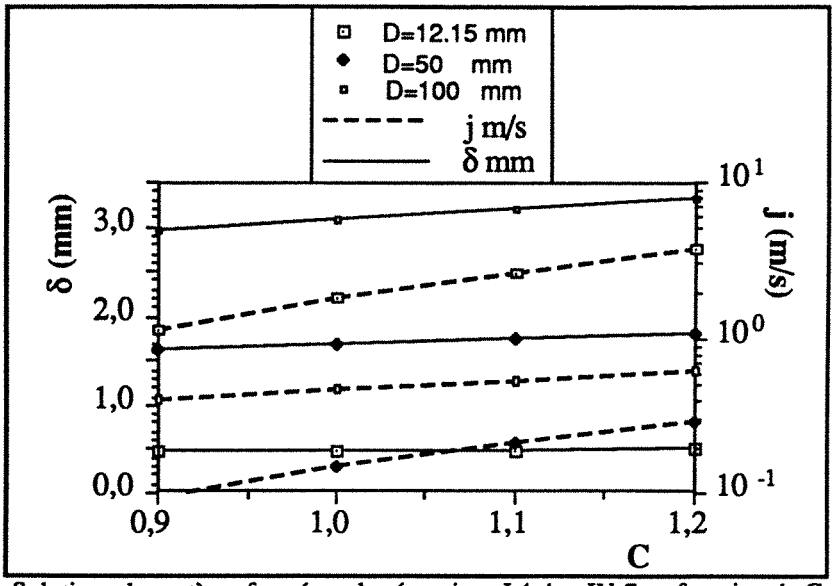
La transition est donc définie par les solutions de (I 4-4) et (IV-7),

$$\begin{cases} q = \dfrac{G(\delta^+) - \left(1-\delta^+\right)^2 AC_0}{-1+\left(1-\delta^+\right)^2 C_1} & \text{(I 4-4)} \\ q = \dfrac{\left(C + \sqrt{G(\delta^+)}\right)^2}{C_3^2} - G(\delta^+) & \text{(IV-7)} \end{cases}$$

il suffit d'éliminer q et de rechercher la racine de l'équation ainsi obtenue,

$$\left[C_3^2-\left(C_1(1-\delta^+)^2-1\right)\right]G(\delta^+)-2C\left(C_1(1-\delta^+)^2-1\right)\sqrt{G(\delta^+)}- (1-\delta^+)^2AC_0C_3^2 - C^2\left(C_1(1-\delta^+)^2-1\right) = 0 \qquad \text{(IV-7')}$$

Nous sommes en effet certains, d'après ce qui précède (figure IV-1), qu'il n'existe qu'une seule solution physiquement acceptable. C'est une des caractéristiques essentielles et une des limites de ce modèle que de définir la frontière de transition, pour un C donné, par une seule valeur du débit total. Nous verrons plus loin que l'analyse des résultats expérimentaux infirme l'existence d'une frontière définie par q=constante. Le résultat est présenté (figure IV-2) pour quatre valeurs réalistes de la constante C et trois diamètres de conduite. En petit diamètre le débit de transition est très sensible à la valeur de C. A l'inverse sur l'épaisseur, la sensibilité avec C est d'autant plus marquée que le diamètre est grand.




Solutions du système formé par les équations I 4-4 et IV-7 en fonction de C et pour différentes valeurs de D.
figure IV-2

Comme résultat caractéristique du modèle, retenons les valeurs à la transition pour C=1:

$\delta = 0.49$ mm, $j = 1.79$m/s, $\tau_p = 4.65$ N/m$^2$ d'après (I 2-2)

$q_f = 1.30\ 10^{-5}$m$^3$/s, $q_p = 2.20\ 10^{-4}$m$^3$/s d'après (I 4-1 et -3)

En prenant comme loi de film, la loi de Nusselt (III 1.3-19) les résultats précédents deviennent :

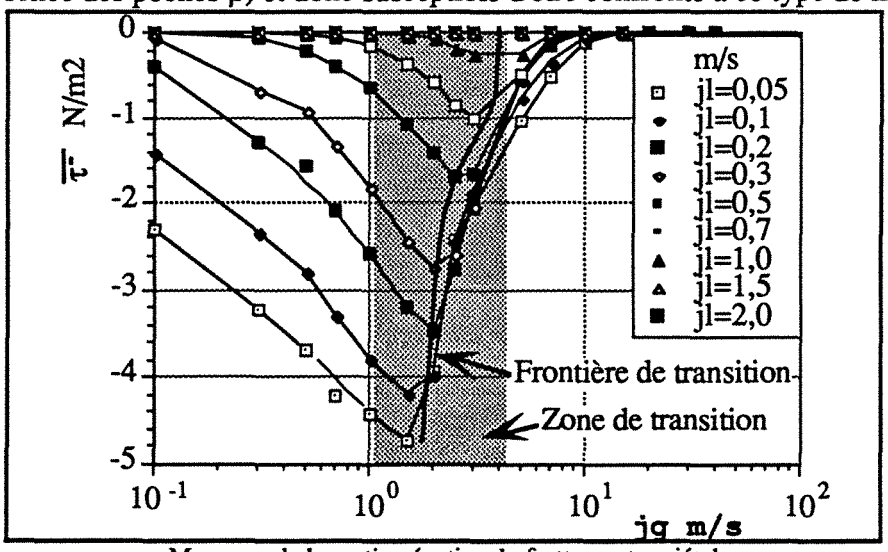
$\delta = 0.48$ mm, $j = 1.57$m/s, $\tau_p = 4.59$ N/m$^2$ .

## IV - 3 RESULTATS ET DISCUSSION

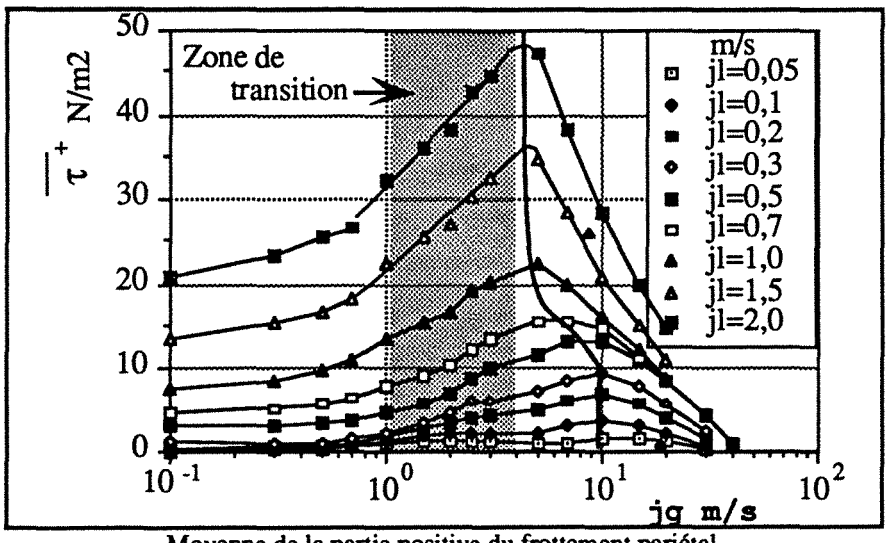
L'évolution de la moyenne de la partie négative du frottement pariétal, quand le flux de gaz croît, présente, pour tous les flux de liquide, un point singulier : après une croissance très régulière le module de $\tau^-$ passe par un maximum et redécroît ensuite brutalement (figure IV-3). Ce brusque changement de pente, ne peut provenir que d'une modification des propriétés caractéristiques du film. Considérons maintenant l'évolution de la moyenne de la partie positive du frottement pariétal qui traduit la dynamique du bouchon de liquide (figure IV-4). A nouveau, après une croissance très régulière le module de $\tau^+$ passe par un maximum pour décroître ensuite. Ce dernier maximum se situe à des vitesses superficielles du gaz $j_g$ plus grandes que celles correspondant au maximum du module du frottement négatif. Ces observations conduisent à un premier résultat important : pour une vitesse moyenne du gaz croissante, la modification des propriétés caractéristiques du film apparaît avant celle subie par les propriétés caractéristiques du bouchon. Ceci justifie le développement du modèle de flooding, présenté au paragraphe précédent.

De plus cette information peut être quantifiée en portant le lieu des maximums du frottement négatif et du frottement positif, sur une carte d'écoulement d'abscisse $j_g$ et d'ordonnée $j_l$ (figure IV-5). On obtient ainsi une frontière de transition selon le critère choisi. La première des frontières

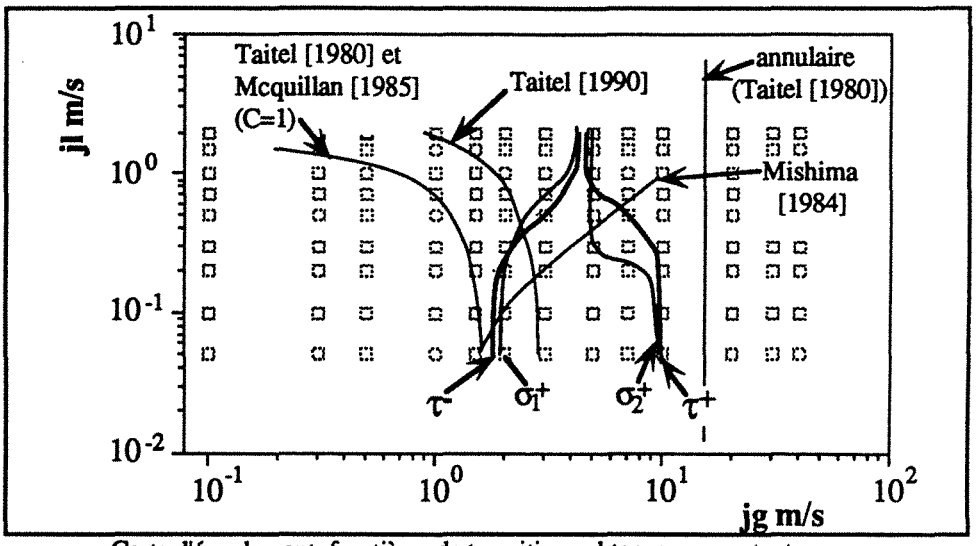
rencontrée lors de l'augmentation de la vitesse du gaz, peut être considérée comme la ligne de transition. La détermination du maximum du module du frottement négatif (correspondant pour l'essentiel au frottement engendré en paroi par le film liquide tombant) constitue donc un critère de transition, entre le régime à poches et le régime déstructuré. Ce critère est certes, expérimental, mais à la différence de ceux proposés par analyse statistique de la pression [Tutu 1982], du taux de vide moyen [Vince et Lahey 1982] ou du taux de vide instantané [Sekoguchi 1988], il ne résulte pas d'une analyse globale de l'écoulement à poches : une structure particulière de l'écoulement est identifiée ; enfin, la valeur du frottement moyen au niveau de la poche de gaz, au moment de la transition, est en relation directe avec deux paramètres du modèle cellulaire (l'épaisseur de film $\delta$ et le taux de présence des poches $\beta$) et donc susceptible d'être confronté à ce type de modèle.




Moyenne de la partie négative du frottement pariétal
figure IV-3




Moyenne de la partie positive du frottement pariétal.
figure IV-4

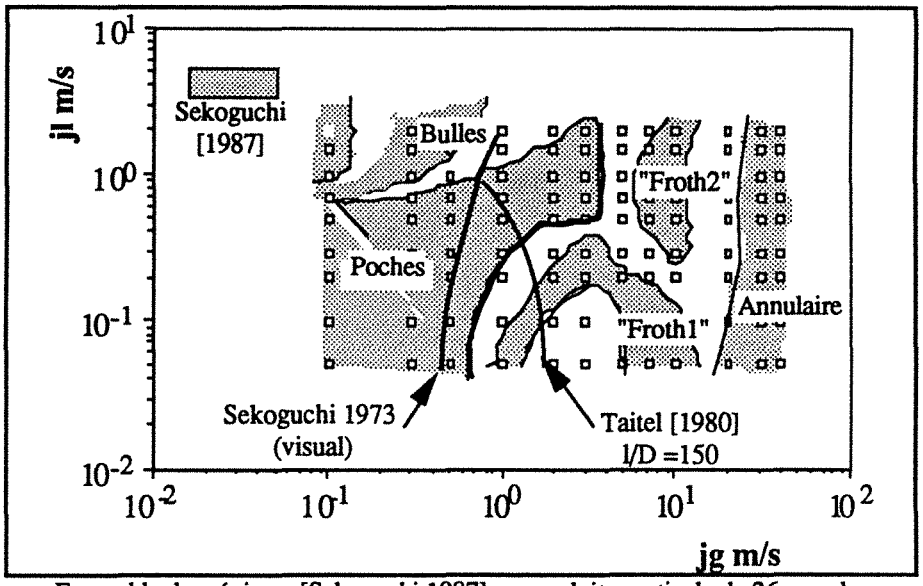



Carte d'écoulement: frontières de transitions obtenues en portant

- le lieu du maximum de $|\overline{\tau^-}|$,
- le lieu du maximum de $|\overline{\tau^+}|$,
- le lieu du maximum 1 et 2 de $|\overline{\sigma^+}|$.

Comparaison avec les modèles de Taitel et al. [1980] et McQuillan et al. [1985].

figure IV-5




Ensemble des régimes [Sekoguchi 1987] en conduite verticale de 26 mm de diamètre. Point d'observation à 4m du point d'injection du gaz.

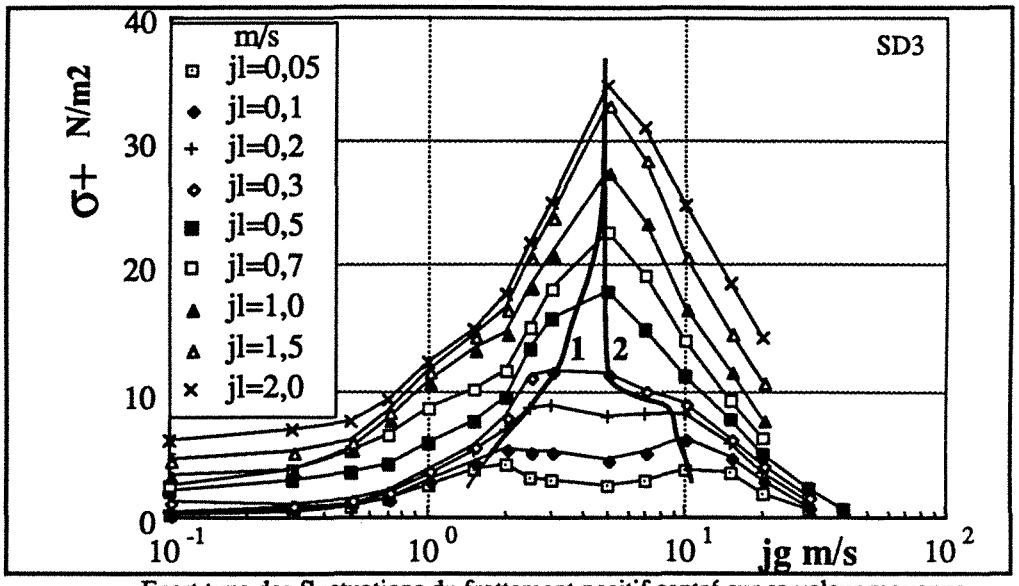
figure IV-6

Le maximum des moyennes de la partie positive du frottement constitue une singularité aussi remarquable que celle de la partie négative. Aux grandes vitesses de liquide, la frontière de transition qu'il définit est presque identique à celle définie par le frottement négatif. Mais quand le débit de liquide décroît, elle s'en éloigne radicalement, pour presque rejoindre le régime annulaire aux faibles débits de liquide. Autrement dit, aux grands débits de liquide, le bouchon et le film subissent une déstabilisation concomitante, alors qu'aux faibles débits de liquide, la structure du

bouchon n'est modifiée qu'en fin du régime déstructuré, au voisinage du régime annulaire. Il en résulte une distinction possible entre deux types de régime déstructuré qui correspondent presque exactement aux régimes "Froth1" et "Froth2" définis par Sekoguchi [1987] dans une conduite de diamètre double (figure IV-6).

Il est aussi très instructif de considérer les fluctuations des parties négatives et positives du frottement par rapport à leurs moyennes respectives. La moyenne des écarts types des frottements positifs $\sigma^+$ (figureIV-7) présente aussi un maximum, plus exactement, un seul maximum aux grandes vitesses de liquide et deux maximums relatifs aux faibles débits. Deux limites sont ainsi à nouveau définies. La première est presque identique à celle obtenue à partir du frottement moyen négatif, la seconde à celle obtenue à partir du frottement moyen positif. Ces observations appellent une remarque : les points singuliers des moments d'ordre un, du frottement pariétal mesuré au niveau de la poche et au niveau du bouchon, correspondent à des points singuliers du moment d'ordre deux du frottement enregistré au niveau du bouchon. En d'autres termes, la limite de stabilité du film liquide s'accompagne d'un maximum de fluctuations au niveau du bouchon de liquide. De même, la limite de stabilité du bouchon s'accompagne d'une nouvelle croissance des fluctuations du frottement pariétal. Cette augmentation du taux de fluctuation, au niveau des limites définies précédemment, plaide en la faveur d'une perte de stabilité, donc d'une véritable transition entre différents états de l'écoulement diphasique. Malgré tout, l'objection apportée par Jean Fabre, qui émet l'hypothèse que les maximums du frottement, au niveau des deux structures de la cellule, sont des péripéties "normales" du régimes à poches, c'est à dire des caractéristiques présentées par les courbes de frottement calculées à partir d'un modèle cellulaire complet (incluant la conservation de la quantité de mouvement), tient parfaitement. La réponse à cette question présente un grand intérêt quant à la réalité d'un régime intermédiaire entre le régime à poches et le régime annulaire. Une confrontation entre le modèle cellulaire développé à l'IMFT et nos résultats est donc très souhaitable.

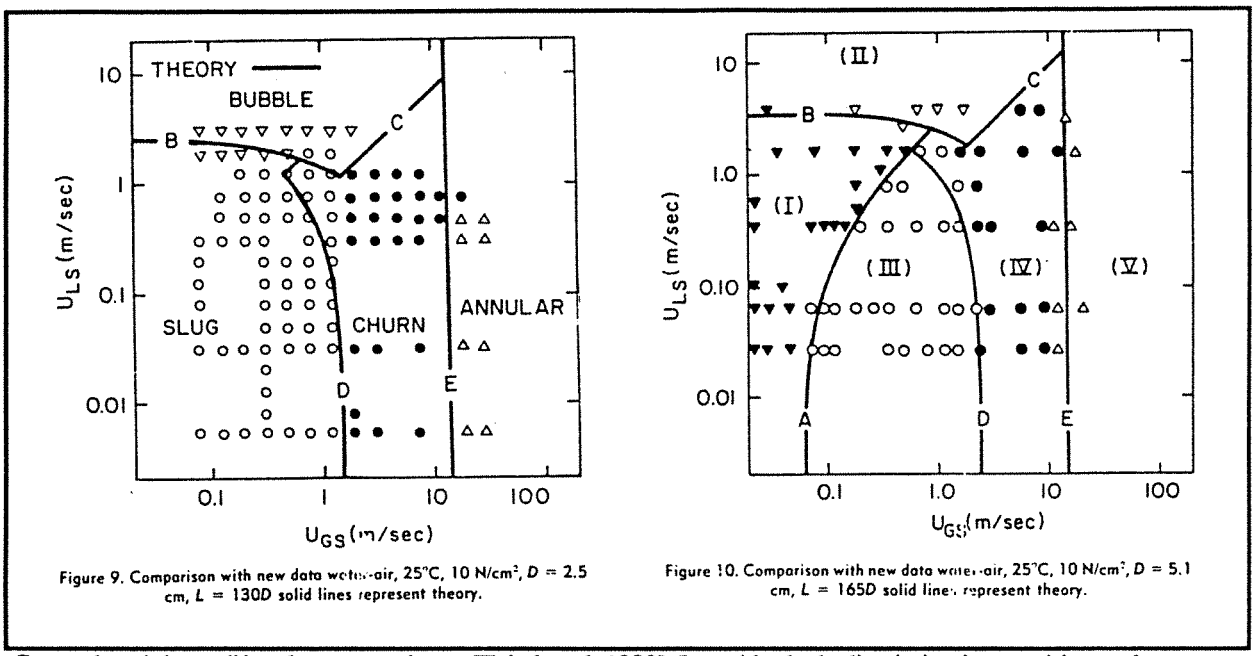
Pour en finir avec le thème des fluctuations, quelques mot sur l'écart type du frottement au niveau du film liquide $\sigma^-$ (figure II-19 ) : bien qu'il présente aussi un maximum bien défini, le taux de fluctuation de la partie négative du frottement est fortement influencé par l'évolution du film en tête de poche et de ce fait , moins caractéristique de la transition.




Ecart type des fluctuations du frottement positif centré sur sa valeur moyenne
figure IV-7

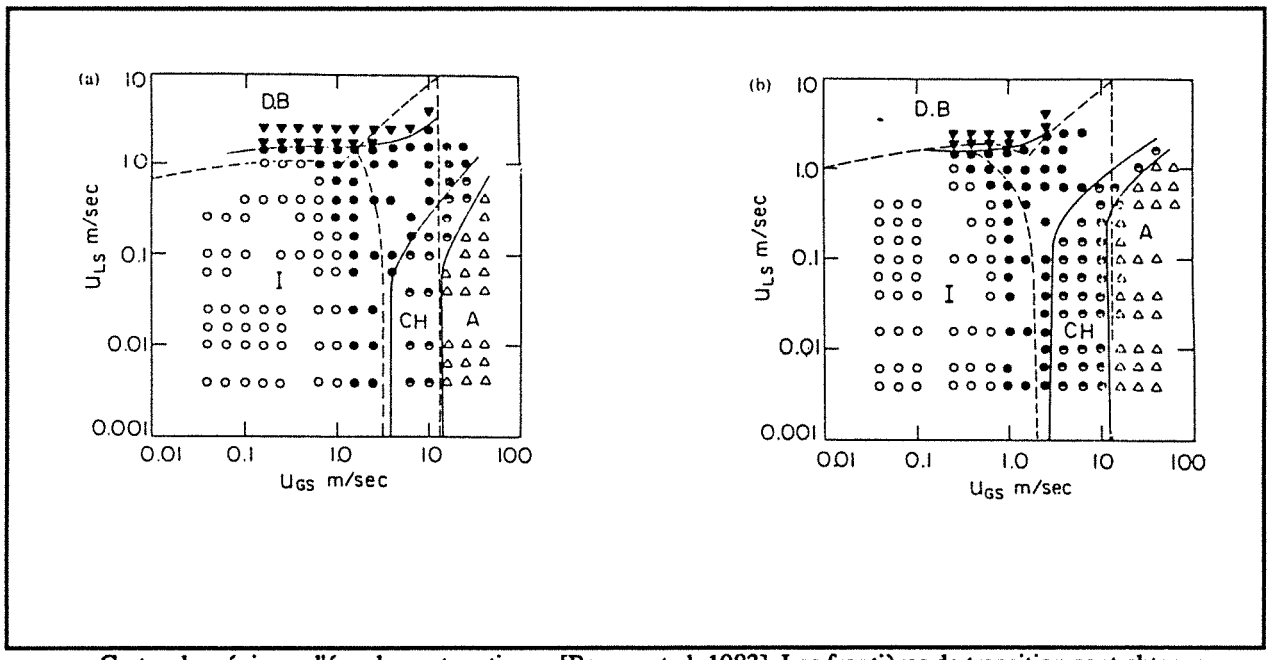
COMPARAISON AVEC QUELQUES CARTES D'ECOULEMENT DE LA LITTERATURE

Seules les mesures de Barnea et al. [1983] sont faites dans des conditions quasiment identiques aux nôtres (25°C au lieu de 20°C, couple eau-air au lieu de solution-azote, hauteur d'observation non donnée). Les résultats sont proches ; nos valeurs sont pour tous les $j_l$ environ 1m/s inférieures. Plus précisément : pour $j_l < 0.1$, la frontière est située à $j_g = 3$m/s pour la référence citée et à $j_g = 1.8$m/s pour nos mesures. Aux faibles $j_l$ la concordance entre nos mesures ($j_g = 1.8$ m/s) et les modèles de Taitel [1980] et McQuillan [1985] est excellente (figure IV-5). Pour $j_l$>0.5m/s ces modèles réduisent le domaine d'existence du régime à poches. Les auteurs en font la remarque mais attribuent cette différence à la difficulté de distinguer les régimes à forts $j_l$. Dans la discussion qui suit nous suggérons qu'il s'agit plutôt d'une lacune de la modélisation.




Cartes des régimes d'écoulement verticaux [Taitel et al. 1980]. La méthode de discrimination expérimentale entre les régimes n'est pas précisée.

figure IV-8




Cartes des régimes d'écoulement verticaux [Barnea et al. 1983]. Les frontières de transition sont obtenues par observation visuelle et analyse d'un signal de sonde conductimétrique.

figure IV-9

## MORPHOLOGIE DES FRONTIERES DE TRANSITION

Dans la comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux des modèles, une première remarque s'impose : trois modèles sur quatre (celui de Mishima & Ishii [1984]) donnent la transition sous la forme "j = constante"; ce qui se traduit, sur les cartes ayant pour coordonnées le logarithme des vitesses superficielles, par une frontière sans point d'inflexion, concave vue à partir du domaine

délimité. La frontière tracée à partir des maximums de $|\overline{\tau}|$ présente au contraire un point d'inflexion qui étend le domaine du régime à poches aux grandes vitesses de liquide (figure IV-10). Cette propriété se retrouve très nettement dans les travaux de Sekoguchi et al.[1983] (figure IV-6) et ceux de Barnea et al. [1983] (figure IV-9) pour lesquels la discrimination entre régimes n'est pas visuelle. Elle est moins nette dans les mesures de Taitel et al. [1980] qui sont probablement d'origine visuelle(figure IV-8). Les résultats donnés par Govier & Aziz 1972 présentent aussi cette morphologie (figure IV-11). Il paraît clair, qu'aux grands débits de liquide, le caractère tourmenté de l'interface (Cf. le chapitre III-2) et la présence de nombreuses bulles dans le bouchon peuvent faire considérer, lors d'observations visuelles, que la transition a eu lieu, alors qu'une discrimination plus objective, comme nous le proposons, révèle qu'il s'agit encore d'un écoulement à poches.

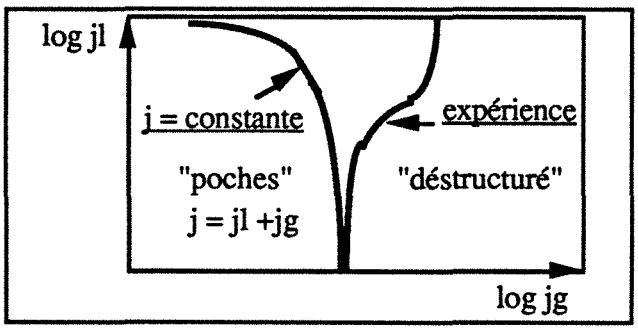
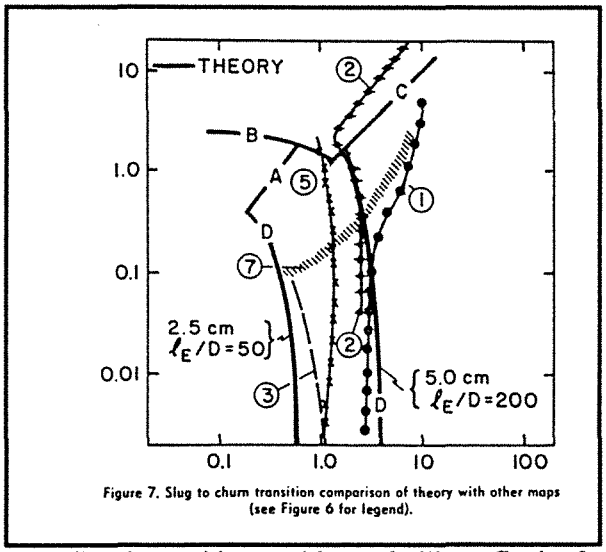



figure IV 10




Frontière de transition expérimentale (1) par Govier & Aziz 1972 cité dans Taitel et al. [1980].

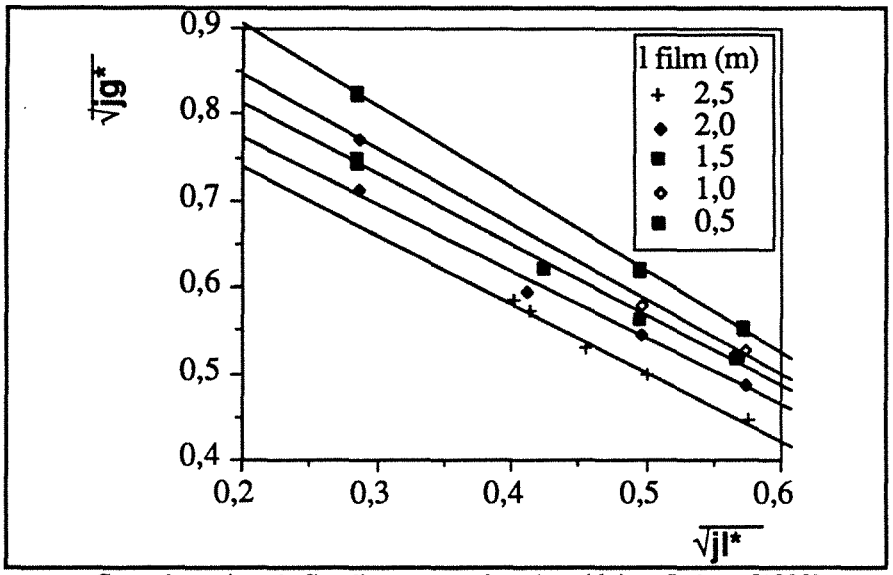
figure IV-11

Vince et Lahey [1982] soulignent l'importance de trouver un critère objectif de transition et proposent à partir d'une analyse statistique du taux de vide mesuré par rayons X: $\sigma_\alpha$=0.04 (RMS

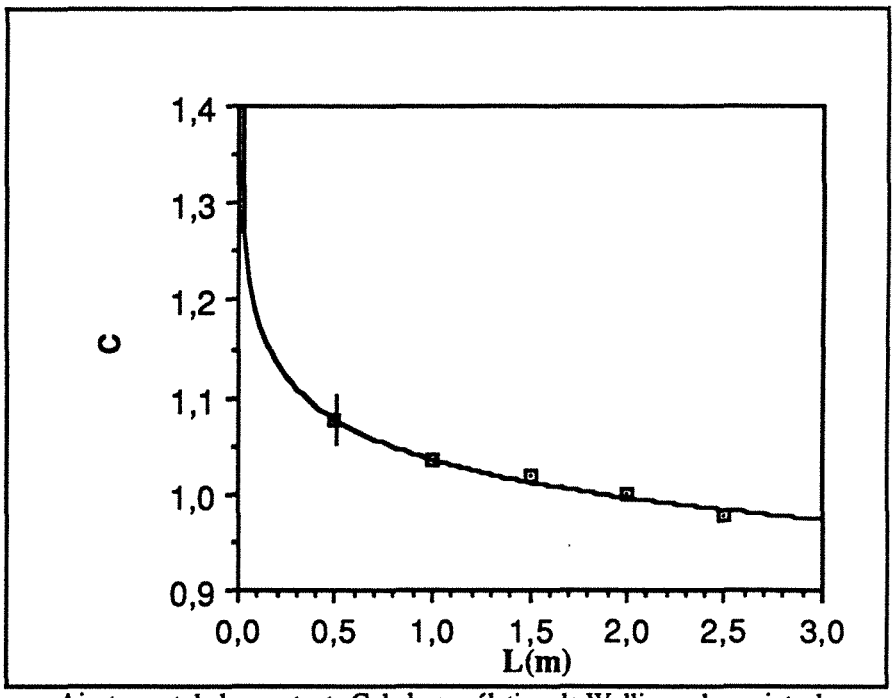
du taux de vide). La frontière de transition entre le régime à poches et le régime déstructuré ainsi déterminé n'est pas en bon accord avec les travaux de Govier et Aziz [1980] ni avec le modèle de Taitel et al. [1980]. Ce critère ne présente pas l'avantage de pouvoir être relié simplement aux modèles de régime à poches.

L'HYPOTHESE DE FLOODING DU FILM

Appliquer le phénomène de flooding à l'interprétation de la perte de stabilité de l'écoulement à poches est une démarche marquée par un fort handicap : le phénomène de flooding lui-même --engorgement de la conduite induit par la déstabilisation d'un film ruisselant sous l'action d'un contre courant gazeux--, est un problème non résolu. La corrélation de Wallis utilisée au paragraphe IV-2 est notablement insuffisante puisqu'elle ne prend pas en compte les effets de longueur du film, ni les propriétés des fluides à l'exception de leur densité. En conduite cylindrique elle présente cependant le gros avantage de bien rassembler les résultats, comme le montrent nos mesures effectuées dans une conduite de 40mm de diamètre (figure IV-12). Le coefficient C peut être interprété comme une mesure de la sensibilité du film au flooding. Par exemple des conditions d'extrémités de film perturbantes, abaissent la valeur de C. De même Indarto a pu traduire en terme de C l'effet de longueur sur le film; (McQuillan & Whalley [1985] font part de résultats semblables, publiés dans un rapport interne qui nous fait défaut).




Carte des points de flooding en coordonnées réduites. Indarto [1990].
figure IV-12




Ajustement de la constante C de la corrélation de Wallis sur les points de flooding en fonction de la longueur du film [Indarto1990].

figure IV-13

Considérons les mesures de longueurs de poches $l_p$ (figure II-37), nous constatons qu'effectivement, $l_p$ décroît quand $j_l$ croît quel que soit $j_g$. Lorsque la longueur de film décroît C augmente (figure IV-12) et donc d'après la solution de (IV-7') (figure IV-2) la vitesse critique croît. Un rapide coup d'œil sur les échelles des graphes permet de se convaincre que les variations de C, $l_p$ et j sont compatibles entre elles. Le modèle de McQuillan et al. [1984] est donc compatible avec une frontière à point d'inflexion, à condition d'y ajouter un degré de liberté, en traduisant l'effet de la longueur de film sur le point de flooding. Mais pour rendre quantitatif cette dernière évaluation des ordres de grandeur de $l_p$ et C, et aboutir à un modèle complet de transition, sur la base de l'hypothèse de flooding du film entourant la poche de gaz, il faudrait que soient résolues les deux questions encore largement ouvertes que sont : le phénomène de flooding et la prévision de la longueur des poches.

# TROISIEME PARTIE

# CONDITIONS EXPERIMENTALES

# V MONTAGE EXPERIMENTAL

## V-1 LA BOUCLE D'ESSAI

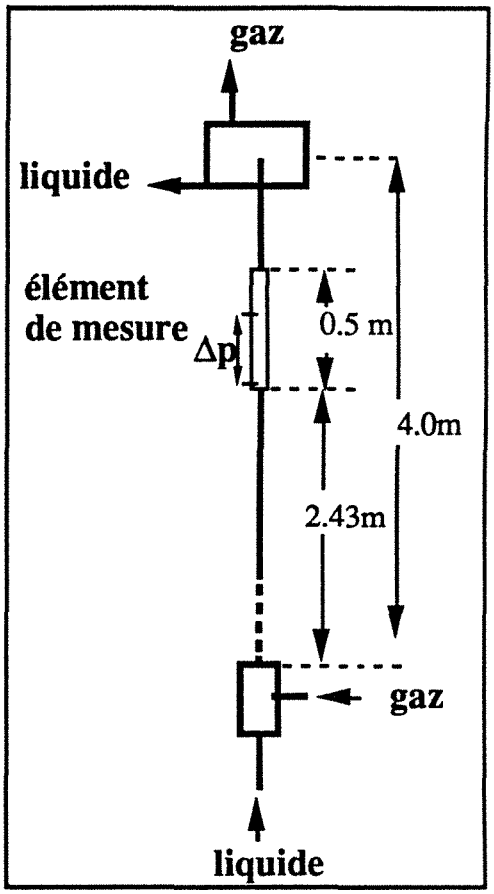


figure V-1

CARACTERISTIQUES GENERALES

La boucle d'essai est constituée par un tube vertical de 12.15 mm de diamètre. La distance séparant le point d'injection du gaz et la sortie du tube au niveau du séparateur de phases, est de 4 m, pour une hauteur totale d'installation de 6.5 m. La section de mesure est située à 200 diamètres, c'est à dire à 2.43m de l'injecteur de gaz. Cette distance est en générale considérée comme suffisante à l'établissement des différents régimes d'écoulement. Si ce concept d'établissement présente un intérêt en écoulement annulaire et dans une certaine mesure en régime à bulles, il perd quasiment toute signification en régime à poches, l'objet de cette étude. Cependant cette distance est très suffisante pour une bonne réorganisation de l'écoulement diphasique après injection du gaz.

Pour les besoins de la mesure, l'ensemble du circuit liquide est thermostaté à 0.1°C près. La source chaude de la régulation est constituée par la pompe et la source froide par le serpentin enroulé dans le bac de stockage du liquide. La régulation est assurée par un thermomètre à contact, un dispositif électronique de temporisation et une électrovanne. La température est contrôlée juste en amont de la conduite.

La circulation du liquide est assurée par une pompe centrifuge anti-corrosion de 1.1 kW, délivrant 2 bars jusqu'à 5 $m^3/h$. Signalons que, sur certaines pompes, la bague, assurant l'étanchéité au niveau de l'arbre, est en carbone et donc conductrice de l'électricité; il est alors nécessaire d'isoler cette bague de son ressort de compression.

La conduite débouche dans un bac mis à la pression atmosphérique par une conduite d'échappement de l'azote de 10 cm de diamètre. Une chicane permet une complète séparation du gaz et du liquide. Ce dernier redescend par gravité dans le bac de stockage. L'élément de mesure

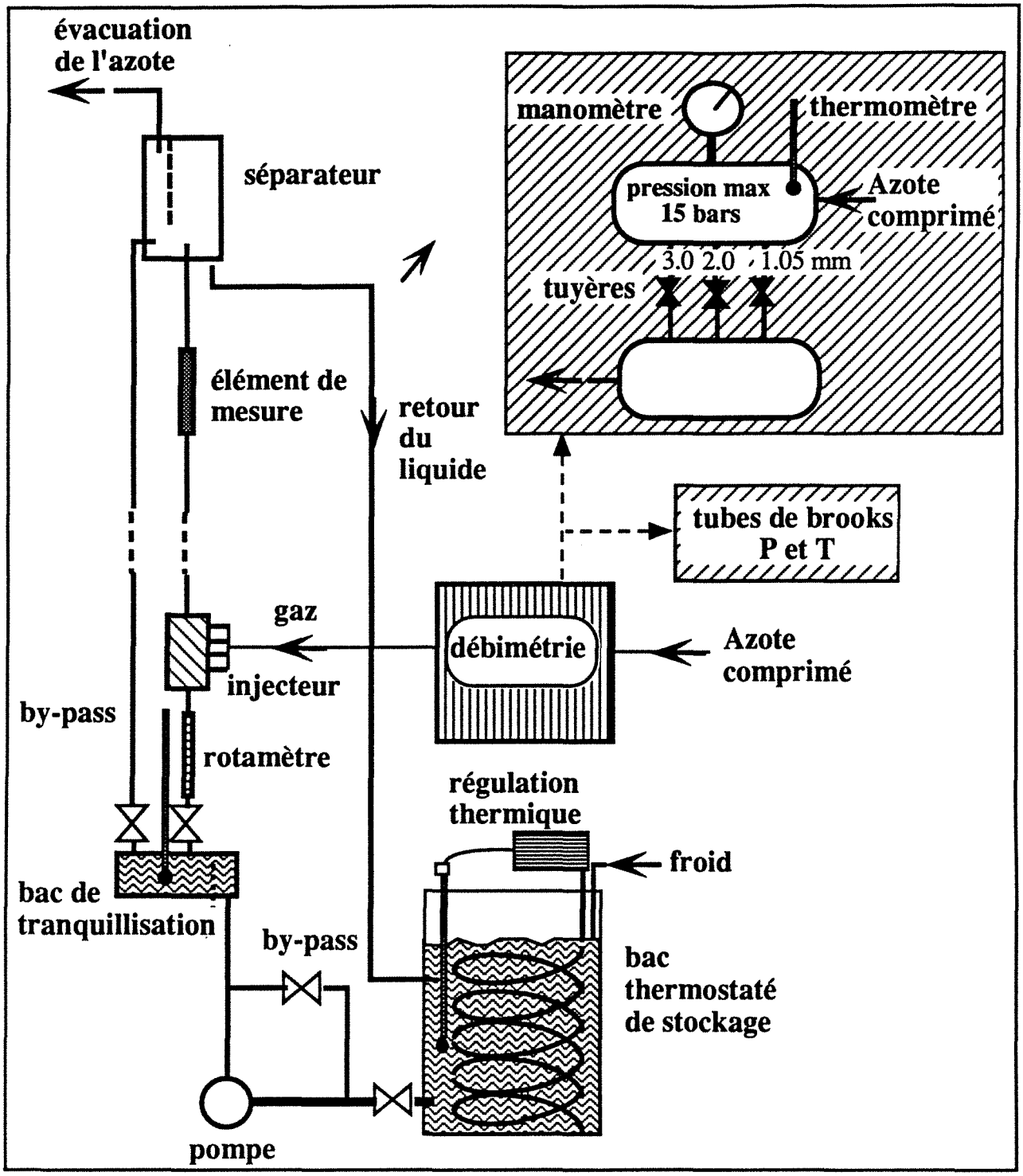



figure V-2

se situe entre 1.0 et 1.5 m au dessous de la sortie du tube dans le séparateur. Les mesures sont donc effectuées à une pression voisine de la pression atmosphérique lorsque le gradient de pression n'est pas trop important, c'est à dire pour tous les régimes en dehors du régime annulaire.

Un bac de tranquillisation, séparé de la pompe par un segment de conduite visco-élastique (pour amortir les hautes fréquences générées par les pales), distribue le liquide dans la conduite principale, mais aussi dans une conduite parallèle à la précédente. Ce deuxième by-pass

(le premier est situé au niveau de la pompe) a plusieurs fonctions:

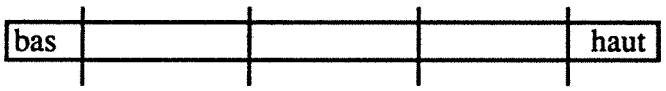
- maintenir la température d'entrée du liquide, même aux plus faibles débits,
- ajuster la pression en amont du tube de mesure afin d'éviter les oscillations par résonance,
- alimenter l'élément de mesure en sens inverse pour l'étalonnage des sondes polarographiques doubles.

La conduite est réalisée en tubes de plexiglass extrudé, aimablement envoyés du Japon (avec un modèle d'injecteur cf. plus loin) par le professeur Sekoguchi, dans le but de réaliser dans les deux équipes des installations tout à fait identiques; ceci pour pouvoir échanger nos mesures de frottement pariétal et les mesures locales de taux de vide très sophistiquées, réalisées au Pays du Soleil Levant. Ces tubes présentent cependant des variations de diamètre comparables à celles de leurs homologues européens, soit environ 10%. Ceci interdit le perçage direct de prises de pression au travers du tube. Dans le lot de tubes reçus, les exemplaires ayant le diamètre le plus voisin de 12.0 mm ont été sélectionnés pour la constitution de la conduite. Les cotes extrêmes, relevées à l'alésomètre sont : 11.51 et 12.34 mm. Les segments de tube de 0.5 à 1.0 m de longueur sont mis bout à bout par l'intermédiaire de brides. Un grand soin a été apporté à la parfaite continuité de la paroi au niveau de chaque jonction.

## L'ELEMENT DE MESURE

L'élément de mesure est constitué par deux parallélépipèdes de plexiglas usinés à l'aide d'une fraise sphérique de 12 mm de diamètre et réunis par vissage. Sur l'une des coques ont été introduites les différentes sondes de mesure, les prises de pressions ayant été pratiquées sur l'autre coque. En plus des éléments représentés sur le schéma ci-contre aux cotes de leur implantation, la coque opposée aux sondes a été percée au cotes 25 et 75mm, pour permettre l'introduction de fibres optiques, sur le même rayon que les sondes doubles opposées.

Le plexiglass est capable d'absorber un volume d'eau important, ce qui entraîne une modification des dimensions des pièces, après mise en eau de l'installation, comme le montrent les mesures de trois diamètres en quatre sections de l'élément:




| 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|
| 12.110 | 12.130 | 12.110 | 12.120 |
| 12.090 | 12.105 | 12.100 | 12.130 |
| 12.077 | 12.120 | 12.100 | 12.120 |
| 12.09 | 12.12 | 12.10 | 12.12 |

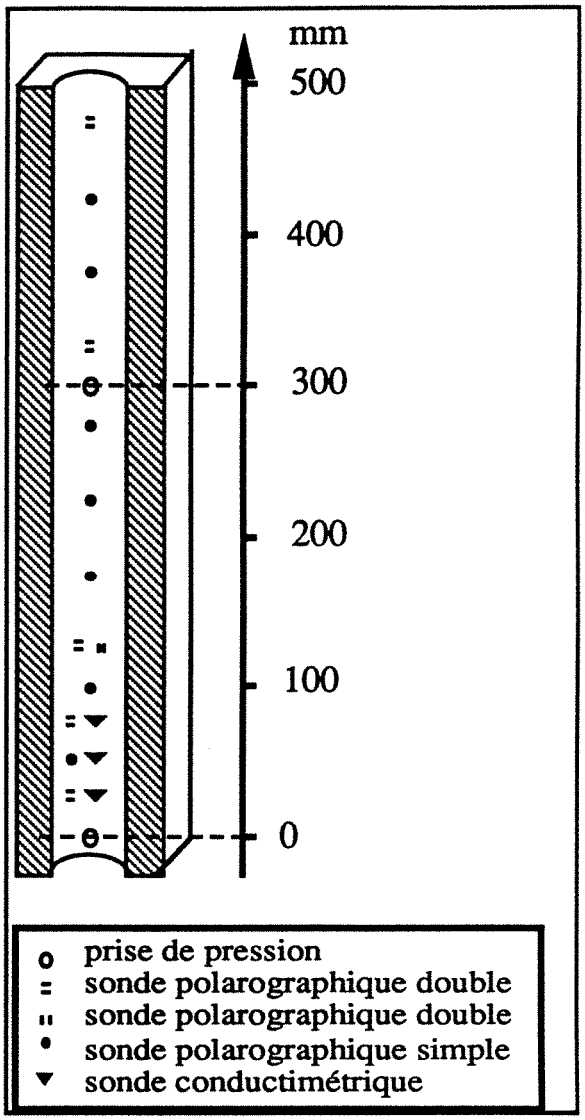



figure V-3

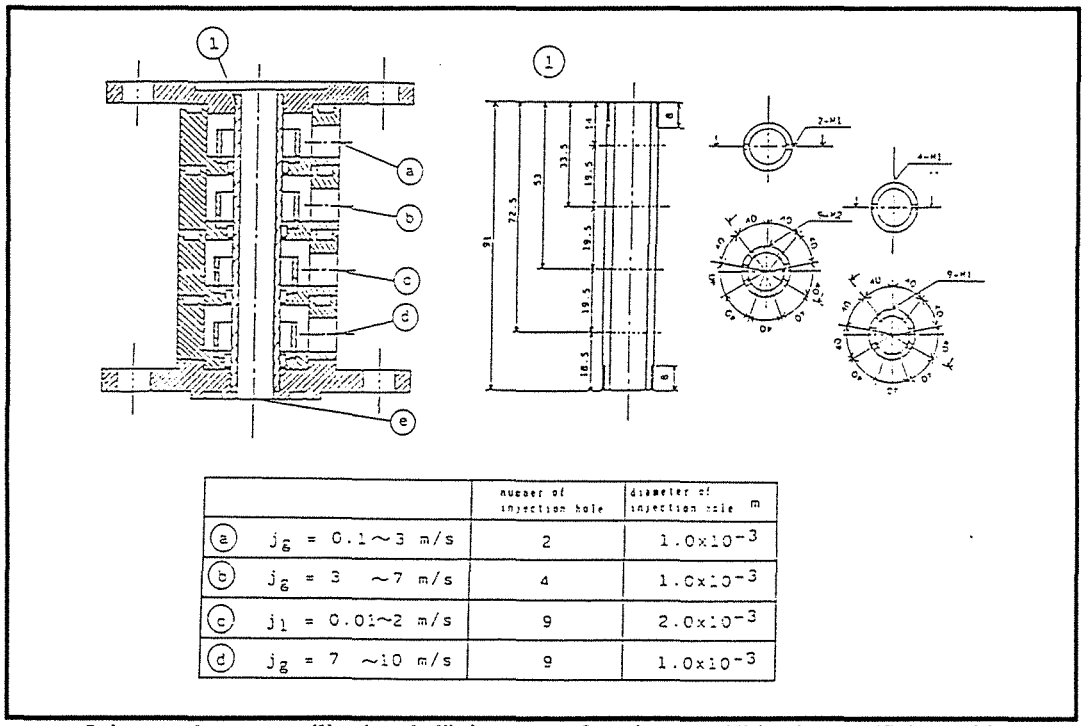
Diamètre de référence : 12.10 mm
Diamètre moyen 12.11 mm

L'augmentation du diamètre par gonflement est d'environ 1% et les variations ne dépassent pas 5‰.

## L'INJECTEUR

L'injecteur de gaz utilisé est une copie en plexiglass d'un injecteur en laiton utilisé par le professeur Sekoguchi et son équipe. Il est composé de quatre chambres séparées qui débouchent sur la conduite centrale par des orifices variables en nombre et en diamètre. Suivant les régimes d'écoulement désirés on utilise une chambre d'injection ou une combinaison de ces chambres

(voir le tableau fourni par Sekoguchi et al. ci-dessous).




| | | number of injection hole | diameter of injection hole m |
|---|---|---|---|
| a | $j_g$ = 0.1~3 m/s | 2 | $1.0 \times 10^{-3}$ |
| b | $j_g$ = 3 ~7 m/s | 4 | $1.0 \times 10^{-3}$ |
| c | $j_l$ = 0.01~2 m/s | 9 | $2.0 \times 10^{-3}$ |
| d | $j_g$ = 7 ~10 m/s | 9 | $1.0 \times 10^{-3}$ |

Injecteur de gaz et utilisation de l'injecteur en fonction des débits de gaz. (Sekoguchi communication privée)

figure V-3'

Cette installation permet d'obtenir des vitesses superficielles comprises, pour le liquide entre 0. et 2. m/s et pour le gaz entre 0. et 40.0m/s, ce qui permet de générer les quatre types de régimes de l'écoulement co-courant ascendant. Pour $j_l > 2$ m/s le régime à poches n'apparaît plus quelle que soit la vitesse du gaz, et pour $j_g > 30$ m/s l'écoulement est toujours annulaire.

## V-2 LES FLUIDES

LE LIQUIDE

Le liquide utilisé principalement est une solution dans de l'eau permutée de 2.0 $10^{-3}$ mol/l de ferri-cyanure de potassium, de de 4.0 $10^{-3}$ mol/l de ferro-cyanure de potassium et de 0.33 mol/l de chlorure de potassium. Cette solution électrolytique permet la mesure du frottement en paroi (§ VI-2). Le bac de stockage contient environ 100 litres. Les propriétés physiques de la solution sont, à 2% près, celles de l'eau comme le montrent nos mesures de viscosité, densité et tension superficielle.

La viscosité a été mesurée à 20.2°C à l'aide d'un tube capillaire. Les mesures ont été effectuées trois fois avec deux tubes différents, respectivement de constante K = 4.03 $10^{-5}$ et K = 4.08 $10^{-5}$, avec $\nu$ = K.t et t le temps d'écoulement du liquide en secondes.
Pour l'eau permutée on obtient la viscosité dynamique $\nu$ en SIx$10^6$:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| tube N°1 | t (s) | 259.8 | 259.1 | 259.7 |
| | $\nu x10^6$ | 1.047 | 1.044 | 1.046 |
| tube N°2 | t (s) | 255.8 | 256.4 | 256.3 |
| | $\nu x10^6$ | 1.044 | 1.046 | 1.045 |

Pour la solution:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| tube N°1 | t (s) | 253.8 | 252.4 | |
| | $\nu x10^6$ | 1.023 | 1.017 | |
| tube N°2 | t (s) | 251.1 | 250.8 | 250.9 |
| | $\nu x10^6$ | 1.024 | 1.023 | 1.023 |

La valeur retenue est donc: $\nu_l = \mathbf{1.02\ 10^{-6}\ m^2/s}$ à 20.0°C.

La densité de la solution a été déterminée par un densitomètre à flotteur:

$\rho_l = \mathbf{1015\ kg/m^3}$ à 20.0°C.

et par division, la valeur de la viscosité dynamique:

$\mu_l = \mathbf{1.04\ 10^{-3}\ kg/m.s}$

La valeur de $\nu$ à 20°C pour l'eau couramment admise est de $1.004\ 10^{-6}$ stokes, donc inférieure à celle de nos mesures sur l'eau permutée. Faute d'informations supplémentaires, la différence est attribuée à une différence de propriété entre les eaux et non à une erreur de mesure. L'écart de 2% reste cependant acceptable par rapport aux incertitudes existant dans la détermination du frottement pariétal. Nous n'avons pas tenu compte des 0.2°C séparant la température lors de la mesure des viscosités de celle de la solution au moment des mesures (20.0°C). D'après la relation fournie par le "National Bureau of Standart" les valeurs sont à multiplier par 0.9951, soit une baisse de 5‰. Pour une solution de KCl à 25g/l (0.33 M) à 20.0°C, la littérature [Handbook of Chemistery 1987] donne: $\rho_{KCl} = 1014\ kg/m^3$

$\nu_{KCl} = 0.984\ 10^{-6}\ m2/s.$

La tension superficielle a été mesurée à l'aide d'un tensiomètre Dognon-Abribat. La calibration de la mesure est faite sur un échantillon d'eau de la ville, comme conseillé par le mode d'emploi. Les précautions d'usage ont été scrupuleusement suivies:

- chauffage à blanc en flamme oxydante de la lame de platine,
- répétition de la mesure en aspirant à chaque fois la surface du liquide, jusqu'à obtention d'une valeur constante.

Dans ces conditions il est possible de suivre l'épuration progressive de la surface. Pour l'eau la

valeur maximum atteinte est de 7.0 $10^{-2}$ N/m ( Handbook of Chemistry 1987 F-32, eau à 20°C : $\sigma = 7.275\ 10^{-2}$ N/m). Pour la solution, lors de mesures répétées après chaque renouvellement (sur plusieurs années), nous avons obtenu exactement la même valeur, soit:

$$\sigma_{sol./air} = 7.0\ 10^{-2}\ N/m \qquad \text{à } 20.0°C.$$

La très faible influence de la concentration en sels sur la tension superficielle est confirmée par la table standard pour le KCl (Handbook of Chemistry 1987 F-31):

KCl à 2.5% en poids et à 20.0°C: $\sigma = 7.33\ 10^{-2}$ N/m

Remarquons, qu'il est très important de ne jamais introduire dans l'installation de détersifs ou autres tensio-actifs, ces produits restant adsorbés par les parois, même après de nombreux rinçages.

Cette valeur de $\sigma$, constitue la seule différence notable de propriétés physiques, entre nos conditions d'expérience et celles des équipes de Dukler, et peut-être Hanratty et Nakoryakov, qui travaillent tous avec une solution de Na OH qui, d'après Maron et Dukler [1984], présente une très faible tension superficielle $\sigma$=0.01N/m (d'après les mesures de [Brauner et al. 1982] ). Cette faible tension superficielle est surprenante, car la tension superficielle d'une solution de soude d'après le Handbook of Chemistry 1987 F-31, est très voisine de l'eau:

NaOH à 2.72% en poids à 18°C: $\sigma = 7.44\ 10^{-2}$ N/m

à 5.66% " " " : $\sigma = 7.59\ 10^{-2}$ N/m

Le coefficient de diffusivité $\mathfrak{D}$ des ions dans la solution est un paramètre qui conditionne les transferts de masse utilisés pour la mesure du frottement pariétal. Il peut être obtenu par la relation d'Eisenberg:

$\mathfrak{D} = 2.5\ 10^{5} \frac{T\rho}{\nu}$ en S.I., ce qui , avec les valeurs précédentes et pour 20.0°C, donne une valeur en bon accord avec les mesures effectuées au laboratoire sur disque tournant:

$$\mathfrak{D} = 7.29\ 10^{0}\ m^2/s$$

LE GAZ

Le gaz est de l'azote qualité "industrielle" fourni par la société air-gaz. Ses propriétés sont les suivantes:

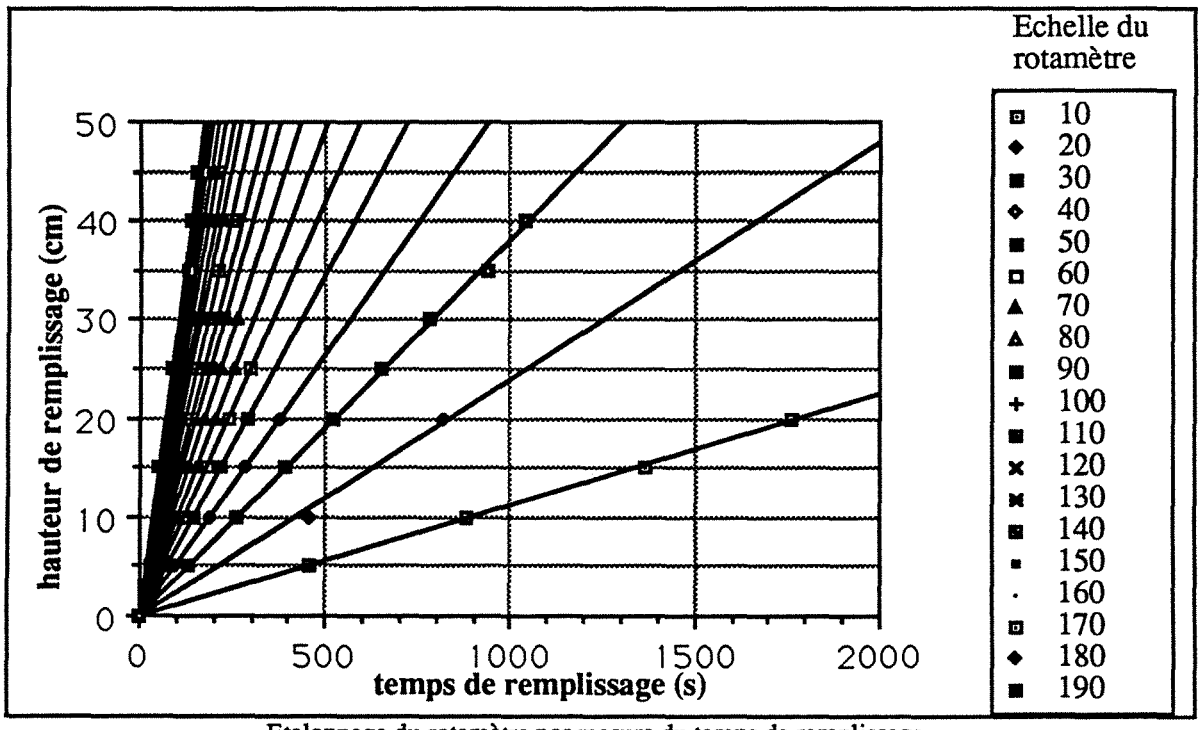
$$\mu_g = 1.75\ 10^{-5} kg/m.s$$
$$\nu_g = 1.51\ 10^{-5}\ m^2/s$$
$$\rho_g = 1.15\ kg/m^3$$

Dans les conditions de mesures, l'azote peut-être considéré comme un gaz parfait.

## V-3 LA MESURE DES DEBITS

DEBIT DE LIQUIDE

La vitesse moyenne maximum de 2 m/s est obtenue pour un débit de 14l/mn ($2.32\ 10^{-4}$ $m^3/s$). Cette gamme de débit peut être mesurée avec deux rotamètres (ROTA), comportant 200 divisions. Si on admet une erreur de lecture d'une demi division et si le tube n'est pas utilisé au-dessous de la 30ième division, l'erreur relative de lecture reste inférieure à 1.5%. L'étalonnage a été effectué par mesure du volume débité. Le volume est déterminé à mieux de 2% et les temps à mieux de 1‰. Les débits sont ainsi connus à mieux de 2% près.




Etalonnage du rotamètre par mesure du temps de remplissage.
figure V-4

Pour chaque décade du rotamètre, le volume d'eau écoulé est relevé en fonction du temps. La pente des droites de la figure V-4 donne le débit divisé par la section S = 0,0962 $m^2$ du vase de mesure. Les courbes d'étalonnage sont données par la figure V-5 et le tableau V.

Le rotamètre, pour la mesure des débits de 0 à 56 $cm^3/s$ ($j_l \approx 0.5$ m/s) est étalonné par la même méthode. Nous donnons ici la valeur pour les quatre points de fonctionnement utilisés dans cette gamme de débit:

| $j_l$ m/s | Q $cm^3/s$ |
|---|---|
| 0.05 | 5.81 |
| 0.1 | 11.6 |
| 0.3 | 34.8 |
| 0.5 | 58.0 |

Considérons pour finir ce paragraphe, l'influence de la densité du liquide sur les valeurs de débit obtenues à l'aide d'un rotamètre. La relation entre le débit du liquide de densité $\rho_l$, le diamètre du tube $D_r$, la densité du flotteur $\rho_r$, sa masse $M_r$ est :

$$Q = \alpha D_r \left( M_r \frac{1 - \rho_l/\rho_r}{\rho_l} \right)^{1/2}$$

d'où l'expression des variations relatives:

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{1}{2}\frac{dM_r}{M_r} - \frac{1}{2}\frac{1}{1-\rho_l/\rho_r}\frac{d\rho_l}{\rho_l} \qquad \text{(V-1)}$$

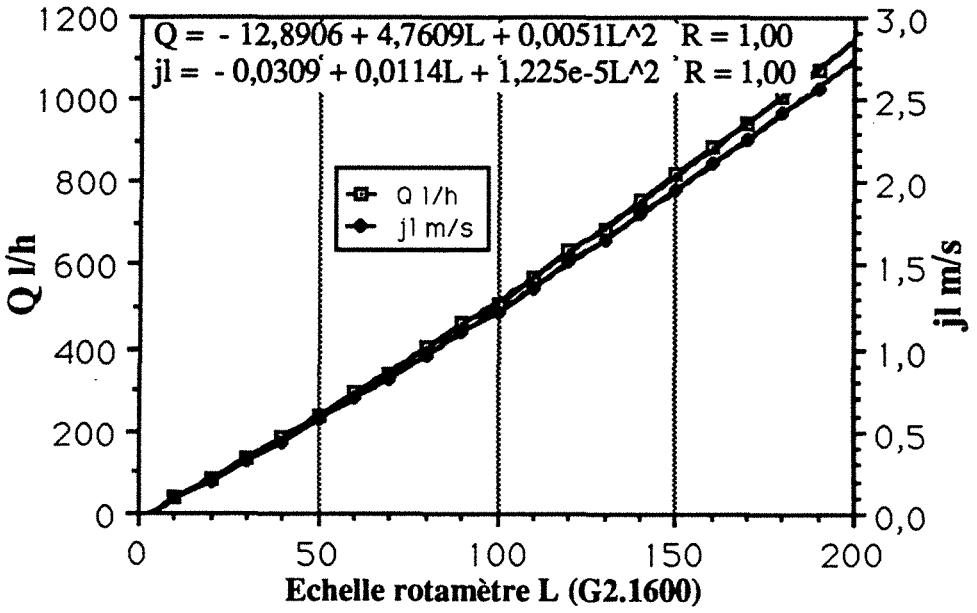



figure V-5

| L | Q/S | Q l/h | jl m/s | L | Q/S | Q l/h | jl m/s |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 10 | 0,0112 | 38,79 | 0,093 | 110 | 0,165 | 571,5 | 1,369 |
| 20 | 0,0241 | 83,47 | 0,2 | 120 | 0,184 | 637,6 | 1,528 |
| 30 | 0,0382 | 132,3 | 0,317 | 130 | 0,199 | 688,6 | 1,65 |
| 40 | 0,0531 | 183,9 | 0,441 | 140 | 0,219 | 756,8 | 1,813 |
| 50 | 0,0693 | 240 | 0,575 | 150 | 0,237 | 819,5 | 1,963 |
| 60 | 0,0844 | 292,3 | 0,7 | 160 | 0,255 | 883,2 | 2,116 |
| 70 | 0,099 | 342,9 | 0,822 | 170 | 0,273 | 945,2 | 2,265 |
| 80 | 0,1158 | 401,1 | 0,961 | 180 | 0,291 | 1009 | 2,416 |
| 90 | 0,1326 | 459,3 | 1,1 | 190 | 0,31 | 1072 | 2,569 |
| 100 | 0,1462 | 506,4 | 1,213 | | | | |

tableau V-1

Connaissant la masse et la densité des flotteurs, la variation sur les débits, pour ρ passant de 998 kg/m$^3$ à 1015 kg/m$^3$ est :

$$\frac{dQ}{Q} = -0.0114$$

| rotamètre (g/cm$^3$) | Masse (g) | densité |
|---|---|---|
| rota G2.1600 | 87.100 | 3.800 |
| rota G0.160 | 5.175 | 3.729 |

On peut donc passer de l'étalonnage du tableau V-1 réalisé avec de l'eau, à celui valable pour la solution en multipliant les valeurs par 0.9886, ce qui conduit aux correlations suivantes:

$$Q = 2.74 + 4.761L + 0.005042L^2$$

$$j_l = -0.03055 + 0.01127L + 1.211\ 10^{-5}L^2 \qquad \text{(V-2)}$$

La différence est cependant suffisamment faible, pour que les mesures effectuées avec de l'eau pure, ne soient pas corrigées.

DEBIT DE GAZ

Les débits de gaz, jusqu'à la vitesse superficielle de 7 m/s, sont mesurés par deux rotamètres à flotteur sphérique (tube de Brooks) de chez Prolabo. L'étalonnage est fourni sous forme d'abaque pour l'air dans les conditions standard (20.0°C et 1013 hPa).

La correction pour l'azote aux conditions de pression et de température de la mesure peut être effectuée sachant que (d'après la notice Prolabo des tubes de Brooks) l'étalonnage de l'échelle des tubes ne dépend que de la masse volumique du gaz. Par exemple pour un gaz de densité $d_g$ par rapport à l'air, on a:

$$Q_g/Q_{air} = \frac{1}{\sqrt{d_g}} \qquad \text{(V-3)}$$

de même pour un même gaz lorsqu'on passe des conditions 1 ($P_1$, $T_1$) aux conditions 2 ($P_2$, $T_2$), la relation entre les débits devient:

$$Q_2/Q_1 = \sqrt{\rho_1/\rho_2} = \sqrt{\frac{P_1}{T_1}\frac{T_2}{P_2}} \qquad \text{(V-4)}$$

On obtient ainsi le débit d'azote $Q_2$ dans les conditions 2 mesurées en sortie du tube, à partir du débit Q donné par l'abaque pour l'air à $T_s$ = 293°K et $P_a$= 1013 hPa:

$$Q_2 = \frac{1}{\sqrt{d_g}} \sqrt{\frac{P_1}{T_1}\frac{T_2}{P_2}}\, Q \qquad \text{(V-5)}$$

Et enfin, le débit $Q_3$ existant en un point de la conduite où règnent les conditions ($P_3$, $T_3$):

$$Q_3 = \frac{T_3}{P_3}\frac{P_2}{T_2}Q_2 = \frac{1}{\sqrt{d_g}}\frac{T_3}{P_3}\sqrt{\frac{P_1}{T_1}\frac{P_2}{T_2}}Q \qquad \text{(V-6)}$$

Sauf indications contraires, les vitesses superficielles $j_g$ du gaz présentées dans ce travail sont ramenées aux conditions standard. Soit $T_1 = T_3 = T_s = 293°K$ et $P_1 = P_3 = P_a = 1013$ hPa. La densité de l'azote est de $\frac{1.15}{1.29} = 0.891$ soit $\frac{1}{\sqrt{d_g}} = 1.06$. Ce qui donne

$$Q_3 = 0.0538\sqrt{\frac{P_2}{T_2}}Q \qquad \text{(V-7)}$$

En pratique les courbes d'étalonnage Q = f(L) sont des droites obtenues à mieux de 1% par régression linéaire, ce qui permet de progammer ces relations sur calculette. Le réglage du débit à la vitesse superficielle $j_g$ souhaitée, se fait alors par approximations successives, puisque la pression et la température du gaz au niveau du rotamètre dépendent du débit. Des résonances apparaissent aisément entre le système de débimétrie et la conduite, notamment pour les régimes à forte fluctuation de la pression (poches et churn). Pour les supprimer, la perte de charge entre les deux systèmes doit être éventuellemnt ajustée pour chaque nouveau débit.

Pour les vitesses superficielles supérieures à 7 m/s, nous avons utilisé un jeu de trois tuyères (1.05mm, 2.0mm, 3.0mm) (voir le schéma figure V-2) , système analogue à celui utilisé par Souhar [1982].

L'usage de la tuyère présente l'avantage d'assurer en plus de la mesure une parfaite stabilité, puisque en régime supersonique le débit ne dépend que de la pression en amont de la tuyère. La pression et la température du gaz sont mesurées au niveau du caisson amont. Ces données suffisent au calcul du débit [Vincent J. 1968, Merigoux J. et Vincent J. 1968]. Cependant nos tuyères (injecteurs de gaz) n'étant pas rigoureusement identiques aux spécifications, les calculs ont été vérifiés par un étalonnage ; à débit de gaz constant, on enregistre l'évolution (lente pour rester isotherme) de la pression en fonction du temps dans un réservoir de 200 litres .

# VI METHODES DE MESURE

En plus des flux d'entrée, les grandeurs mesurées dans cette étude sont au nombre de cinq:

- la pression moyenne dans le temps p, en paroi,
- le frottement pariétal instantané t,
- l'épaisseur de film instantanée d,
- le taux de vide local moyenné dans le temps a,
- la présence de la phase gazeuse dans la section de mesure.

A partir des résultats directs de ces mesures et de leur analyse statistique et spectrale, d'autres grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont déterminées:

- la moyenne temporelle de la perte de pression Dp le long de la conduite,
- la fréquence de passage fc des structures gazeuses,
- la longueur de la cellule complète lc, de son bouchon lb et de sa poche lp (en régime à poches),
- à partir d'une analyse conditionnelle du signal temporel:
  - valeurs moyennes et extrémales du frottement au niveau du film et du bouchon ou de l'épaisseur au niveau du film.
  - Profils moyens de frottement et d'épaisseur le long de la poche de gaz.

## VI-1 MESURE DE LA PRESSION

Les mesures de pression sont effectuées en deux points de l'élément de mesure distants de 0.300m (§ V-1). Les prises de pression consistent en un orifice de 0.5 mm de diamètre séparé de la conduite de liaison avec le manomètre à eau, par un petit récipient. Ce procédé [Fitreman 1977] permet de séparer par gravité les bulles injectées dans le circuit de mesure lors des fluctuations de pression. Les deux prises de pression sont reliées à un manomètre à eau. Une contre-pression d'air, mesurée par une colonne de mercure, équilibre la pression hydrostatique induite par les 6m d'eau au-dessus du manomètre (figure VI-2). La lecture de la position des ménisques se fait sur une plaque millimétrée à 0.5 mm près. La perte de pression longitudinale est donc mesurée à 1mm près.

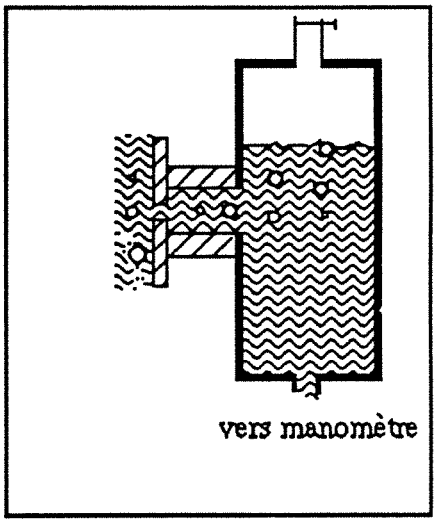


figure VI-1

La pression absolue en un point A de la conduite est donnée par:

$$P_A + \rho g z_A = P_{A'} + \rho g z_{A'} \qquad \text{et} \qquad P_{A'} = P_{Atm} + \rho_{Hg}\, g\, \Delta h_{Hg}$$

soit $$P_A = P_{Atm} + \rho_{Hg}\, g\, \Delta h_{Hg} - \rho_l\, g\, (z_A - z_{A'}) \qquad \text{(VI-1)}$$

d'où la perte de pression longitudinale totale :

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_t = \frac{P_B - P_A}{z_B - z_A} = \rho_l\, g \left( 1 - \frac{(z_{B'} - z_{A'})}{z_B - z_A} \right) \qquad \text{(VI-2)}$$

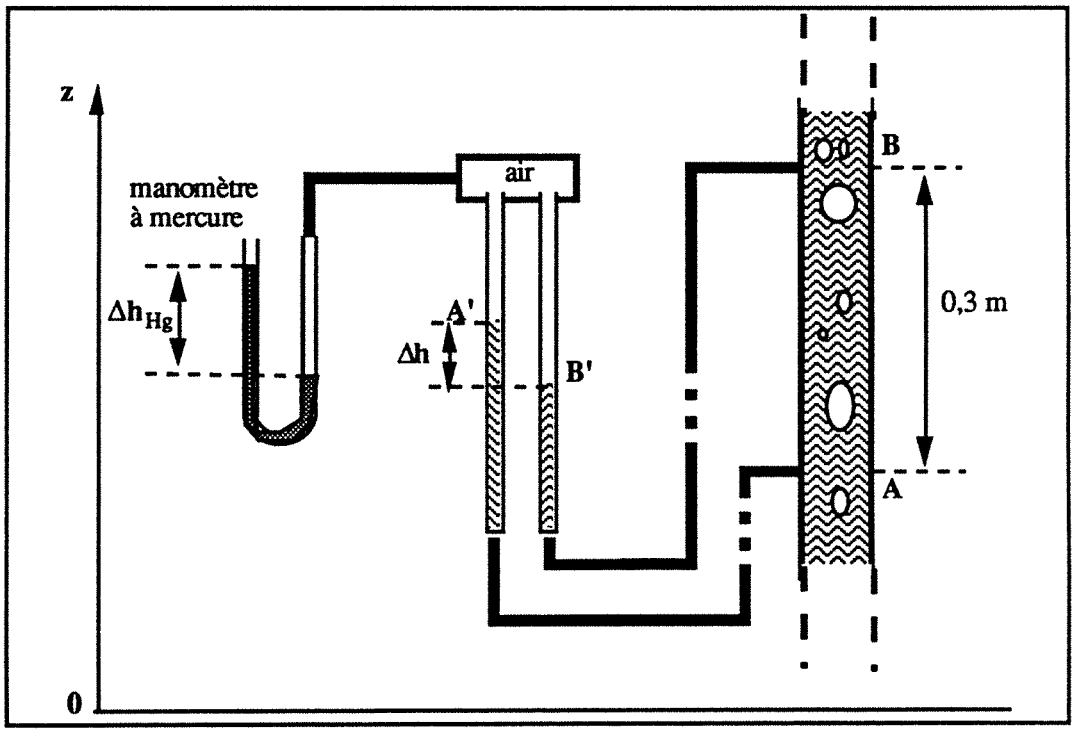
Pour connaître la pression absolue en A, il faut mesurer la cote $z_A$, en remplissant la conduite d'eau jusqu'au niveau de la prise de pression A. On a alors $P_A = P_{Atm}$ et donc d'après (VI-1):

$$z_A = z_{A'} + \frac{\rho_{Hg}}{\rho_l} \Delta h_{Hg} \qquad \text{(VI-3)}$$

On obtient ainsi pour les points A et B, la référence étant le zéro de l'échelle du manomètre à eau:

$z_A = 3.86$ m et $z_B = 4.16$ m,

confirmant la mesure lors du perçage (§V-1) des prises de pression: $z_B - z_A = 0.30$ m.




Système de mesure de la pression

figure VI-2

L'erreur $\Delta p$ de mesure sur p,

$$\Delta p = \Delta(P_{Atm}) + \rho_{Hg}\, g\, \Delta(\Delta h_{Hg}) + \rho_l\, g\, (\Delta(z) + \Delta(z')) \qquad \text{soit}$$

$$\Delta p = 13 + 13.610^3\, 9.81\, 10^{-3} + 1015\, 9.81\, (0.110^{-3} + 10^{-3})$$

$\Delta p = 13 + 133 + 11$ Pa = **157 Pa**

L'erreur principale provient du manomètre à mercure, mais en définitive $\Delta p$ ne représente que 1.5‰ de la pression atmosphérique! Quand à l'erreur sur la perte de pression elle s'élimine par soustraction des deux premiers termes et se réduit donc à **11Pa.**

## VI-2 MESURE DU FROTTEMENT PARIETAL

PRINCIPE

L'usage des méthodes électrochimiques pour déterminer le frottement pariétal, local et instantané est ancien (Lin et al. 1951) et la littérature les concernant considérable, qu'elle ait pour origine l'autre rive de l'Atlantique ou de la Manche, l'Hexagone et même notre laboratoire. Tant et si bien que je laisserai le lecteur intéressé, découvrir leurs charmes et subtilités, par exemple au travers de travaux pionniers de [Reis et Hanratty 1963], [Lebouché et Cognet 1967], [Lebouché 1968], [Son et Hanratty 1969] ou de la revue bibliographique faite par Souhar [1982]. Il reste tout de même à rappeler les relations indispensables pour fixer, usages et limites d'emploi.

Pour un écoulement stationnaire et bidimensionnel, la relation entre le frottement en paroi $\tau$ et le courant i induit par le transfert de masse est donnée ci-dessous sous forme adimensionnelle:

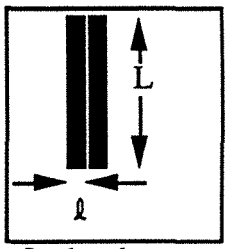
$$K^+ = a\, S^{+1/3} \qquad \text{(VI-4)}$$

avec $K^+ = K\frac{\ell}{\mathcal{D}}$ et $K = \frac{1}{nC_0\mathcal{F}A}i$ (V-5)

$S^+ = \frac{\ell^2}{\mathcal{D}}S$ et $S = \frac{\tau}{\mu_l} = \frac{\partial u}{\partial y}$ le taux de cisaillement (VI-6)

avec $\mathcal{F}$ = 96500 Coulombs et n=1 (un seul électron échangé). La concentration $C_0$ de l'ion actif (ferricyanure de potassium) varie entre 1.85 et 2.05 mole/l.

En écoulement à poches, le frottement $\tau$ change périodiquement de signe. Seul l'usage d'une sonde double permet la mesure de l'amplitude et du signe de $\tau$. La sonde est constituée par deux électrodes en platine de longueur L = 1.0 mm et de largeur l = 0.10 mm, ayant donc pour surface A = 0.1 mm$^2$. Les deux électrodes sont séparées par un isolant électrique: une feuille de milar de quelques microns d'épaisseur.



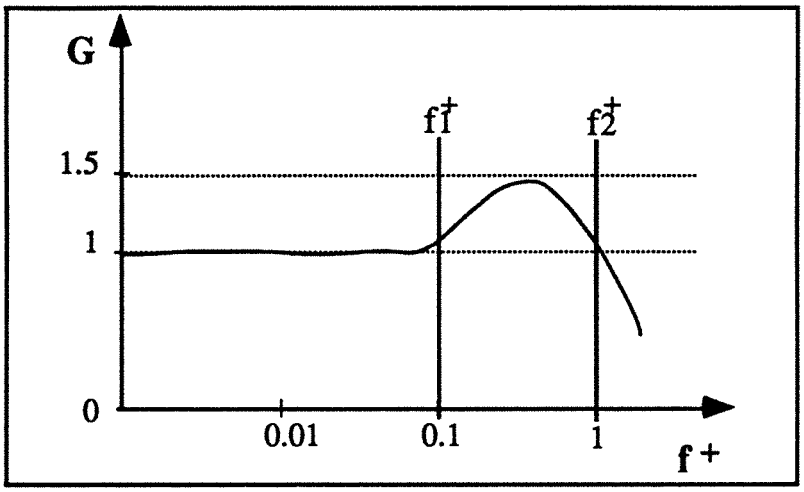
Sonde polarographique double à l'échelle 20
figure VI-3

Les propriétés de la solution sont celles données au § V-2. L'intégration des équations du transfert de masse donne comme valeur théorique au coefficient a les valeurs suivantes:

- sonde rectangulaire simple a = 0.807
- sonde rectangulaire double a = 0.21

Pour éviter qu'une convection naturelle soit induite par le gradient de concentration, il faut $S^+ > 5000$; cette limite correspond à un frottement minimum de 0.38 N/m$^2$. La réponse fréquentielle des sondes doubles dépend du cisaillement, comme le montre (figure VI-8) le calcul numérique du gain en fonction de la fréquence adimensionnelle $f^+$:

$$f^+ = \frac{f}{(S^2 \mathfrak{D} / \ell^2)^{1/3}} \qquad \text{(VI-7)}$$




Réponse fréquentielle des sondes doubles [Py 1973]

figure VI-4

La courbe de réponse présente deux fréquences caractéristiques $f^+_1$ et $f^+_2$ telles que,

si $f^+ < f^+_1 \approx 0.1$, G=1

si $f^+ > f^+_2 \approx 1$, $G \rightarrow 0$ .

Entre ces deux fréquences l'amplification de la réponse atteint un facteur de 1.5 .

Afin d'illustrer la réponse des sondes doubles, ces résultats sont présentés en grandeurs dimensionnelles pour trois valeurs typiques du frottement pariétal. D'après (VI-7) on obtient en fonction du taux de cisaillement:

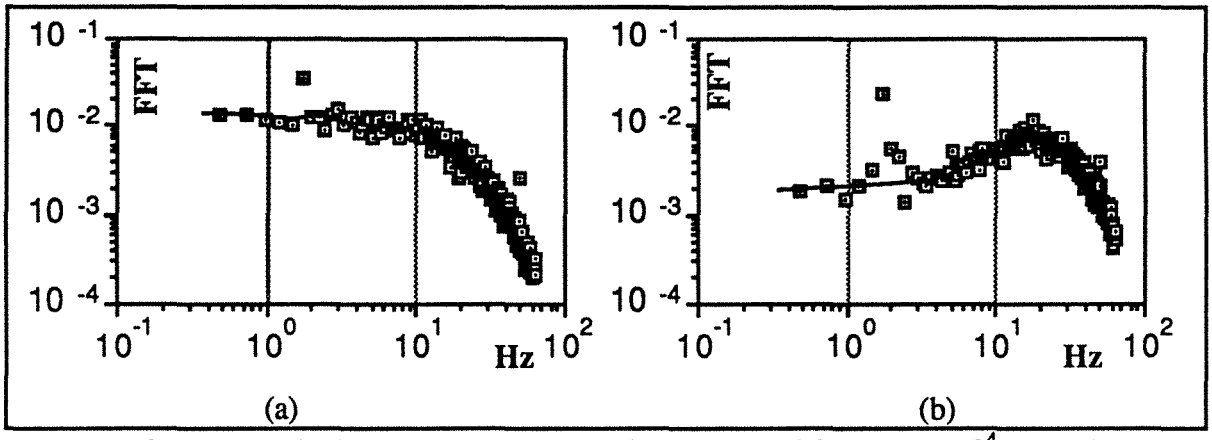
$$f_1 = 0.0418\ S^{2/3} \quad \text{et} \quad f_2 = 0.418\ S^{2/3} \qquad \text{(VI-8)}$$

ou du frottement, $f_1 = 4.069\ \tau^{2/3}$ et $f_2 = 40.69\ \tau^{2/3}$

| $\tau$ N/m$^2$ | 1.0 | 4.0 | 30.0 |
|---|---|---|---|
| S s$^{-1}$ | 962 | 3846 | 29 10$^3$ |
| S$^+$ | 13 10$^3$ | 53 10$^3$ | 4 10$^5$ |
| $f_1$ Hz | 4 | 10 | 39 |
| $f_2$ Hz | 40 | 100 | 390 |
| $\Delta$ µm | 11 | 10 | 5 |

tableau VI-1

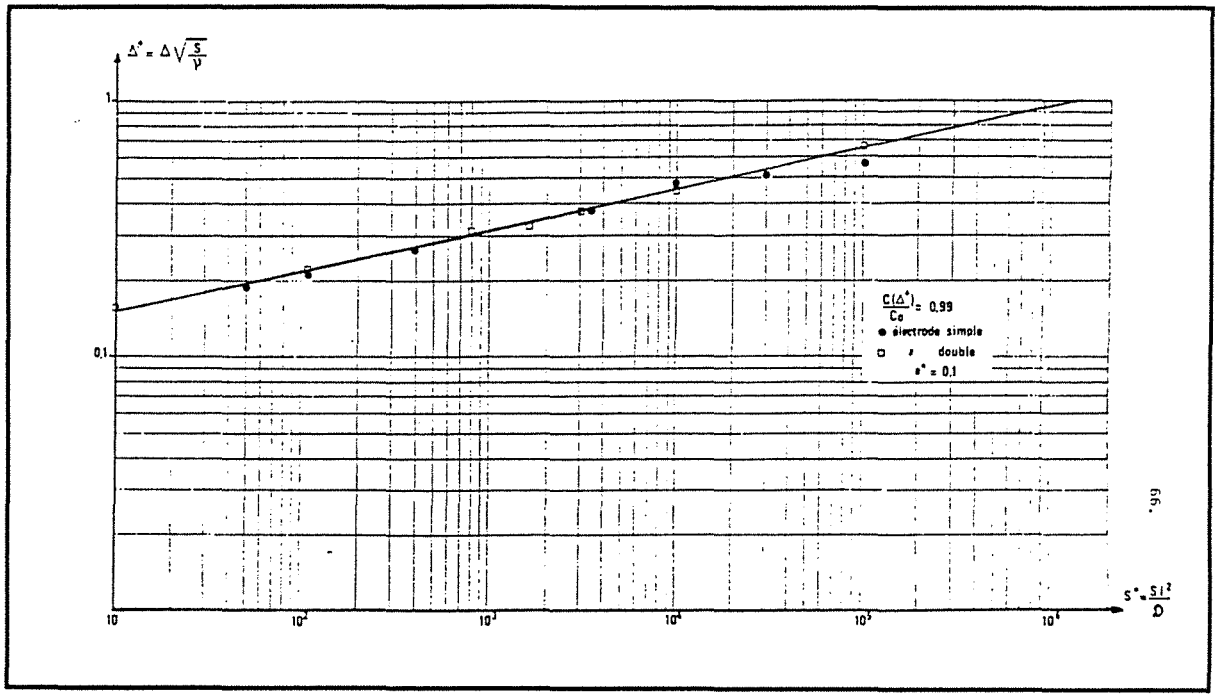
Le frottement dans le film établi entourant les poches de gaz est typiquement de 4 N/m$^2$. Au niveau du bouchon turbulent $\tau$ peut dépasser 30 Pa. La fréquence de passage des poches de gaz est comprise entre 1 et 15 Hz. En conclusion, tant pour le film que pour le bouchon, on ne peut exclure que certaines fluctuations significatives soient à des fréquences supérieures à $f_1$, et donc que certaines fréquences soient amplifiées d'un facteur 1.5. Ce gain n'a aucune influence sur les valeurs moyennes, les auto- et inter-corrélations. La comparaison entre les spectres de frottement pariétal en écoulement monophasique de Re = $10^4$ ($\tau_p \approx 3$ Pa et f1≈8Hz) obtenus avec une sonde simple (figure VI-5 a) et ceux obtenus avec une sonde double (figure VI-5 b), illustre bien l'amplification du signal dans la bande 100Hz. Le pic de fréquence à 2Hz est dû à une résonance parasite de la conduite.




Spectres du frottement pariétal en écoulement mono-phasique, pour $j_g$ = 0.85 m/s (Re ≈ $10^4$): à gauche sonde simple, à droite sonde double.

figure VI-5

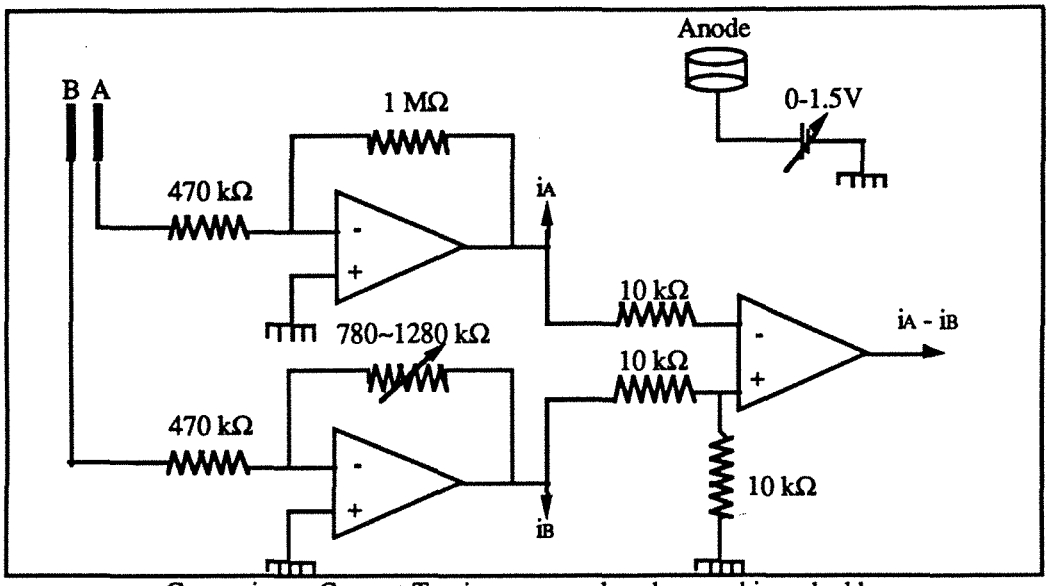
Il est important de comparer l'épaisseur $\Delta$ de la couche limite de concentration aux épaisseurs de film rencontrées. Cette épaisseur est donnée sous forme adimensionnelle (figure VI-6) [ Labbé 1975). Les résultats pour $\Delta$ sont donnés (tableau VI-1) et restent toujours inférieurs au 10$^{ième}$ de l'épaisseur de film.




Epaisseur $\Delta^+$ en fonction du gradient de vitesse à la paroi $S^+$ (Labbé 1975)

figure VI-6

Nous indiquons ci-dessous le montage électrique utilisé (figure VI-7), car il peut différer d'un expérimentateur à l'autre. Les deux électrodes de la sonde sont maintenues au potentiel de la terre. La différence de potentiel correspondant au potentiel d'oxydo-réduction de l'ion ferri, est imposée à la contre électrode dont la surface peut-être considérée comme infinie devant celle des sondes (~3000 fois A). Du fait de l'absence de variation de la concentration et du maintien de la température de la solution dans une fourchette étroite (±0.1°C), aucune électrode de référence au calomel n'est nécessaire.




Convertisseur Courant-Tension pour sonde polarographique double.
figure VI-7

Le courant mesuré est de l'ordre du micro-Ampère ce qui exige d'apporter un certain soin au montage électrique. Ce courant est converti et amplifié (1μA → 1V) par le convertisseur courant-tension. La dissymétrie entre les deux électrodes est compensée par un gain (~$10^6$) ajustable sur l'une des électrodes ($i_B$).

## QUALIFICATION DU BANC D'ESSAI ET ETALONNAGE

L'impossibilité actuelle de mesurer directement la surface active des électrodes (lacune que nous espérons combler prochainement), rend obligatoire le calibrage des sondes dans un écoulement au profil de vitesse connue. Dans une conduite rectiligne on utilisera un écoulement établi, laminaire ou turbulent, suivant l'ordre de grandeur des frottements à mesurer. Les frottements engendrés à la paroi par les films liquides sont grands. Nous nous placerons donc pour l'étalonnage en écoulement de Blasius avec un nombre de Reynolds compris entre 8000 et 30000. La perte de pression $\Delta p$ et le frottement en paroi $\tau$ se calculent classiquement à partir du coefficient de perte de pression:

$$\lambda = 0{,}316 \left(\frac{v\ D}{\nu_l}\right)^{-1/4} \qquad \text{(VI-9)}$$

avec $$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\lambda\ \rho_l}{2\ D}\ v^2$$

et $$\pi D^2 \frac{\partial p}{\partial z} = \tau\ \pi\ D$$

d'où la relation entre $\tau$ et la vitesse moyenne v :

$$\tau = \frac{0.316}{8} \rho_l \left(\frac{\nu_l}{D}\right)^{1/4} v^{7/4} \qquad \text{(VI-10)}$$

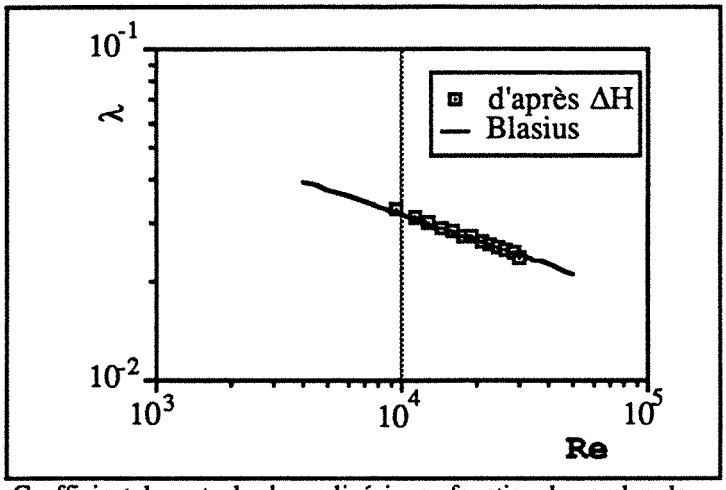
Ce qui donne entre les grandeurs mesurées les relations suivantes (S.I. et conditions d'expérience):

$$\tau = 100{,}82\ \Delta h \qquad \text{(VI-11)}$$

$$\Delta h = 0{,}03809\ v^{1{,}75} \qquad \text{(VI-12)}$$

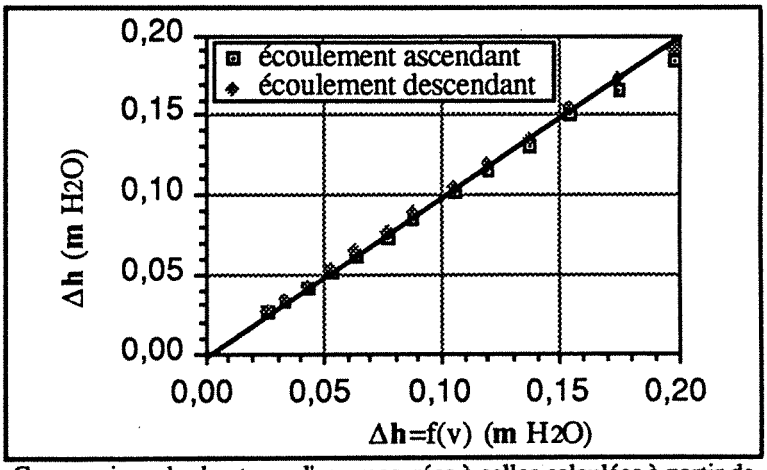
$$\tau = 3{,}8405\ v^{1{,}75} \qquad \text{(VI-13)}$$

Les relations VI-9 et VI-12 permettent, à partir des mesures de Δh, de vérifier le bon établissement de l'écoulement monophasique, le bon fonctionnement des prises de pression et la validité des étalonnages débimétriques (figures VI-8, -9), donc de qualifier l'installation. La relation VI-12 est à la base de la calibration des sondes.




Coefficient de perte de charge linéaire en fonction du nombre de Reynolds: comparaison expérience-théorie.

figure VI-8



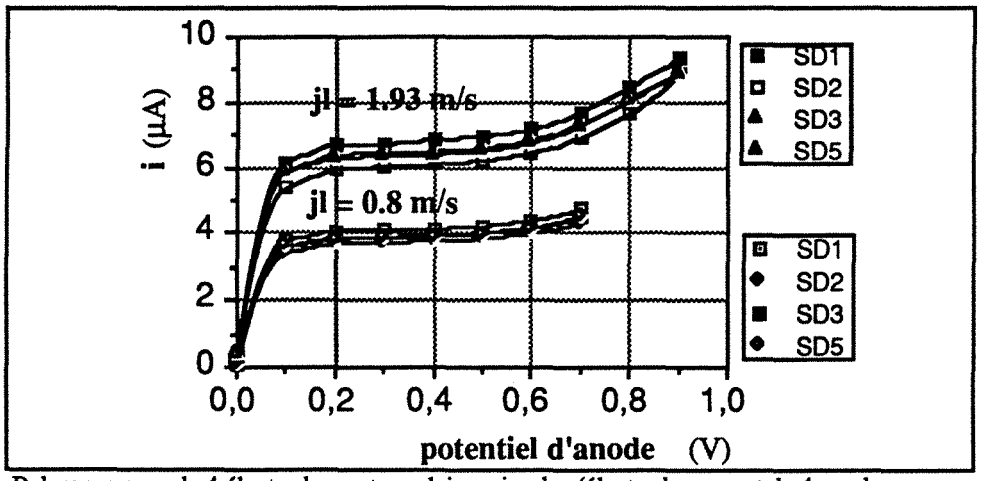

Comparaison des hauteurs d'eau mesurées à celles calculées à partir de la vitesse moyenne V.

figure VI-9

La procédure d'étalonnage comprend quatre étapes:

- 1 -Vérifier qu'il existe bien une plage de potentiel, pour laquelle le courant est indépendant de la valeur de ce potentiel. Le palier du polarogramme ainsi obtenu, se situe autour de 0.3V pour l'ion ferri-cyanure de potassium et traduit le fait, que la migration des ions ne dépend que du gradient de vitesse à la paroi. La cinétique de réduction des ions ferri est très

rapide devant les autres constantes de temps maintenant une concentration nulle à la surface de l'électrode. Le polarogramme de chacune des électrodes des sondes doubles est effectué, pour une tension variant de 0 à 1V, de façon à déterminer le palier de courant (0,3V). L'existence du palier confirme l'absence de pollution de la solution (par exemple un excès d'$O_2$ dissous), un état de surface des électrodes correct et l'absence de sources de potentiel parasites (masse de pompe ou effet de pile par oxydation métallique).




Polarogramme de 4 électrodes rectangulaires simples (électrodes amont de 4 sondes doubles) pour deux vitesses du liquide.

figure VI-10

•2 -Les deux électrodes sont étalonnées séparément dans la gamme de Reynolds 8000-30000. Leur surface active se déduit des relations VI-4 et VI-5 (tableau VI-2).

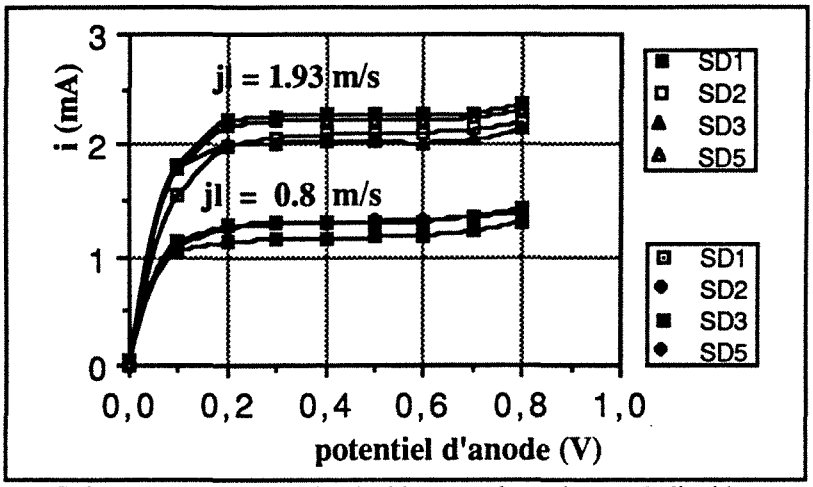
| Surface des: | SD1 | SD2 | SD3 | SD5 |
|---|---|---|---|---|
| Electr. amont | 0,126 | 0,107 | 0,127 | 0,120 |
| Electr. aval | 0,109 | 0,104 | 0,110 | 0,103 |

tableau VI-2

La surface mesurée est en général supérieure à la surface théorique (0,1 $mm^2$) du fait des "rugosités" de la surface. Pour chaque sonde double, on détermine ensuite, le rapport du courant de l'électrode amont sur le courant de l'électrode aval. Ce rapport est moyenné sur toute la plage de nombres de Reynolds et permet d'équilibrer les deux voies du convertisseur courant-tension. La sortie négative des convertisseurs i-V est multipliée analogiquement par le facteur ainsi obtenu dont les valeurs sont données dans le tableau 1 de l'Annexe du chapitre VI.

•3)Les deux électrodes sont maintenant branchées simultanément de façon à constituer une sonde double. Le polarogramme des sondes doubles (figure VI-11) présente lui aussi un

palier bien marqué, centré sur **0.4V**, valeur adoptée pour les mesures.




Polarogramme de 4 sondes doubles pour deux vitesses du liquide.
figure VI-11

•4 - Vient enfin l'étalonnage à proprement parlé des sondes doubles en écoulement ascendant et descendant. Il a pour but de déterminer les coefficients de la loi puissance qui donne le frottement $\tau$ en fonction du courant i mesuré:

$$\tau = k\, i^{r} \qquad \text{(VI-14)}$$

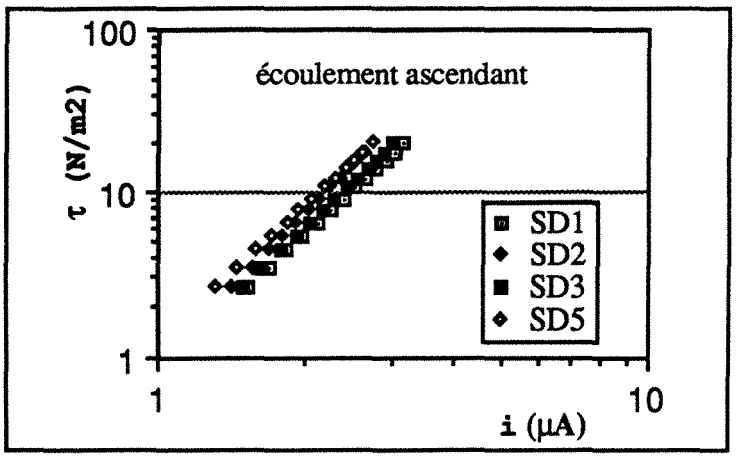
sachant que la relation théorique d'après VI-12, 13, 14 est

$$\tau = \frac{\mu_l}{(n\, C_0\, \mathfrak{F}\, A)^3} \frac{\ell}{\mathfrak{D}^2} i^3$$

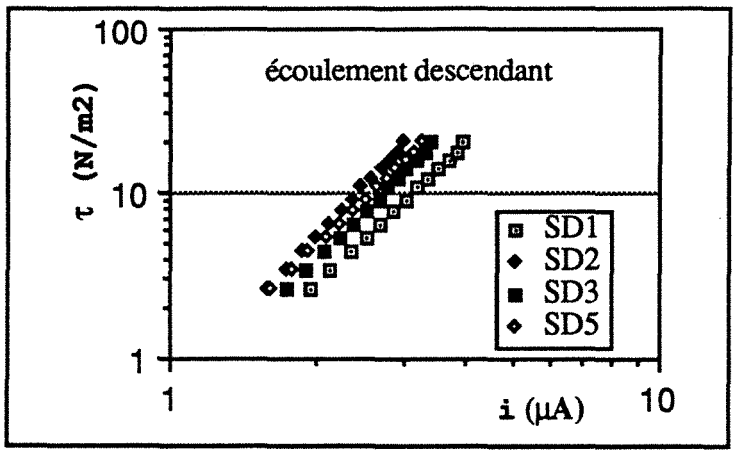
soit numériquement pour $C_0 = 2\ 10^{-3}$ mole/l et $A = 0.1\ 10^{-6}$ m:

$$\tau = 1.19\ 10^{-18}\ i^3 \text{ (i en A) ou } \tau = \mathbf{1.19\ i^3} \text{ (i en } \mu\text{A)}. \qquad \text{(VI-15)}$$

Pour les sondes doubles, la loi théorique en puissance 3 n'est pas aussi bien respectée que pour les sondes simples. Le mieux est de déterminer directement k et **r** à partir de la relation VI-14. Les valeurs de k et **r** sont obtenues par régression logarithmique . Si la régression est faite en imposant **r** =3, la corrélation est moins bonne et le coefficient plus éloigné de sa valeur théorique (voir tableau 3 Annexe du chapitre VI). L'exemple des courants d'étalonnage donné ci-dessous (figure VI-12) met en évidence les différences entre sondes ainsi que l'influence de la dissymétrie entre les électrodes d'une même sonde lorsque la vitesse du liquide est inversée.




(a)




(b)

Frottement pariétal, calculé à partir de la vitesse moyenne, en fonction du courant de sonde.
-a) écoulement ascendant, -b) écoulement descendant.

figure VI-12

Ces enregistrements permettent de calculer pour chaque sonde les paramètres d'étalonnage:

Les valeurs de k mesurées peuvent paraître très éloignées de leur valeur théorique (k=1.19). Cette différence dépend fortement de l'état de surface de l'électrode. Cette sensibilité à l'état de surface est nettement plus grande en sonde double qu'en sonde simple du fait de la différence des courants. Par exemple, juste après un nettoyage mécanique on peu obtenir les valeur suivantes (tableau VI-3):

| n° sonde | SD1 | SD2 | SD3 | SD5 |
|---|---|---|---|---|
| r | 2,765 | 3,051 | 2,762 | 2,890 |
| k | 1,144 | 0,838 | 0,895 | 1,423 |

écoulement ascendant.
tableau VI-3

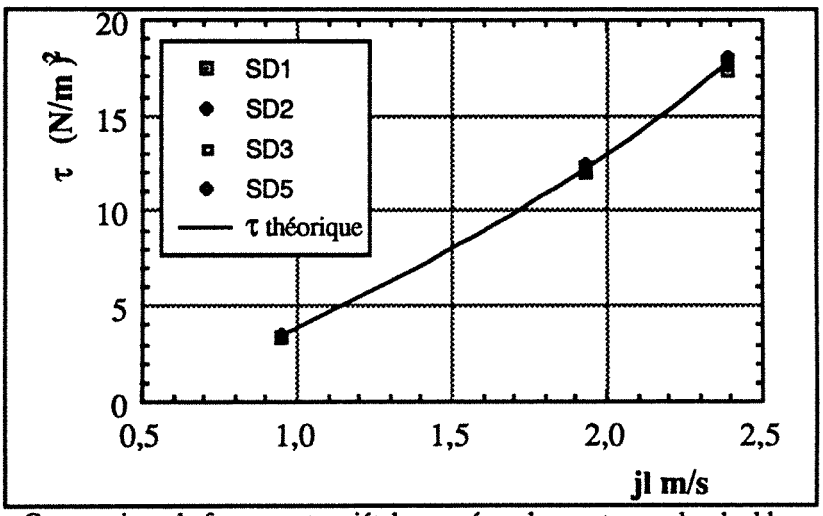
Pour obtenir les étalonnages de référence il est donc nécessaire de suivre un protocole

précis et de le reproduire à chaque série de mesures:

- la solution doit "vieillir" quelques jours après "fabrication" en contact avec les sondes,
- elle doit-être saturée en $N_2$, pour chasser tout l'$O_2$ dissout,
- à chaque reprise des mesures un nettoyage "électrique" des sondes est effectué en maintenant 20s l'anode à un potentiel de 10V.
- 15 mn après le nettoyage (en présence d'un écoulement à nombre de Reynolds d'environ 50000) une valeur du courant est relevée pour un débit de référence . Cette valeur est vérifiée à chaque reprise de l'expérimentation et périodiquement contrôlée en court d'expérimentation. Si elle s'en écarte de plus de 2-3%, la procédure de nettoyage est reprise.

## PRECISION DES MESURES

Pour une même sonde, le protocole défini ci-dessus permet de retrouver le courant de référence ($j_l$ = 1.93 m/s) à 1% près, soit sur les frottements une erreur de 3%.
Le bon équilibrage des électrodes a été vérifié en comparant les résultats donnés par les quatre sondes en écoulement ascendant et un écoulement descendant et à la valeur théoriquement déduite de la vitesse débitante (figure VI-13). L'écart entre les mesures en ascendant et en descendant n'excède pas 0.5%. Le tableau 4 dans l'Annexe du chapitre VI présente le détail des résultats.




Comparaison du frottement pariétal mesuré par les quatre sondes doubles en écoulement ascendant et descendant.

figure VI-13

## PRECISION ABSOLUE

La liste des courants de référence relevés au cours de la quinzaine de jours que dure une série de mesures (voir tableau 5 dans l'Annexe du chapitre VI), permet de confirmer que la variation

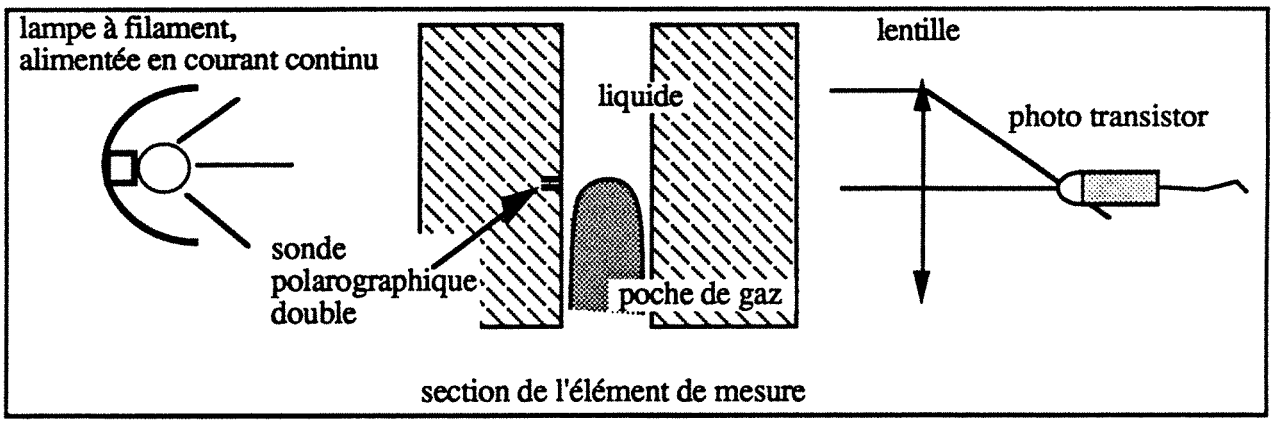
moyenne pour une même sonde est de l'ordre du 1% de la valeur moyenne. La meilleure sonde est la troisième (SD3 : moins de fluctuation et meilleure reproduction de la valeur théorique). Le signal de cette sonde SD3 sert à l'obtention des résultats présentés au chapitre II, III et IV. En ce qui concerne le calcul des valeurs moyennes positives et négatives, il faut ajouter l'erreur induite par les variations de la réponse d'une sonde à l'autre au voisinage du zéro. Ceci est surtout sensible pour la partie négative du signal dont la valeur moyenne peut être un ordre de grandeur au-dessous de celle du frottement positif.

En résumé les valeurs moyennes positives du frottement sont données à 5% près et les valeurs négatives à 15% près.

La procédure d'étalonnage présentée ci-dessus est différente de celle utilisée par Souhar [1982] qui rapporte chaque enregistrement au courant de référence obtenu en mono-phasique. En pratique, le calcul d'un frottement relatif suppose que la loi de puissance théorique (r=3) est bien respectée et que la sonde est parfaitement symétrique. Nos sondes étant implantées de façon définitive il était souhaitable de pouvoir contourner les défauts de fabrication. De plus, en écoulement à poches à la différence des écoulements à bulles, le frottement peut fluctuer entre -4 et +40 $N/m^2$, ce qui rend la référence à une seule valeur de frottement très imprécise. La méthode employée ici est rendue pratiquement possible par l'évolution des moyens informatiques. Néanmoins l'incertitude sur les valeurs moyennes négatives reste assez importante. Une amélioration déterminante de la fiabilité et de la mise en oeuvre des mesures avec sondes doubles sera obtenue dès qu'une mesure in-situ de la surface active des électrodes sera possible. Les travaux à ce sujet sont en cours.

## VI-3 DETECTION DE LA PRESENCE DES PHASES

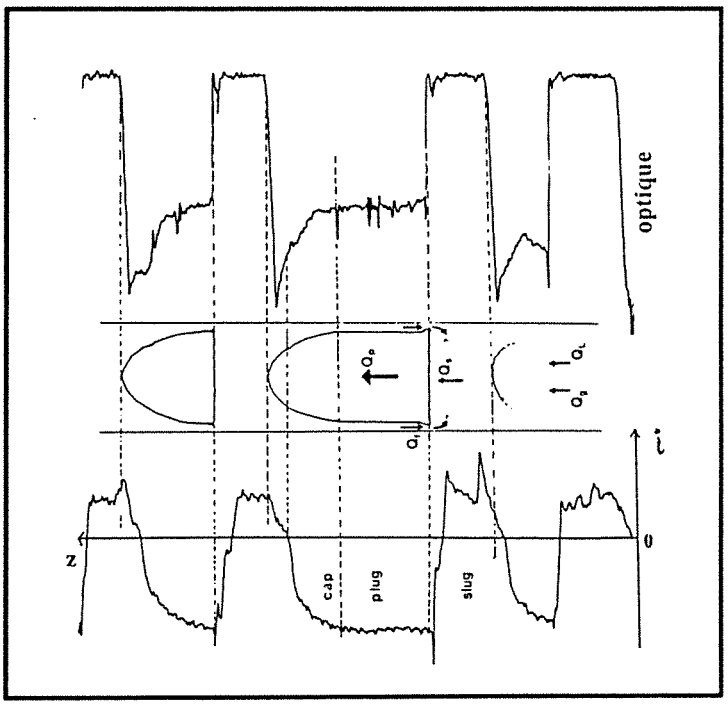
La détection de la présence de gaz ou de liquide est une mesure de base de l'expérimentation en diphasique, puisqu'elle permet d'obtenir le taux de vide local ou moyen dans une section de conduite ou dans un volume de la conduite, suivant la méthode et les moyens de traitement du signal utilisés. Les méthodes de détection de la présence de gaz se partagent en méthodes intrusives, ou non-intrusives. Les premières sont particulièrement intéressantes pour les conduites de faible diamètre (ici 12 mm ) l'écoulement étant très vite perturbé par l'introduction de porte-sondes . Nous avons donc, tout d'abord utilisé une barrière optique (méthode non intrusive) dans le simple but de détecter le début et la fin des poches de gaz, puis une détection par fibre optique pour une détection en coeur d'écoulement .




Montage optique 1.

figure VI-14

Dans un premier montage (figure VI-14), l'éclairement est dû à une lampe à filament alimentée par un courant continu et stabilisé. Ce montage est très simple et d'un coût nul. En régime à poches très pur on obtient un signal lumineux résultant de l'intégration de tous les effets optiques (absorptions et réflexions multiples), qui traduit fidèlement le profil de la poche intégrée sur la section de conduite, permettant de reconnaître le nez de poche, la zone de film établi avec ses ondes et la fin de poche. Une comparaison entre le frottement et le signal optique (figure VI-15)



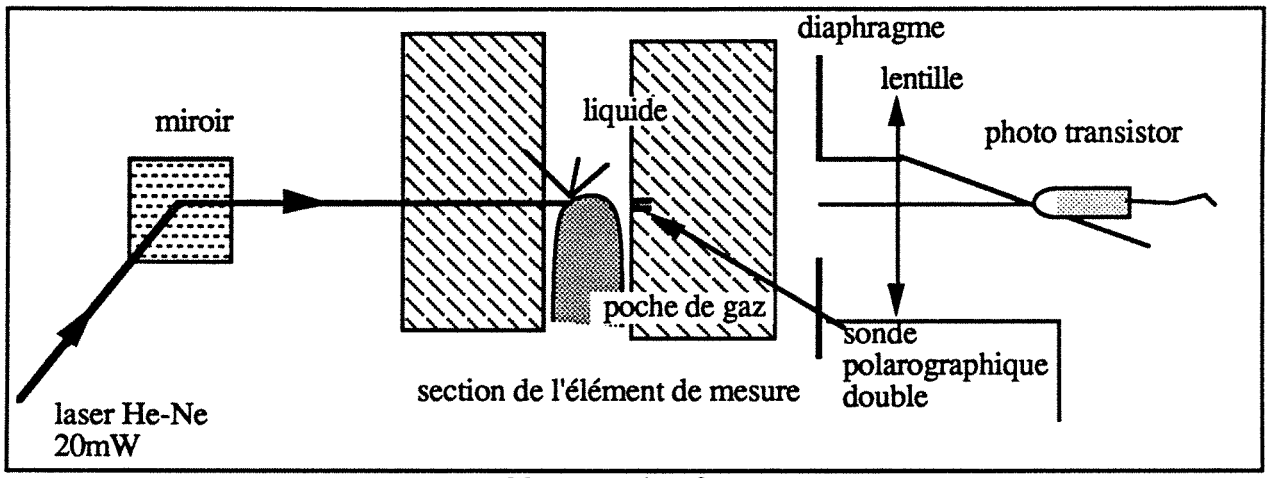

Mesures simultanées et dans une même section de conduite, du frottement pariétal et de la présence du gaz. Régime à poches ($j_l$=0.05 m/s et $j_g$ = 0.3m/s).

figure VI-15

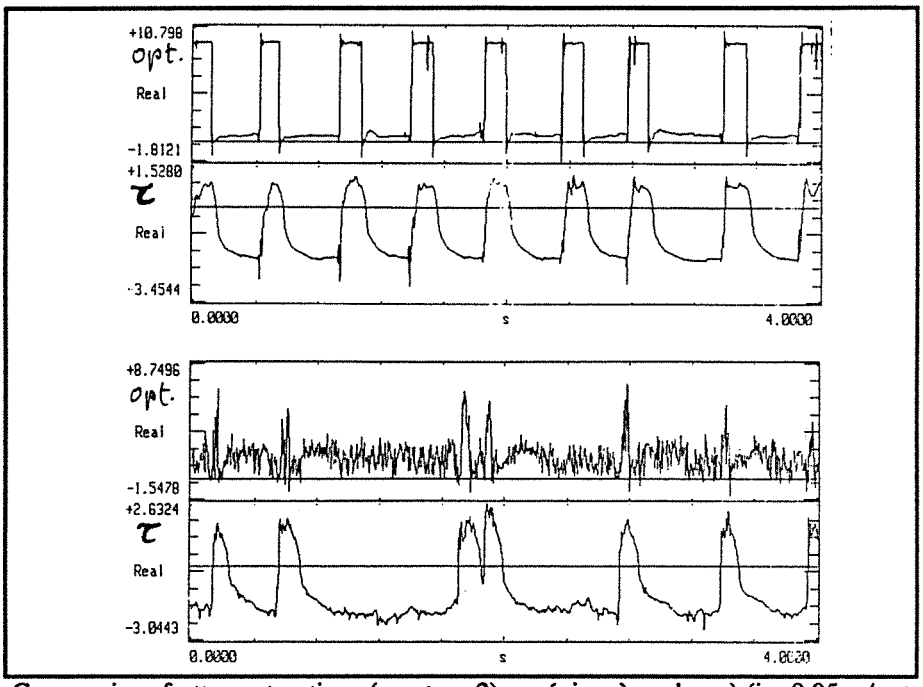
montre la très bonne synchronisation des deux mesures.

Cependant, ce montage optique ne permet pas de distinguer entre poche et bouchon de liquide, dès que ce dernier contient des bulles. De plus, le traitement du signal optique est beaucoup plus complexe que celui d'un signal carré.

Un deuxième montage a donc été utilisé, afin de permettre la mesure en écoulement proche de la transition vers le régime déstructuré (churn). Il s'agit cette fois d'une vraie barrière optique constituée par le rayon d'un petit laser, interrompu par la réflexion sur l'interface gaz-liquide (figure VI-16). La synchronisation avec le signal des sondes polarographiques est à nouveau très bonne. La limite d' usage est effectivement augmentée. Cependant la séparation poche-bouchon devient tout de même impossible peu avant la transition vers le déstructuré, les vagues présentes à la surface du film engendrant des fluctuations comparables à celles générées par les bulles dans le bouchon (figure VI-17).




Montage optique 2.
figure VI-16



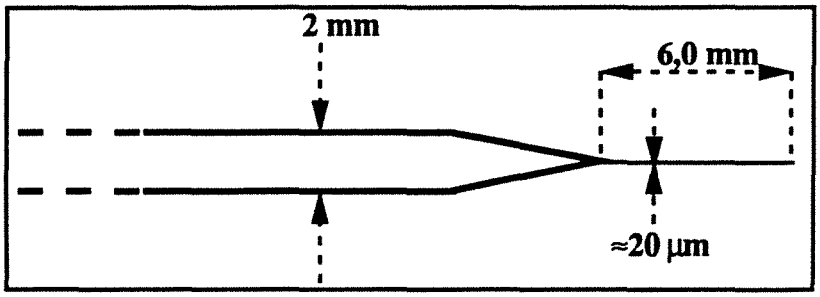

Comparaison frottement-optique (montage 2) en régime à poches a) ($j_l$ =0.05 m/s et $j_g$ = 0.2m/s) et près de la transition b) ($j_l$ =0.05 m/s et $j_g$ = 1.0 m/s).

figure VI-17

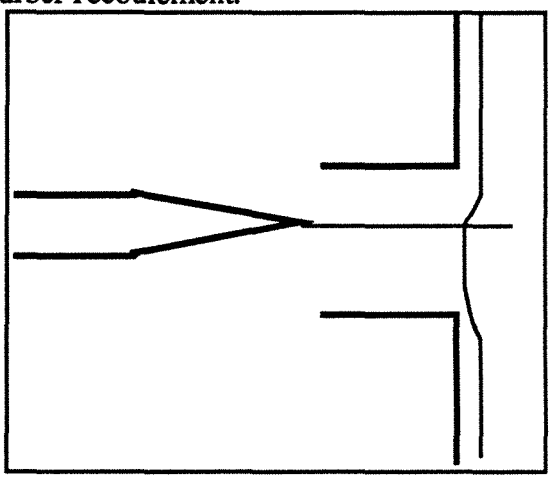
## METHODE INTRUSIVE

La sonde introduite dans la conduite est une fibre optique fabriquée par Optoflo. Cette technique permet une mesure ponctuelle du taux de vide en un point quelconque de la conduite. Le principe en est assez connu; disons seulement que la transmission de la lumière, par la pointe (≈ 2µm) de la fibre dépend de la phase présente en cette pointe. L'intensité lumineuse résultante (de façon complexe) est convertie en signal logique: présence-absence du gaz. Le temps de présence du gaz peut-être moyenné pour obtenir le taux de vide moyen au point de mesure et donc par déplacement de la sonde, les profils de taux de vide et par intégration le taux de vide dans une section. Ce signal mesuré simultanément par deux sondes optiques en deux points distants de 2,5 cm au centre de la conduite, permet d'accéder à la vitesse et à la longueur des structures gazeuses. Nous avons aussi testé l'usage d'une sonde optique double, comportant deux fibres distantes de ≈2 mm. Cette sonde présente l'avantage de permettre une mesure quasi ponctuelle de la vitesse, son usage est obligatoire pour la mesure de la célérité des petites structures, telles que les bulles de gaz. Nous intéressant aux poches de gaz dont la longueur varie de 0,02 à 2 mètres, le temps utile (temps de passage du nez de poches d'une fibre à l'autre) est, avec le temps total d'enregistrement, dans le rapport de la distance entre fibres sur la longueur de poche. Dans ces conditions, le compromis entre la fréquence d'échantillonnage et la taille de l'enregistrement , est difficilement trouvable. De plus la distance entre les deux fibres est mal connue. Le constructeur donne une distance au 100$^{ième}$ de millimètre, mais l'expérience montre que l'écart entre les fibres dépend de l'hygrométrie, sonde sèche (1,91 ± 0,01 mm : donnée du constructeur) et sonde mouillée (2,25

mm : mesurée au binoculaire) , soit une variation de 20%!




Une sonde simple est constituée d'un tube d'inox à l'extrémité effilée. La fibre de verre sort de ce tube d'une longueur qu'il faut déterminer pour chaque sonde. L'étanchéité est assurée par un joint de colle. Dans le cas d'une sonde double ce joint est vraisemblablement responsable des variations de l'espacement entre les fibres avec l'hygrométrie. Les sondes choisies ont une longueur de fibre suffisante pour qu'il soit possible d'atteindre le milieu du tube (D=12,15mm) sans que la hampe d'acier ne vienne perturber l'écoulement.



Le déplacement de la sonde est assuré par une vis sans fin, dont le pas de 1mm par tour permet un positionnement à 0,02 mm près. La principale difficulté de positionnement vient de la détermination du zéro de l'échelle, c'est à dire de la cote à laquelle la pointe de la fibre affleure la paroi du tube. Ce zéro a été déterminé en utilisant la légère dépression, qu'engendre l'orifice de sortie (3mm), sur un film liquide descendant, lisse. Cette détermination du zéro est à 0,15 mm près. Nous verrons plus loin son influence sur le calcul du taux de vide.

L'encrassement des sondes aux faibles débits de gaz et de liquide n'a pas de conséquence sur la mesure du taux de vide, à condition de ramener périodiquement la dynamique de mesure à la pleine échelle.

## VI-4 MESURE DE L'EPAISSEUR DES FILMS LIQUIDES

PRINCIPE

Pour la mesure du frottement instantané en paroi, il n'existe à notre connaissance, que deux méthodes basées soit sur le transfert de chaleur, soit sur un transfert de masse; en revanche pour mesurer l'épaisseur de film, on connaît toute une panoplie de méthodes, qui vont des micro-aiguilles de détection de la phase gazeuse [Sekoguchi 1989] à l'absorption de rayons x. Nous

employons une méthode conductimétrique basée sur la mesure de la résistance électrique du volume de liquide, compris entre l'interface et deux électrodes de platine affleurant la paroi de la conduite. Cette technique est assez simple de mise en oeuvre. Elle a été employée avec quelques variantes, par exemple par Collier [1967] ou Thwaites [1976], en écoulement annulaire. Coney [1976] en précise la théorie, par un calcul sur des électrodes rectangulaires. Yu [1987] et Yu et Cognet [à paraître] reprend au laboratoire, le calcul pour des sondes circulaires et détermine l'extension du champ et l'influence de la géométrie (diamètre $r_1$ et espacement $r_2$ entre sondes) sur la relation entre conductance et épaisseur.

La relation entre la conductance et l'épaisseur est une relation intégrale qui est très bien approchée (figure VI-21) par une fonction exponentielle:

$$\frac{G}{G_\infty} = c - c'e^{-m\delta}$$

avec $G_\infty$ la conductance quand l'épaisseur est infinie. Si l'on tient compte de la condition précédente et de: $G = 0$ quand $\delta = 0$ on a $c = c' = 1$, soit:

$$\frac{G}{G_\infty} = 1 - e^{-m\delta} \qquad \text{(VI-16)}$$

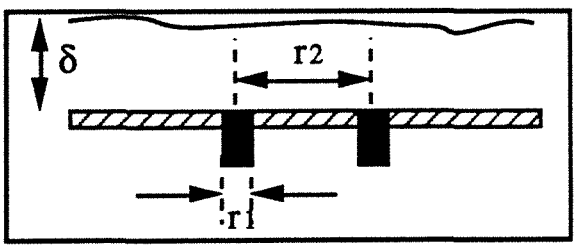
La forme exponentielle de la relation oblige à définir deux épaisseurs maximales. La plus grande au-delà de laquelle la sensibilité devient trop petite, l'autre au-delà de laquelle la relation ne peut plus être considérée comme linéaire. Pour augmenter le rapport, épaisseur mesurable sur dimension de la sonde ( et donc augmenter la résolution spatiale et temporelle), nous n'en restons pas au domaine linéaire. Donc, seule la plus grande de ces limites $\delta_{max}$ doit être déterminée .

La valeur de m et donc celle de la "vitesse" de saturation de la sonde, dépend de $r_1$ et $r_2$ $\delta_{max}$ peut-être choisi d'autant plus grand que $r_1$ et $r_2$ sont grands. Il faut cependant tenir compte du fait que l'on souhaite la meilleure résolution spatiale possible et que $r_1/r_2$ ne doit pas être trop proche de l'unité, afin d'éviter les dissymétries de répartition du potentiel en surface de chaque électrode. Nous souhaitions mesurer des épaisseurs de 0.1 à 2 mm, ce qui a conduit à choisir pour $r_1$ et $r_2$:

$$r_1 = 1\text{mm}, \qquad r_2 = 3\text{mm}.$$

Les électrodes sont situées dans le même plan de section du tube.

On constate effectivement sur les courbes d'étalonnage (figure VI-21), que ces sondes permettent pour un signal propre (bruit/signal < 2%), des mesures d'épaisseur jusqu'au moins 2mm.



Par ailleurs la polarisation des électrodes interdit l'usage d'une tension continue. Le conductimètre (conçu et réalisé par C. Grandjean de l'ENSIC, Nancy) fournit une tension alternative en créneaux qui permet un meilleur filtrage. La fréquence est choisie assez grande pour éliminer les effets capacitifs de la double couche. Lorsque l'impédance est purement résistive, la mesure est indépendante de l'écoulement du liquide. Si l'on porte la conductance en milieu infini en fonction de la fréquence, la courbe atteint, dans nos conditions de mesure, une asymptote vers 100kHz [Yu 1987]; en pratique dès **50kHz** l'écart avec la valeur asymptotique est inférieur à 1%. Cette dernière fréquence présente le gros avantage d'être encore dans la bande passante des composants électroniques courants. Notons que le fil de liaison entre la sonde et le conductimètre doit présenter la plus faible capacité possible, ce qui est obtenu en torsadant légèrement deux fils isolés (l'emploi des coaxiaux est à éviter).

L'amplitude des créneaux de tension doit rester de préférence inférieure à 1 V, pour éviter toute hydrolyse entraînant la décomposition de l'eau. La tension choisie est de **0.5 V**.

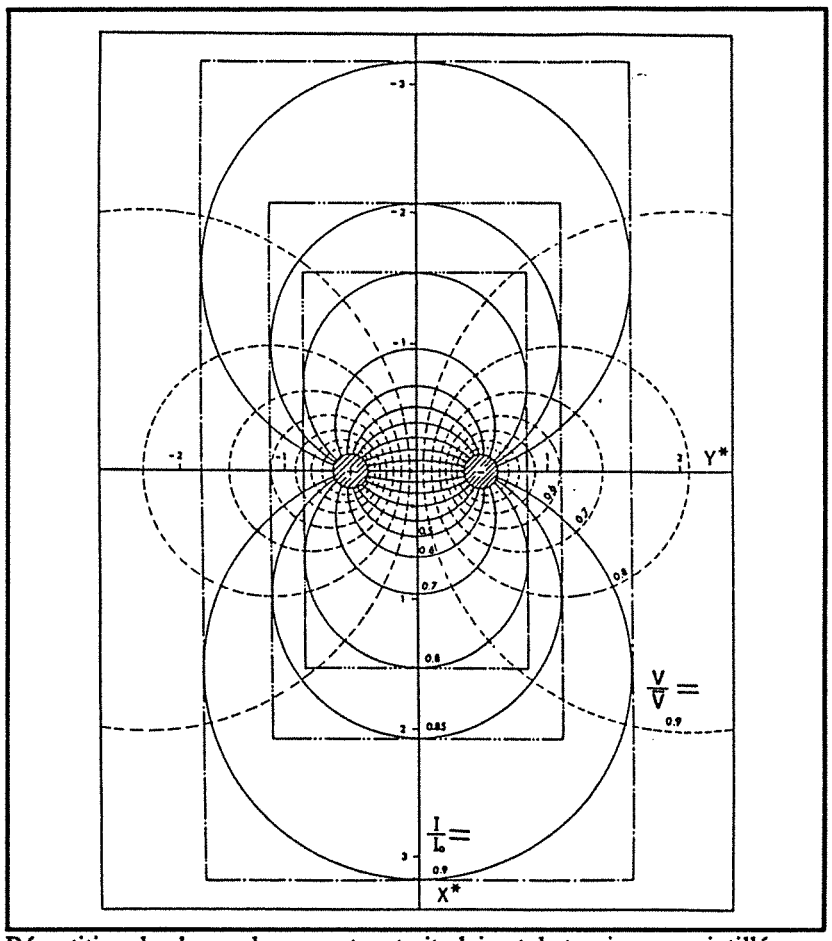
Cette série d'expériences a été menée avec pour liquide, une solution de **KCl à 1‰** en poids (le gaz: toujours $N_2$). Deux raisons ont conduit à ne pas utiliser la solution polarographique décrite au §V-2:

- éviter la corrosion de la hampe d'acier inox des sondes optiques opérant simultanément avec la mesure de $\delta$,
- abaisser la conductivité de la solution. La qualité des mesures de conductivité est en effet améliorée, par l'utilisation d'une solution assez peu conductrice. Avec les sondes décrites ci-dessus, la résistance en milieu infini est d'environ 50 k$\Omega$, alors qu'avec la solution polarographique elle ne dépasse pas 500 $\Omega$.

LIMITATIONS DE LA METHODE

La réponse fréquentielle de l'ensemble est principalement limitée par la résolution spatiale de la sonde, le conductimètre ayant une bande passante d'environ 5 kHz. L'extension de la région active est estimée [Yu et Cognet à paraître] en considérant le volume incluant 85% du courant passant par les électrodes et formé par un parallélépipède de surface $2.2r_2$ x $4.4r_2$ et d'épaisseur $\delta$ comme représenté figure VI-18.

Pour nos sondes, cela conduit à une extension circonférentielle d'environ 7mm et axiale d'environ 14mm. Ce qui n'est pas négligeable au regard de la longueur des petites poches de gaz. Cependant la détermination de l'épaisseur moyenne des films établis ne sera pas affectée, les poches atteignant alors quelques décimètres. De plus l'observation des signaux temporels montre la capacité de la méthode à mettre en évidence les ondes quasi capillaires prenant naissance au cours de l'établissement du film. On peut donc conclure que les ondes de petites longueurs d'onde (>3mm) et de haute fréquence sont convenablement détectées grâce à la forte concentration des lignes de courant dans les 2mm comptés transversalement à l'axe joignant les électrodes. Leur amplitude est cependant probablement atténuée.




Répartition du champ de courant en trait plein et de tension en pointillés

figure VI-18 (d'après [Yu et Cognet à paraître)])

L'utilisation simultanée de deux sondes s'est révélée impossible du fait d'influences mutuelles. De même la conductimétrie et la polarographie n'ont pu être mises en oeuvre simultanément, le potentiel alternatif de la première méthode perturbant notablement le transfert des ions vers les électrodes polarographiques.

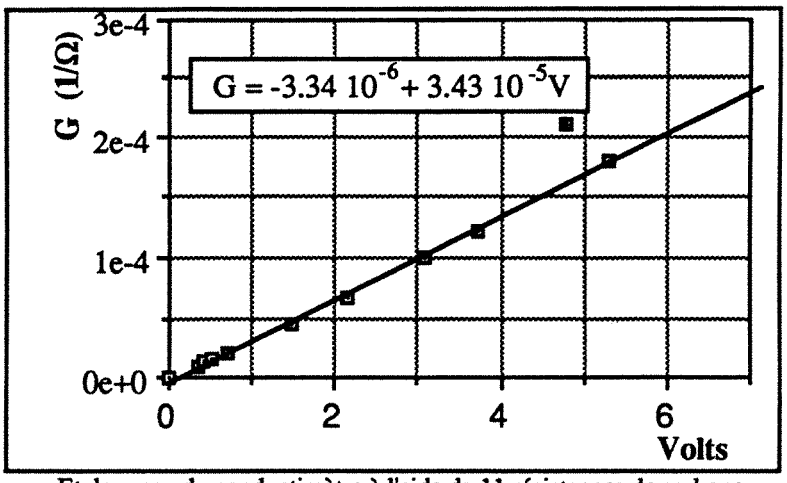
Toutes ces limitations sont dues à la trop grande expansion du champ. La conception de sondes, où les électrodes actives sont encadrées par une garde mise au potentiel de la solution, devrait permettre réduire ces difficultés. Ceci est confirmé par les travaux d'autres équipes qui enregistrent simultanément épaisseur et frottement pariétal [Mao et Dukler 1989] ou Lemonier au CENG à Grenoble qui a pu ainsi améliorer sensiblement la réponse fréquentielle.

ETALONNAGE

Le conductimètre est conçu pour avoir une réponse (en Volt) linéaire en fonction de G, pour V inférieur à 5V. A la fréquence utilisée, on ne peut supprimer totalement la composante continue résiduelle, lors du filtrage de la porteuse carrée. On a donc:

$$G = a\,V + b \qquad \text{(VI-17)}$$

Cette linéarité a bien été vérifiée à l'aide de 11 résistances de carbone ne présentant ni self, ni capacité (figure VI-19).




Etalonnage du conductimètre à l'aide de 11 résistances de carbone.
figure VI-19

D'après les relations (VI-16) et (VI-17) la tension V du conductimètre rapportée à sa valeur $V_\infty$ pour $\delta$ tendant vers l'infini (en pratique la saturation apparaît dès que h est un peu supérieur à b et donc a fortiori pour $\delta$=D) est donnée par:

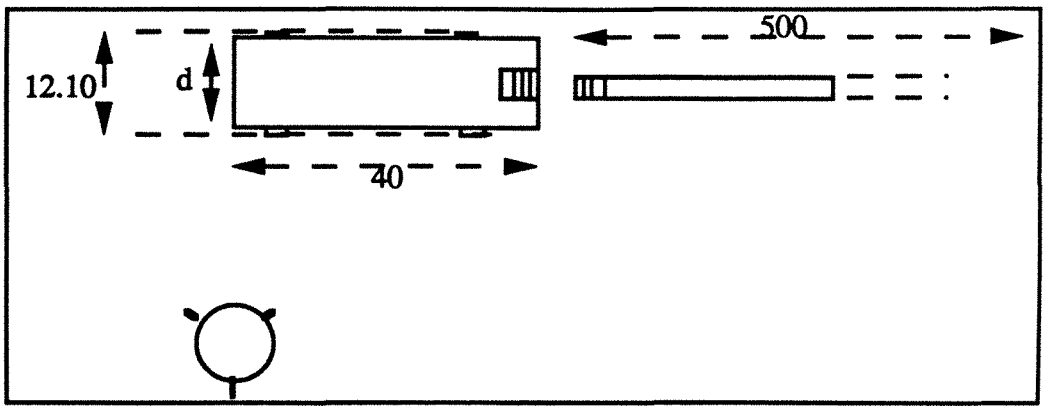
$$\frac{V}{V_\infty} = 1 - \left(1 + \frac{b}{aV_\infty}\right) e^{-m\delta} \qquad \text{(VI-18)}$$

ce qui pour une solution donnée à température constante s'écrit:

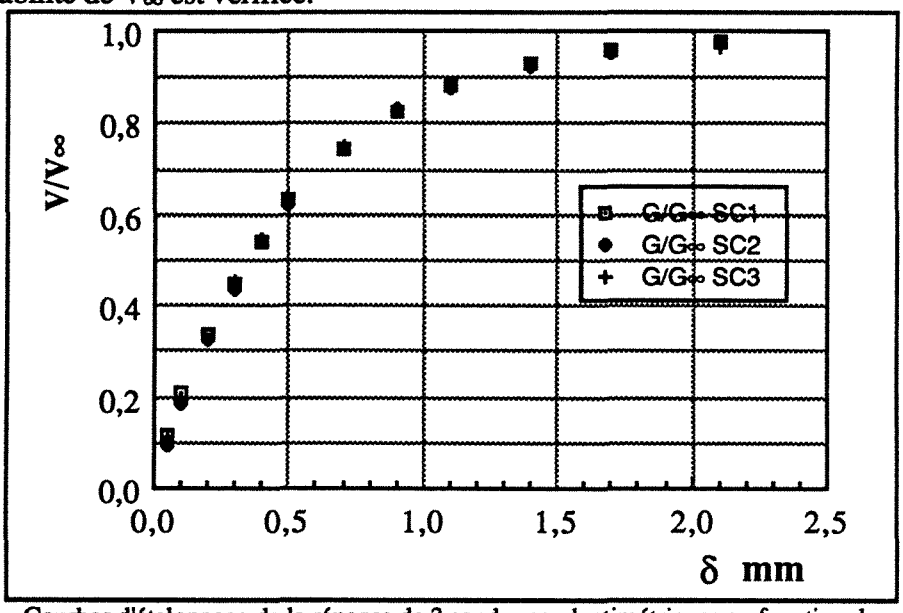
$$\frac{V}{V_\infty} = 1 - k' e^{-m\delta} \qquad \text{avec k' une constante.} \qquad \text{(VI-19)}$$

Les coefficients k' et m sont obtenus par régression logarithmique sur le graphe de $\frac{V}{V_\infty} = f(\delta)$.

Pour ce faire, douze petits cylindres isolants de diamètre décroissant ont été usinés, sur la base du diamètre de réfèrence 12.10mm (§V-1). Chaque cylindre prend appui sur la conduite, en trois points à chacune de ses extrémités. Le jeu et l'excentricité n'excèdent pas 0.02mm.




Le plus grand diamètre est de 12mm,le plus petit de 7.9mm, permettant d'obtenir douze épaisseurs réparties de 0.05mm à 2.1mm (tableau 6 de l'Annexe du chapitre VI). Avant l'introduction de chaque cylindre, le $V_\infty$ est relevé, puis $V(\delta)$ en quatre positions (~ tous les 90°). A la sortie du cylindre, la stabilité de $V_\infty$ est vérifiée.

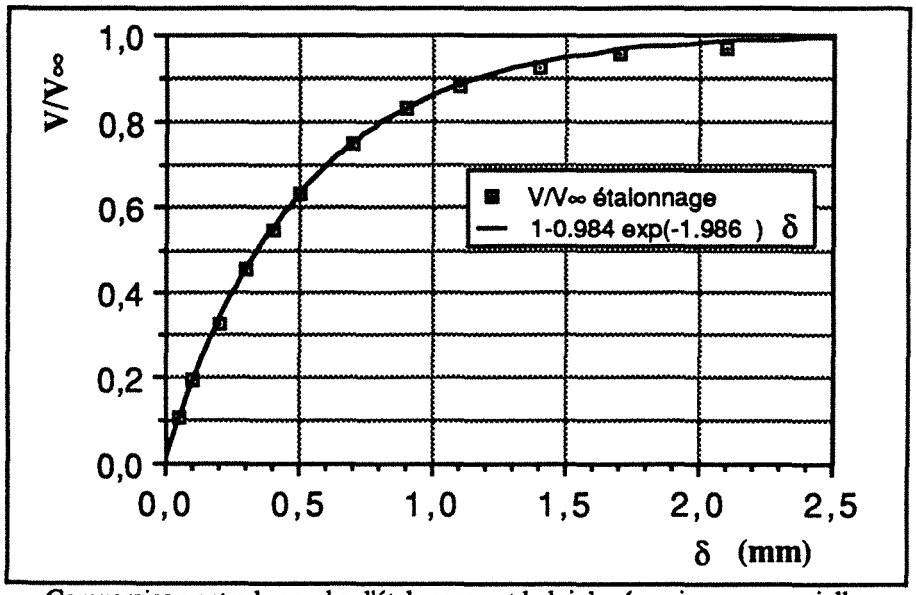



Courbes d'étalonnage de la réponse de 3 sondes conductimétriques en fonction de l'épaisseur du film.

figure VI-20

D'un cylindre à l'autre $V_\infty$ augmente, car pour les étalonnages l'ensemble ne pouvait être thermostaté, ce qui n'a aucune importance, le $V_\infty$ incluant les variations de conductivité dûes aux variations de la température de la pièce. Les valeurs obtenues aux quatre angles $\beta$ sont ensuite moyennées. Les variations d'épaisseur dûes à l'excentricité sont de 10% pour $\delta$=0.05mm (ce qui est très satisfaisant à cette faible épaisseur) et décroissent à 1.3% en $\delta$=0.4mm; cette dernière épaisseur correspond au film établi. L'ensemble des résultats est donné tableau 6 de l'Annexe du chapitre VI, pour la seule sonde N°3 utilisée pour les mesures. Les $\frac{V}{V_\infty}$ moyennées sur $\beta$ sont représentées en fonction de $\delta$ figure VI-20, pour 3 sondes. La reproductibilité d'une sonde à l'autre est excellente. Pour la sonde N°3, les points expérimentaux avec la courbe de régression

figure VI-21. Sur un tableur comme Exel, il est possible d'utiliser le graphisme interactif pour optimiser visuellement l'ajustement des paramètres k' et m, à partir des valeurs données par la régression logarithmique. On gagne ainsi sensiblement en précision, par rapport aux moindres carrés, en privilégiant l'ajustement pour les épaisseurs entre 0 et 1 mm.




Comparaison entre la courbe d'étalonnage et la loi de régresion exponentielle.

figure VI-21

Les coefficients ainsi obtenus sont:

$$\mathbf{k' = 0.984} \quad \text{et} \quad \mathbf{m = 1.986}$$

## VI-5 ACQUISITION ET TRAITEMENT DU SIGNAL

Au cours des cinqs dernières années, les possibilités offertes par l'informatique pour le traitement du signal se sont considérablement accrues et diversifiées. Nous avons été amenés à suivre cette évolution, moyennant un investissement en temps assez considérable pour premièrement évaluer et ensuite maîtriser les solutions finalement adoptées. Voici quelques mots sur cet itinéraire et ses motivations scientifiques et techniques.

Nos premiers traitements ont été réalisés avec une machine déjà ancienne, mais remarquable de conception: le plurimat S Inter-Techniques. L'extrême optimisation des traitements classiques par blocs (FFT, auto- et inter-corrélation, ...) permet de bonnes performances, malgré des moyens techniques réduits (64k de mémoires à tores et processeur lent). Citons ses limites car elles restent déterminantes pour le choix des nouveaux matériels:

- très mauvaise connection avec les autres machines: ce qui empêche l'utilisation des outils graphiques et numériques présents sur le marché et l'exploitation des mesures sur de plus grosses machines, par exemple pour le calcul de la dimension d'attracteurs.
- langage de programmation très primitif et très lent d'exécution dès que les fonctions, pré-programmées par blocs, ne sont plus utilisées. Or les signaux diphasiques nécessitent (notamment pour les moyennes cellulaires) un traitement point par point de ce fait pratiquement impossible avec cette machine.
- stokage des données limité en taille, de gestion difficile et très vulnérable.

Ces lacunes, combinées au refus de la société d'assurer plus longtemps la maintenance de ce système, nous ont conduits à la recherche de nouvelles possibilités pour l'acquisition et le traitement du signal.

Les années 87-89 nous semblent marquées par l'errance des concepteurs et fabriquants entre deux options difficilement conciliables:

-un système fermé quant au matériel et aux fonctions proposées mais assez simple d'emploi et de coût pas trop excessif.
- un système d'acquisition et un logiciel de traitement développés sur du matériel standard tel que PC ou station de travail sous UNIX dont la complexité et le coût couvrent une large gamme.

Bon nombre de propositions du marché résultent d'un compromis pas toujours très réussi, comme par exemple la réduction du noyau UNIX à sa plus simple expression lui faisant perdre ainsi toute compatibilité.

Les critères ayant conduit notre choix sont les suivants:

Dans un laboratoire de mécanique des fluides le traitement du signal ne peut plus se réduire aux traitements du signal classique, mais ces derniers doivent cependant rester d'exécution simple (sans programmation), car ils sont fondamentaux. Les progrès réalisés sur la gestion de l'UNIX en temps réel permettent d'utiliser les stations de travail avec ce système d'exploitation pour le

pilotage des cartes d'acquisition. Nous avons donc choisi une station HP9360 et les modules HP35652A de chez Hewlett Packard, associés à un logiciel de traitement du signal (conçu par LMS) qui assure aussi le contrôle du périphérique d'acquisition et la visualisation des signaux en temps "presque réel". De plus les données sont classées dans une base de données qui rassemble outre chaque enregistrement, tous les paramètres d'acquisition et de pré-traitements analogiques (gain, translation du signal), la nature du capteur et les unités physiques de la grandeur mesurée. Malgré sa complexité, et donc une mise en route laborieuse, ce système donne vraiment satisfaction. En résumé il permet :

- une grande dynamique de mesure (13dB) grâce à une excellente réjection des parasites en mode commun,
- une utilisation "standard" simple permettant un démarrage rapide des étudiants,
- la possibilité d'insérer dans le logiciel des modules de traitement écrits par l'utilisateur, en C ou Fortran,
- une bonne visualisation des signaux,
- la conservation de toutes les qualités de l'UNIX
    - communication avec d'autres machines,
    - outils graphiques et numériques,
    - mémoires de masse très performantes et en pleine évolution,
    - fonctionnement en multi-tâches et multi-postes (sauf durant l'acquisition)

Cet outil est complété par la solution moins chère (et en pleine évolution) qu'apportent les cartes d'acquisition sur PC, les fichiers ainsi obtenus pouvant être transférés dans la base de données pour traitements plus complets.

# CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Cette étude des propriétés et des conditions d'existence du régime à poches, en conduite verticale, a pour fondement la constitution d'une base de donnée complète, à partir de la mesure de deux variables importantes de la dynamique, le frottement pariétal et l'épaisseur des films liquides, enregistrées simultanément avec la présence de la phase gazeuse. Le cadre de l'expérience a été limité à un seul couple de fluides (eau/azote) et une seule conduite de petit diamètre (Ø 12mm), donc aux petits nombres de Bond ($B_0 = 21$). Le taux de gaz dans le bouchon est alors réduit, sauf aux grands débits, ce qui simplifie l'étude des autres mécanismes en jeu. Ces conditions sont éloignées de celles habituellement rencontrées dans l'industrie pétrolière, pour lesquelles le taux de gaz dans le bouchon est élevé, mais permettent une bonne analyse des autres variables. Les mesures ont été menées avec un maillage serré de variation des flux d'entrée et étendues à de grandes vitesses de gaz, afin de suivre la déstructuration progressive de l'écoulement après la transition du régime à poches et de faire apparaître les phénomènes physiques propres à chaque structure de l'écoulement. Cette démarche est en accord avec les orientations prises dans les années 80 par la "communauté diphasique", sous l'influence des développements théoriques du modèle cellulaire. Enfin la transition du régime à poches au régime déstructuré a fait l'objet d'une attention particulière.

Les principaux résultats acquis au cours de cette étude concernent les deux faces associées à une description stationnaire (ou permanente) de l'écoulement à poches : la caractérisation des propriétés moyennes et statistiques de la cellule représentative et la détermination du domaine d'existence de ce régime.

Les propriétés cellulaires.

Le film : La relation entre le débit de liquide dans le film et l'épaisseur de ce film constitue la loi de fermeture principale du système d'équations du modèle cellulaire. Elle est donc étudiée en début de ce travail, ce qui conduit aux deux résultats suivants : - en conduite de diamètre inférieur à 2 cm, le rayon de courbure du film ne peut être négligé car l'erreur commise sur le débit affecte sensiblement la solution du système d'équations du modèle cellulaire ; - l'écriture de la loi en coordonnées cylindriques et l'introduction du couplage entre le frottement interfacial et l'écoulement de gaz turbulent ne modifient pas les conclusions de l'étude des solutions multiples effectuée en géométrie plane, malgré l'accroissement du caractère non linéaire de la relation. Dans le contexte de l'écoulement à poches, l'existence d'une solution triple, au-dessous d'un couple critique de débit et d'épaisseur, ne peut donc être envisagée qu'en tant que solution de transition par destruction du film descendant (changement de signe du débit de film). En conséquence, les "états" caractéristiques du film, mis en évidence par nos mesures et celles de Sekoguchi et al., doivent être interprétés en termes d'une étude de stabilité de film. Faute d'information sur la valeur du frottement interfacial aux grands débits de gaz, le modèle de transition, basé sur la solution

triple de la relation débit-épaisseur, n'a pu être testé.

La résolution du modèle cellulaire, avec l'hypothèse simplificatrice d'absence de glissement entre la poche et le gaz qu'elle contient, a permis de montrer que l'épaisseur de film croît avec le flux total d'entrée, mais dans une très faible plage bornée supérieurement par une fonction simple du coefficient $C_1$ qui ne dépend que du profil de vitesse en amont de la poche. La borne inférieure ne peut être obtenue que numériquement. Dans nos conditions l'écart entre les deux bornes est de 0.1mm. Les mesures directes d'épaisseur et la confrontation entre le modèle cellulaire et les mesures des propriétés moyennes de la cellule confirment bien ce résultat (à 10% près).

L'existence d'un film établi sans interaction avec le gaz, hypothèse quasiment toujours faite pour le modèle cellulaire, est limitée à une partie seulement du régime à poche, comme le montre l'analyse statistique du frottement et de l'épaisseur de film. Dans ce domaine la relation de Nusselt (en cylindrique) est valable malgré les fortes perturbations de l'interface.

La persistance de structures gazeuses capables d'engendrer un écoulement retour en paroi, au sein du régime déstructuré et jusqu'au régime annulaire, a été clairement mise en évidence par l'analyse statistique et la structure de l'attracteur du signal de frottement.

Variables cellulaires : La mesure directe de la vitesse des fronts de poches confirme une dispersion très faible autour de la vitesse moyenne (confondue avec le mode principal), hypothèse essentielle à la notion de cellule moyenne représentative de l'écoulement et donc du modèle cellulaire. Ce modèle permet d'exprimer implicitement toutes les variables en fonction de la fréquence de passage des cellules et des flux d'entrée ce qui est bien confirmé par l'expérience. Ces trois variables (fréquence et vitesse moyenne des deux phases) peuvent être réduites en considérant les forces de flottabilité comme prédominantes. Les mesures de fréquence se regroupent alors presque parfaitement autour d'une loi en puissance des vitesses débitantes.

Pour finir, mentionnons que nos mesures montrent qu'un écoulement à poches peut exister et même transiter vers le régime déstructuré, avec des longueurs de bouchons très inférieures à la longueur de 16-20D généralement admise [Fernandes et al. 1983] : nous obtenons 5D comme valeur moyenne en conduite de petit diamètre.

La transition du régime à poches au régime déstructuré.

L'existence d'un attracteur de dimension inférieure à 3, pour le régime à poches et pour le régime déstructuré, distingue très nettement la dynamique de ces deux régimes de celle propre au régime annulaire, pour lequel la dimension trop élevée n'a pu être mesurée. Cette réduction à un petit nombre de degrés de liberté est induite par l'alternance du système entre deux états nettement séparés (par rapport aux fluctuations de chacun des états) : le film et le "bouchon diphasique". Cette alternance est donc une des propriétés essentielles de la dynamique du régime à poches, mais aussi du régime déstructuré. La dimension de l'attracteur est donc une mesure du taux d'alternance dans l'écoulement. Par contre elle ne constitue pas un critère de la transition du régime à poches au régime déstructuré.

La moyenne de la contribution négative du frottement pariétal révèle, avec précision, les modifications de la structure des poches de gaz apparaissant quand la vitesse débitante du gaz augmente. Elle constitue un critère de transition physiquement pertinent et en relation directe avec les variables du modèle cellulaire. L'analyse détaillée des contributions négatives et positives du frottement pariétal permet de tracer le scénario de la désorganisation progressive du régime à poches, jusqu'au régime annulaire. Ce scénario est double : - aux faibles vitesses de liquide, la structure de la poche est la première affectée par l'augmentation de la vitesse débitante du gaz ; l'organisation de la structure du bouchon n'est modifiée qu'en fin du régime déstructuré, au voisinage du régime annulaire ; - aux fortes vitesses de liquide le bouchon et le film subissent une déstabilisation concomitante. Il en résulte une distinction possible entre deux types de régime déstructuré, voisine de celle proposée par Sekoguchi et al. [1987].

Nous avons montré, que la plupart des modèles de transition ont une solution à flux total j constant, qui n'est pas compatible avec la frontière de transition obtenue expérimentalement. Pour respecter la morphologie de la limite de transition, il est nécessaire d'accroître d'une unité le nombre de degrés de liberté des modèles de transition. Le modèle basé sur l'hypothèse de flooding du film présente des caractéristiques compatibles avec l'expérience, à condition d'y inclure l'influence de la longueur de film.

L'analyse de la base de données n'est pas achevée. La description de la cellule représentative doit être complétée par la présentation de la moyenne cellulaire du frottement et de l'épaisseur de film , c'est à dire en fonction de la distance au nez de poche. Ceci permettra la cartographie du taux de saturation traduisant l'équilibre entre les différentes forces agissant sur le film, étape indispensable pour généraliser le modèle cellulaire au domaine de fonctionnement où le film n'est pas établi. Si la vitesse des poches est parfaitement décrite par sa valeur moyenne, il n'en est pas de même pour la longueur de la cellule dont le mode le plus probable n'est pas confondu avec la valeur moyenne et qui présente une très large dispersion. Le caractère non périodique du passage des cellules doit donc être étudié et conduire à une modélisation, non plus permanente, mais dynamique, de l'écoulement.

La notion de transition entre deux régimes signifi que les lois établies pour décrir le premier ne peuvent rendre compte des propriétés du second.

# REFERENCES

## REFERENCES

**Akagawa K., Hamaguchi H. Sakaguchi T., 1970**, "Studies on the Fluctuation of Pressure Drops in two-phase slug flow". *Trans. Japan Soc. Mech. Engng.* , 36(289), pp1535-1542.

**Atten P., Caputo J.G., Malraison B., Gagne Y., 1984**, "Détermination de Dimension d'Attracteurs pour Différents Ecoulements". *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée* , n° spécial 133.

**Barnea D., Luninski Y., Taitel Y., 1983**, "Flow Pattern in Horizontal And Vertical Two-Phase Flow in Small Diameter Pipes". *Canadian Journal Of Chemical Engineering*, Octobre, Vol. 61, pp617-620.

**Barnea D., Taitel Y., 1986**, "Flow Pattern Transition in Two-Phase Gas-Liquid Flows. *Encycl. of Fluid Mechanics-Gulf Publishing,NP.Cheremisinoff,Ed.* , Vol. 3, Chap. 16, pp403-474.

**Barnea D., 1990**, "Effect of Bubble Shape on Pressure Drop Calculations in Vertical Slug Flow". *Int. J. Multiphase Flow*, Juin, Vol. 16, N°1 79-89.

**Barrdahl R., 1986**, "On the Stability of Falling Films - Periodic, Finite-Amplitude Waves". *AIChE J.*, Mai, Vol. 32, N° pp.789-797.

**Bendiksen H.K. 1984**, "An Experimental Investigation of the Motion of Long Bubbles in Inclined Tubes". *Int. J. Multiphase Flow*, , Vol. 10, N°4, pp467-483.

**Bendiksen H.K. 1985**, "On the Motion of Long Bubbles in Vertical Tubes". *Int. J. Multiphase Flow*, , Vol. 11, N°6, pp797-812.

**Bergé P., Pomeau Y., Vidal Ch., 1984**, "L'Ordre dans le Chaos". *Hermann Editeurs des Sciences et des Arts* Novembre, .

**Bergles A.E., Collier J.G., Delhaye J.M., Hewitt G.F. , Mayinger F., 1981**, "Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries". *Edition Hémisphere Publishing Corporation* , .

**Biage M., Delhaye J.M., Vernier P.H., 1989**, "The Flooding Transition : a Detailed Experimental Investigation of the Liquid Film Flow Before the Flooding Point". *National Heat Transfer Conference, ANS Proceedings* , ANS 53-60.

**Biage M., Delhaye J.M., Nakach R., 1989**, "The Flooding Transition : an Experimental Appraisal of the Chaotic Aspect of Liquid Film Flow Before the Flooding Point". *AIChE Symposium Series 269 (26th Nat. H. T. Conf. Philadelphia)*, August 6-9, Vol. 85, 274-279, Yilmaz S.B..

**Biesheuvel A., Van Wijngaarden L. 1984**, "Two-phase Flow Equations for a Dilute Dispersion of Gas Bubbles in Liquid". *J. Fluid Mech.*, , Vol. 148 pp301-318.

**Bouré J.A., 1988**, "An Alternative Strategy for the Developement of Averaged Two-Phase Flow Models". *Seminar on Theo. Aspects of Multiphase Flow Phenomena* Octobre, Ithaca.

**Bouré J.A., 1988**, "Properties of Kinematic Waves in Two-Phase Pipe Flows Consequences on The Modeling Strategy". *Eur. Two-Phase Flow Group Meeting* Mai, Brussel.

**Campergue D., Cognet G., 1972**, "Etude du Frottement d'un Film Mince sur un Plan Incliné par la Méthode Polarographique". *C. R. Acad. Sc. Paris,t. 275* Septembre, Série A, 619.

**Campergue D., Cognet G., 1974**, "Fluctuations du Frottement Pariétal d'un Ruissellement Plan en Régime

d'Onde". *C.R. Acad. Sc. Paris, t. 278,* Juin, Série A, pp1531-1534.

**Campergue D., Cognet G., 1977,** "Etude du Ruissellement sur Plan Incliné par Vélocimétrie Polarographique". *Extrait de la Houille Blanche* , n°4, pp.329-334.

**Celata G.P., Cumo M., Farello G.E., Setaro T., 1990,** "The Influence of Geometry on Flooding : Channel Length and diameter". *Int. Heat Transfer Conférence, Jérusalem,* Août, Actes 18-TPF-9, pp53-58.

**Chung K.S., Liu C.P., Tien C.L., 1980,** "Flooding in Two-Phase Counter-Current Flows - II. Experimental Investigation". *PhysicoChemical Hydrodynamics,* , Vol.1, pp 209-220.

**Cognet G., Lebouché M., Souhar M., 1978,** "Utilisation des Techniques Electrochimiques pour la Mesure du Frottement Pariétal dans les Ecoulements Diphasiques". *Extrait de la Houille Blanche* Mai , n°5, pp 319-322.

**Cognet G., 1980,** "Electrochemical Techniques for Studies of Fluid Dynamics and Transfer Phenomena,some Examples". *Lecture Nagoya University J.S.M.E.* Juillet, pp. 1-12.

**Collins R., De Moraes F.F., Davidson J.F., Harrison D. 1978,** The Motion of a Large Gas Bubble Rising Through Liquid Flowing in a Tube". *J. Fluid Mech.*, Juin, Vol. 89, Part 3 497-514.

**Cometto F., Line A., Masbernat L., Mire A., Soualmia A., 1990,** "Analyse Physique et Modelisation des Ecoulements Gaz-Liquide à Phases Séparées en Conduite Rectiligne ou Courbe". *Rapport Interne Interface 16 IMFT* Juin, pp 1-12.

**Coney M.W.G., 1973,** "The Theory and Application of Conductance Probes for the measurement of the film thickness in two-phase Flow". *J. Dci. Instrum.,* , Vol. 6, pp903-910.

**Coutris N., Delhaye J.M., Nakach R., 1988,** "Two-Phase Flow Modelling : The Closure Issue for a Two-Layer Flow". *Int. Journal Of Multiphase Flow"* Octobre , pp.1-14.

**Crawford T.J., Weinberger C.B., Weisman J., 1986,** "Two-Phase FLow Patterns and Void Fractions in Downward Flow. Part II : Void Fractions and Transient Flow Patterns". *Int. J. Multiphase FLow,* Mai , Vol. 12 N°2, pp219-236.

**Davies R.M., Sir Geoffray Taylor, 1949,** "The Mechanics of Large Bubbles Rising Through Extended Liquids and Through Liquids in Tubes". *Vol. 200 A* Septembre, pp.375-390.

**Delhaye J.M. 1981,** "Les Ecoulements Diphasiques Gaz-Liquide en Conduite". *Revue Entropie* , N° 99, pp 3-25.

**Dukler A. E., Hubbard M.G., 1975,** "A Model for Gas-Liquid Slug Flow in Horizontal and Near Horizontal Tubes". *Ind. Eng. Chem. Fundamentals,* , 14, 4, 337-347.

**Dukler A.E., Smith L., Chopra A., 1984,** "Flooding and Upward Film Flow in Tubes -I" Experimental Studies. *Int. J. Multiphase FLow,* Octobre, Vol. 10, N°5 585-597.

**Dukler A.E., Maron M.D., Brauner N., 1985,** "A Physical Model for Predicting the Minimum Stable Slug Length". *Chemical Engineering Science,* Aout , Vol. 40, N° 8 1379-1385.

**Dumitrescu D.T., 1943,** "Strömung an einer Luftblase im Senkrechten Rohr". *ZAMM* Juin, Bd. 23,N°3,pp139-149.

**Fabre J., Ferschneider G.,Masbernat L., 1983,** "Intermittent Gas-Liquid Flow Modelisation in Horizontal or Weakly Inclined Pipes". *Int. Conf. on the Physical Modelling of Multi-Phase Flow* April, Coventry U.K..

**Fabre J., Liné A., 1992,** "Modelling of Two-Phase Slug Flow". *Annu. Rev. Fluid Mech. 24 (à paraître)* .

**Fernandes R.C., Semiat R., Dukler A.E., 1983,** "Hydrodynamic Model for Gas-Liquid SLug FLow in

Vertical Tubes". *AIChE J.* Novembre, Vol. 29, N°6,pp981-989.

**Fitremann J.-M., 1975,** "Méthode de Calcul des Ecoulements Diphasiques Pétroliers dans les Conduites". *Revue de l'Institut Français du Pétrole* Mars-Avril, Vol.XXX, n°2-75012pp303-331.

**Fitremann J.M. 1977,** "Ecoulements Diphasiques:Théorie et Application à l'Etude de Quelques Régimes d'Ecoulements Verticaux Ascendants d'un Mélange Gaz-Liquide". *Thèse d'état* Octobre, .

**Fraser A. M., Swinnney H.L., 1986,** "Independent Coordinates for Strange Attractors from Mutual Information. *Physical Review A* February, Vol.33,n°2,pp.1134-1140.

**Fréchou D., 1986,** "Etude de l'Ecoulement Ascendant à Trois Fluides en Conduite Verticale". *Thèse INPT* .

**Fréchou D., 1986,** "Etude Expérimentale de l'Ecoulement Gaz-Liquide Ascendant à Deux et Trois Fluides en Conduite Verticale". *Institut Français du Pétrole,* Jan.Février, Vol. 41, N°1.

**Grace J.R. Clift R. 1979,** "Dependence of Slug Rise Velocity on Tube Reynolds Number in Vertical Gas-Liquid Flow". *Chemical Engineering Science,* Mars, Vol. 34, 1348-1350.

**Griffith P., Wallis G. B., 1961,** "Two-Phase Slug FLow". *Journal Of Heat Transfer,* Aout, Trans. of the ASME, pp307-320.

**Indarto I. 1991,** "Transition Contre-Courant Co-Courant d'un Ecoulement de Gaz et d'un Film Liquide en Conduite Verticale". *Thèse INPL* Nancy, Juin.

**Inoue K., Sekoguchi K., 1986,** "Void Signal Analysis by a Modified Ar-Model". *Preprints of 18th JAACE Tokyo* Octobre, pp 273-276.

**Ishii M., 1975,** "Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow". *Eyrolles.*

**Jones O.C.,Jr, Zuber N., 1975,** "The Interrelation Between Void Fraction Fluctuations and Flow Patterns in Two-Phase Flow". *Int. J. Multiphase Flow* , Vol. 2, pp.273-306.

**Koeck C. 1980,** "Etude du Frottement dans un Ecoulement Diphasique Vertical Ascendant". *Thèse de Docteur-Ingénieur,* , Univ. Paris VI.

**Lebouché M., Cognet G., 1967,** "La polarographie, Moyen d'Etude du Mouvement des Liquides". *Chime Industrie-Génie Chimique,* Juin, Vol.97, N°12, pp2002-2009.

**Lebouché M., 1968,** "Contribution à l'Etude des Mouvements Turbulents des Liquides par la Méthode Polarographique". *Thèse de Doctorat d'Etat, INPL* , Univ. de Nancy.

**Levich V. G., 1962,** "Physicochemical Hydrodynamics". *Prentice-Hall* , .

**Lin P.Y., Hanratty T.J., 1987,** "Detection of Slug Flow from Pressure Measurements". *Int. J. Multiphase Flow,* Juin, Vol. 13, N°1 13-21.

**Liné A. 1983,** "Ecoulements Diphasiques : Théorie et Application à l'Etude de quelques Régimes d'Ecoulements Verticaux Ascendants d'un Mélange Gaz-Liquide". *Thèse de Doctorat d'Etat INPT.*

**Liné A., Masbernat L., 1985,** "Ecoulements Intermittents de Gaz et de Liquide en Conduite Verticale". *Rev. Institut Français du Pétrole,* Mai-Juin, Vol.40, N°3, pp323-338.

**Mao Z.S., Dukler A.E., 1985,** "Rise Velocity of a Taylor Bubble in a Train Of Such Bubbles in a Flowing Liquid". *Chemical Engineering Science,* Janvier, Vol. 40, N°11,pp 2158-2160.

**Mao Z.S., Dukler A.E., 1989,** "The Motion of Taylor Bubbles in Vertical Tubes II. Experimental Data and Simulations for Laminar and Turbulent Flow " *Expérimental Physicse* .

**Marié J.L., Lance M.,** 1983, "Turbulence Measurements in Two-Phase Bubbly Flows Using Laser Doppler Anemometry". *IUTAM Symposium: Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows. Editors J.M. Delhaye and G. Cognet* Juillet, Springer-Verlag,pp 141-148.

**Maron M.D., Dukler A.E.,** 1984, "Flooding and Upward Film Flow in Vertical Tubes - II : Speculations on Film Flow Mechanisms". *Int. J. Multiphase FLow*, Octobre, Vol. 10, N°5,pp 599-621.

**Maron M.D., Brauner N.,** 1985, "A Physical Model for Predicting the Minimum Stable Slug Length". *Chemical Engineering Science*, Aout, Vol. 11, N°8 1879-1985.

**Martin C.J., Walklate P.J.,** 1983, "The Measurement of Liquid Phase Velocity Profiles in Vertical Two-Phase FLows". , .

**Matsui G.,** 1984, "Identification of FLow Regimes in Vertical Gas-Liquid Two-Phase FLow Using Differential Pressure Fluctuations". *Int. J. Multiphase FLow*, Mars, Vol. 10, N° 6,pp 711-720.

**Max J.,** 1985, "Méthodes et Techniques de Traitement du Signal et Applications aux Mesures Physiques-Tome1:Principes généraux et Méthodes Classiques" . *Ed. Masson* ,.

**McQuillan K.W., Whalley P.B.,** 1985, "FLow Patterns in Vertical Two-Phase Flow". *Int.J. Multiphase Flow*, , Vol. 11, N°2,pp 161-175.

**Merigoux J., Vincent J.** 1968, "Sur le Calcul du Débit Théorique d'une Tuyère Sonique dans le Cas d'un Gaz Réel". *C.R.A.S.* , Paris 267, Série A, pp368-370.

**Mishima K., Ishii M.,** 1984, "Flow Regime Transition Criteria for Upward Two-Phase FLow in Vertical Tubes". *Int. J. Heat Mass Transfer*, Aout, Vol. 27, N° 5,pp.723-737.

**Mitchell J.E., Hanratty T. J.,** 1966, "A Study of Turbulence at a Wall Using an Electrochemical Wall Shear-Stress Meter. *J.F.M. 26* , pp 200-221.

**Nakaya C.,** 1989, "Waves on a Viscous Fluid Film down a Vertical Wall". *Phys. Fluids A*, Juillet, Vol.1, N°7, pp1143-1155.

**Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Burdukov A.P., Odnoral V.P.,** 1981, "Local Characteristics of Upward Gas-Liquid FLows". *Int. J. Multiphase FLow*, Juillet, Vol. 7,pp 63-81.

**Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Kozmenko B.K.,** 1986, "Experimental Study of Gas-Liquid Slug Flow in a Small-Diameter Vertical Pipe". *Int. J. Multiphase FLow*, Aout, Vol. 12, N°3,pp 337-355.

**Nakoryakov V.E., Kashinsky O.N., Petukhov A.V., Goryelik R.S.,** , "Study of Local Hydrodynamic Characteristics of Upward Slug Flow". *Experiments in Fluids* , M348, pp1-13.

**Nickens H.V., Yannitell D.W.,** 1987, "The Effects of Surface Tension and Viscosity on the Rise Velocity of a Large Gas Bubble in a Closed Vertical Liquid-Filled Tube. *Int. J. Multiphase Flow*, , Vol. 13, N°1,pp 57-69.

**Nicklin D.J., Wilkes J.O., Davidson J.F.,** 1962, "Two-Phase FLow in Vertical Tubes". *Trans. Instn. Chem. Engrs*, , Vol. 40, .

**Orell A., Rembrand R.,** 1986, "A Model for Gas-Liquid Slug Flow in a Vertical Tube". *Ind. Eng. Chem. Fundam 25*, , 196-206.

**Schuster H., G.,** 1984, "Deterministic Chaos". *Physik-Verlag* , .

**Sekoguchi K., Takeishi M., Hironaga K., Nishiura T., 1983,** "Velocity Measurements with Electrical Double-Sensing Devices in Two-Phase FLow". *IUTAM Symposium: Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase*

*Flows. Editors J.M. Delhaye and G. Cognet* Juillet, Springer-Verlag, 455-477.

**Sekoguchi K., Takeishi M., Kano H., Hironaga K., Nishiura T., 1984**, "Measurements of Velocity and Void Fraction in Gas-Liquid Two-Phase Flow with an Optical Fiber". *Second Int. Symp. on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics*, 2-4 Juillet, Lisbon, pp 1-5.

**Sekoguchi K., Inoue K., Imasaka T., 1987**, "Void Signal Analysis And Gas-Liquid Two-Phase Flow Regime Determination by a Statistical Pattern Recognition Method". *JSME Int. J.*, , Vol. 30, N° 266, pp1266-1273.

**Sekoguchi K., Takeishi M., Nishiura T., Kano H., Nomura T.**, , "Multiple Optical Fiber Probe Technique for Measuring Profiles of Gas-Liquid Interface and its Velocity". , pp 97-102.

**Sekoguchi K., Takeishi M., Cognet G., Ishimatsu T., Yahiro K.**, , "Patterns of Liquid Lump Behaviors in Upward Gas-Liquid Two-Phase Flow". , n°86-1423A.

**Sekoguchi K., Morikawa K., Takahashi K., Takeishi M., Fukano T., 1983**, "An Investigation into the Flow Characteristics in Froth Flow and the Transition Region Between Froth and Annular Flow". *Bulletin of the JSME* Septembre, Vol. 26, N° 219-13, pp1542-1548.

**Sekoguchi K., Ueno T., Esaki S., Tanaka O., Furukawa T., Nakasatomi M., 1983**, "An Investigation of the Flow Characteristics in the Disturbance Wave Region of Annular Flow". *JSME*, Octobre, Vol. 26, N°220-5, pp1719-1726.

**Sekoguki K., Takeishi M., Yahiro K., Takahashi K., 1986**, "Statistical Evaluation of Liquid Phase Distributions in Gas-Liquid Two-Phase Flow (Froth and Huge Wave Flow Regimes)". *Bulletin JSME* Juin, Vol.29,n°252, pp1733-1739.

**Sekoguki K., Takeishi M., 1989**, "Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes". *Int. J.Multiphase Flow*, , Vol. 15, N° 3, pp 295-305.

**Solesio J.N., Flamand J.C.**, , "Mesure des Epaisseurs de Films Liquides par Absorption de Rayons X et Conductivité Electrique". *Rapport Int. CEA-CENG Serv. Transfert Thermique* , .

**Souhar M., Cognet G., 1978**, "Electrochemical Method for Dynamic Measurements in Two-Phase Flow". *Proceed. of the Dynamic Flow Conf., Marseille* , pp 605-613.

**Souhar M., 1979**, "Etude du frottement pariétal dans les écoulements diphasiques en conduite verticale, cas des régimes à bulles et à poches". *thèse de Doct. Ing., Nancy* , .

**Souhar M., 1982**, "Contribution à l'Etude Dynamique des Ecoulements Diphasiques Gaz-Liquide en Conduite Verticale: Cas des Régime à Bulles et à Poches.. *thèse de doctorat d'état INPL* Novembre, .

**Souhar M., Cognet G., 1983**, "Wall Shear Measurements by Electrochemical Probes in Two-Phase Flow-Bubble and Slug Regimes". *IUTAM Symposium: Measuring Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows. Editors J.M. Delhaye and G. Cognet* Juillet, Springer-Verlag, 724-744.

**Taitel Y., Barnea D., Dukler A.E., 1980**, "Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes". *AIChE J.*, Mai, Vol. 26, N°3, pp345-354.

**Taitel Y., 1990**, "Flow Pattern Transition in Two Phase Flow". *10th IHTC,Jérusalem*, Août, Actes KN-14, pp237-254.

**Taitel Y., Barnea D, 1990**, "Two-Phase Slug Flow". *Advances in Heat Transfer. Eds.: Hartnett J.P. & T.F. Irvine* , Vol. 20,pp83-131.

**Takeishi M., Sekoguchi K., Shimizu H., Nakasatomi M.,** , "Velocity of Liquid Lumps in Vertical Upward Gas-Liquid Two-Phase FLow". , .

**Takens F., 1981,** "Detecting Strange Attractors in Turbulence". *Symp.Dynamical Systems and Turbulence,Rand D.A. et Young LS.,Eds,Lecture, Notes in Mathématics,Springer-Verlag* , Vol.898,pp.366-381.

**Thwaites G.R., et al., 1976,** "Liquid Film Properties in Two-Phase Annular Flow". *Chemical Engineering Science,* , Vol. 31, pp481-486.

**Tondeur D., 1987,** "Unifying Concepts in Non-Linear Unsteady Processes - Part I: Solitary Travelling Waves". *Chem.Eng. Process,* , 167-178.

**Tutu N. K., 1982,** "Pressure Fluctuations and Flow Pattern Recognition in Vertical Two Phase Gas-Liquid Flows". *Int. J. Multiphase FLow,* February, Vol. 8, N°4-1 pp. 443-447.

**Vakilotojjar M., Javdani K., 1980,** "Bubble Frequency in Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes". *Chemical Engineering Science,* Mars , Vol.35, 2356-2358.

**Van Wijngaarden L., 1983,** "Waves in Gas-Liquid Flows". *Seminar Wiscontin: Theory of Dispersed Multiphase Flow* , pp251-269.

**Vince M.A., Lahey R.T., 1982,** "On the Development of an Objective Flow Regime Indicator". *Int. J. Multiphase FLow,* Juin, Vol.8, N°2 93-124.

**Vincent J., 1968,** "Sur la Détermination Expérimentale du Coefficient de Débit des Tuyères Soniques". *C.R.A.S.* , Paris t. 267, Série A, pp337-340.

**Wallis G. B. 1969,** "One-Dimensional Two-Phase Flow". *McGraw-Hill Book Company* , .

**Wallis G.B., 1961,** "Flooding Velocities for Air and Water in Vertical Tubes". *Rapport AEEW R-123* December, .

**White E.T., Beardmore R.H., 1962,** "The Velocity of Rise of Single Cylindrical Air Bubbles Through Liquids Contained in Vertical Tubes". *Chemical Engineering Science,* , Vol.17, 351-361.

**Ying A., Weisman J., 1989,** "The Relationship Between Interfacial Shear and Flow Patterns in Vertical FLow". *Int. J. Multiphase FLow,* , Vol. 15, N°1 23-34.

**Yu Q., Cognet G.,** , "Théorie et Application des Electrodes Conductimétriques Circulaires pour Déterminer l'Epaisseur de Films Liquides". *à paraître* , pp 3-fig. 2.

**Yu Q.G., Cognet G.,** , "Conductive Probes for the Measurement of Liquid Film Thickness". *Experiments in Fluids, à paraître* , .

**Zabaras G.J., Dukler A.E., Maron D.M. 1986,** "Vertical Upward Cocurrent Gas-Liquid Annular Flow". *AIChE J.*, Mai, Vol.32, N°5, pp829-843.

**Zabaras G.J., Dukler A.E., 1988,** "Countercurrent Gas-Liquid Annular Flow, Including the Flooding State". *AIChE J.* Mars, Vol.34, N°3, pp389-396.

**Zaidi A.J., Sims G.E.,** , "The Effect of a Surfactant on Flow Patterns, Pressure Drop and Heat Transfer in Two-Phase Two-Component Vertical Flow". , pp 2283-2286.

**Zuber N., Findlay J.A., 1965,** "Average Volumetric Concentration in Two-Phase FLow Systems". *Journal of Heat Transfer, Trans. of the ASME* Novembre, .

# ANNEXES

# ANNEXE du Chapitre II

Figure 1 a-h : frottement pariétal en fonction de la cote z (m) $z=v_pt$ et origine arbitraire: représentation de quelques cellules en fonction des vitesses débitantes $j_l$ = 0.05, 0.3, 0.5, 0.7 m/s et $j_g$ =0.12, 0.32, 0.52, 1.02 m/s.

Figure 2 a-c : Signaux temporels d'épaisseur de film pour l'ensemble du régime à poches: jl=0, 0.05, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0 m/s et jg=0.12, 0.32, 0.52, 0.72, 1.02, 1.52, 2.02 m/s.

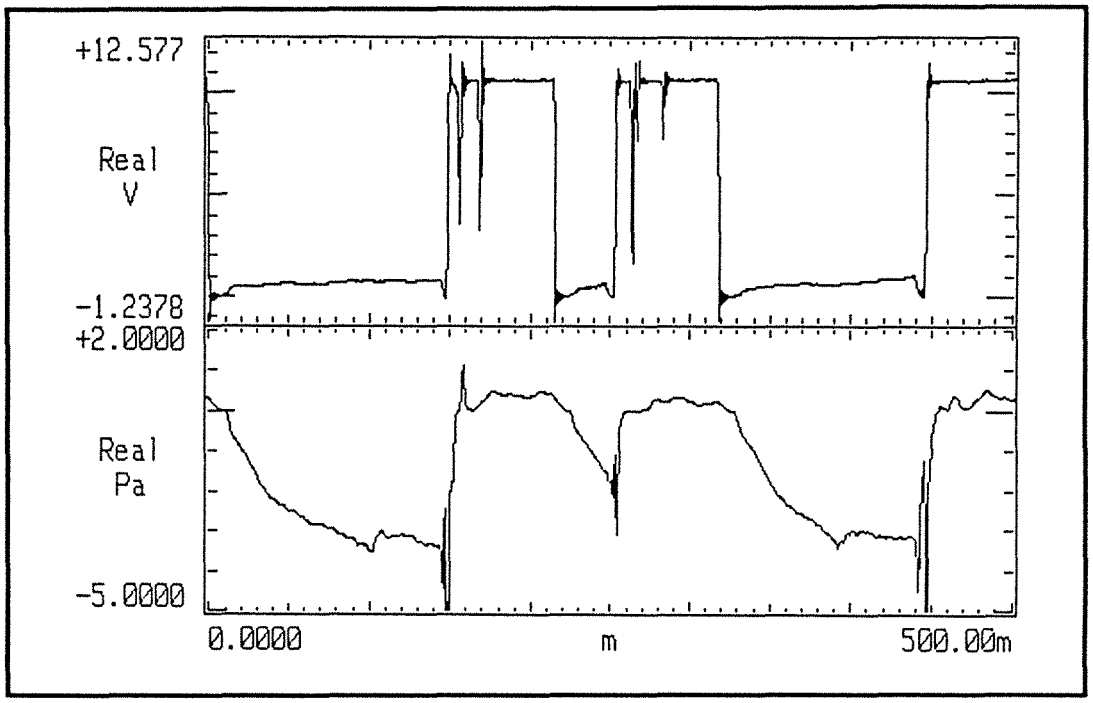
Figure 3 a-e : Signaux temporels de frottement pariétal pour l'ensemble du régime à poches: jl=0, 0.05, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5m/s et jg=0.12, 0.32, 0.52, 0.72, 1.02, 1.52 m/s.

---

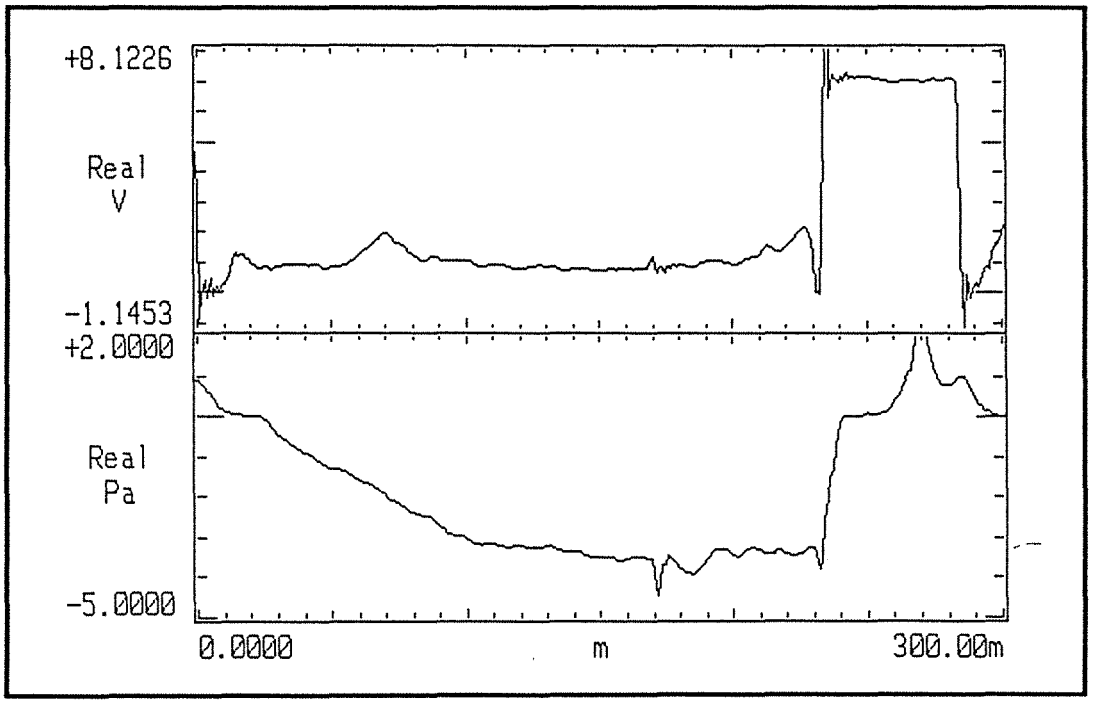
Figure 4 et tableaux 1 et 2 : points de mesure et conditions d'échantillonnage pour la mesure des proprétés statistiques des grandeurs cellulaires.

---

Figure 5 : longueurs de bouchons : mesure par autocorrélation.



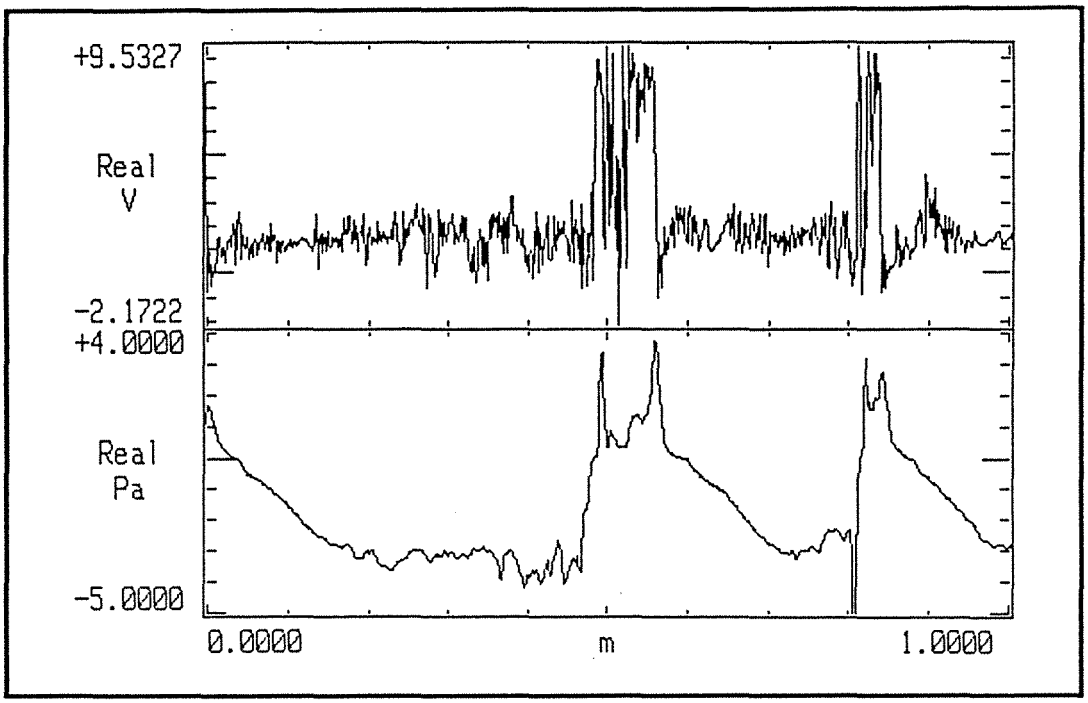

$j_g$= 0.12 m/s



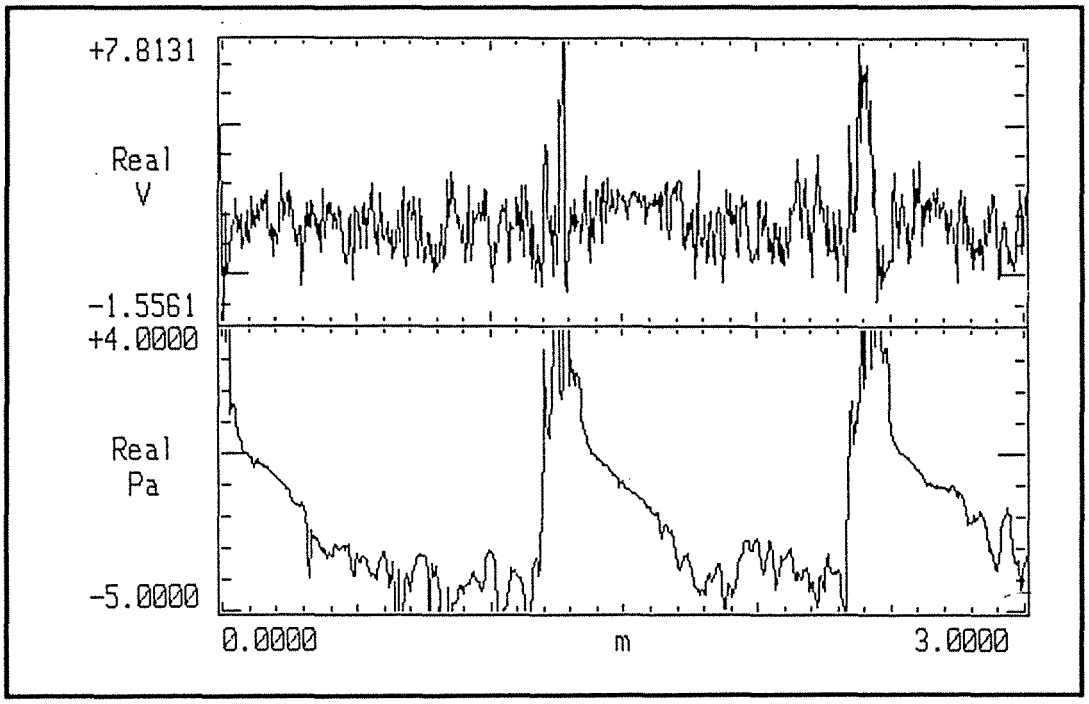

$j_g$= 0.32 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : jl = 0,05

figure 1 a



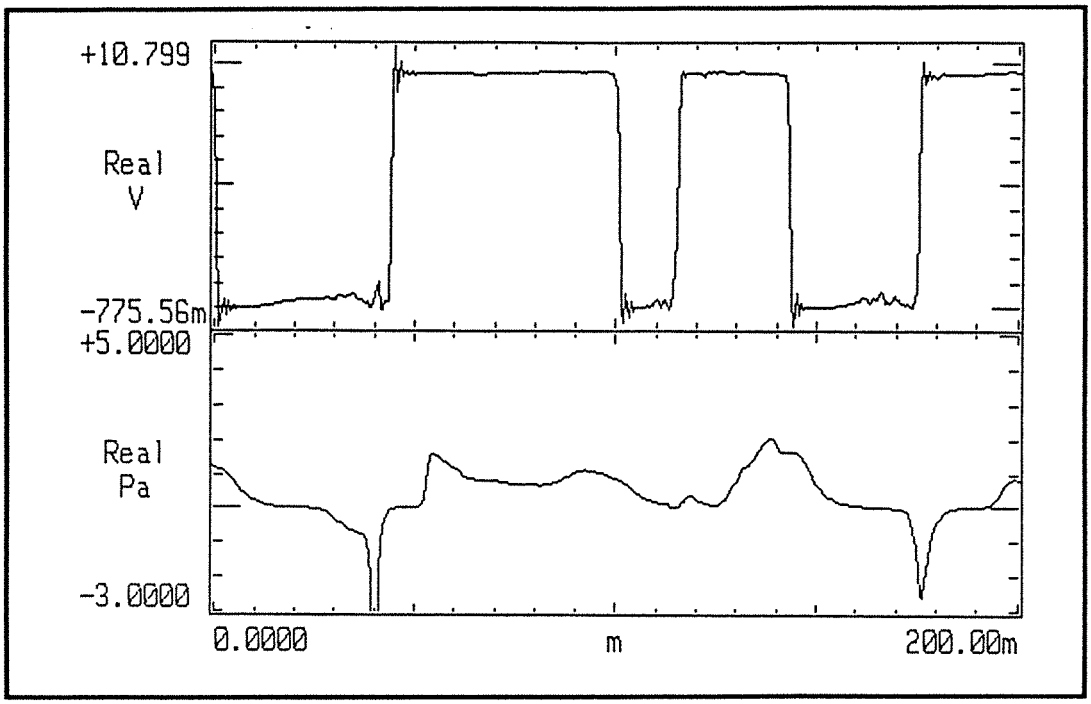

$j_g$= 0.52 m/s



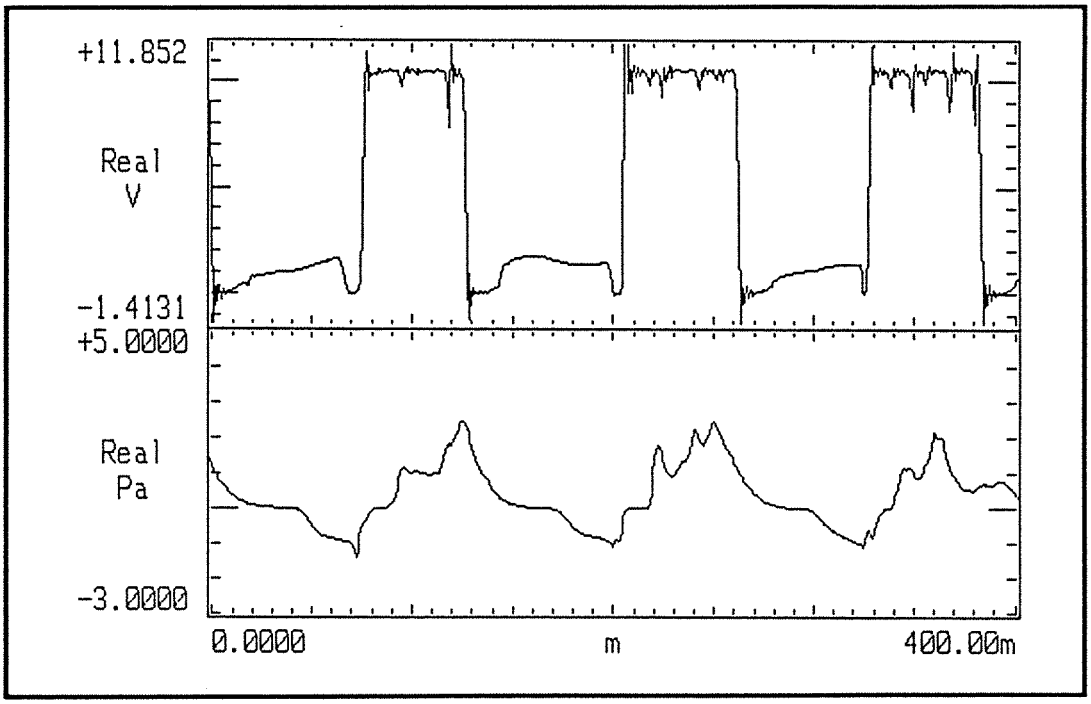

$j_g$= 1.02 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : jl =0,05

figure 1 b



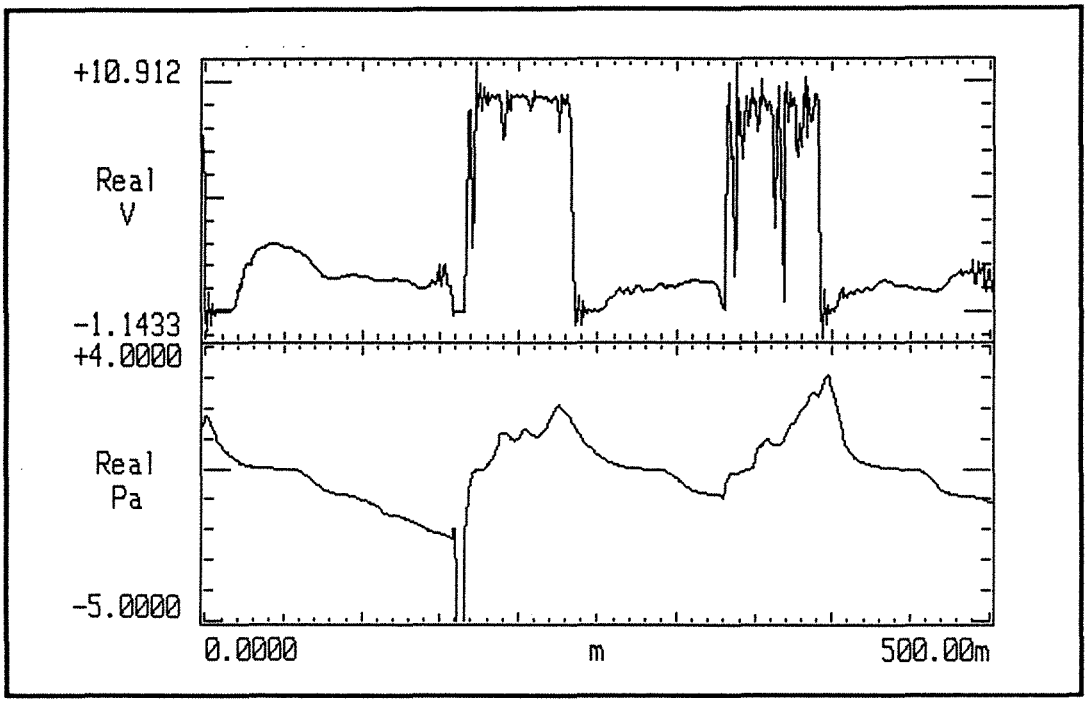

$j_g$= 0.12 m/s



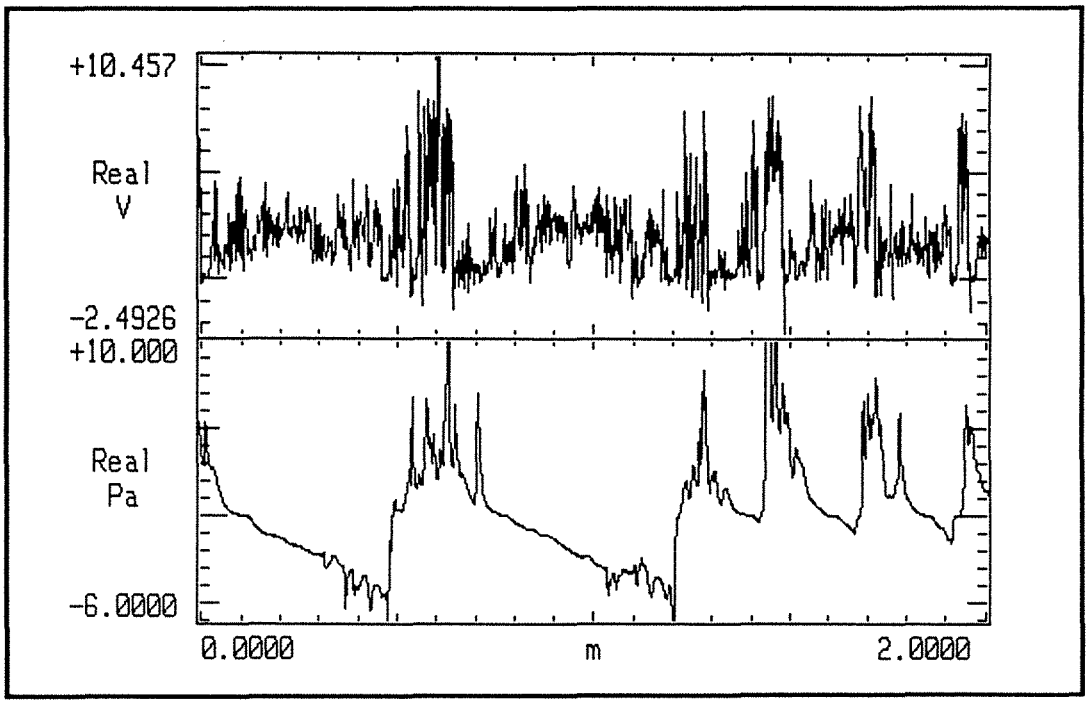

$j_g$= 0.32 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : jl = 0.3 m/s

figure 1 c



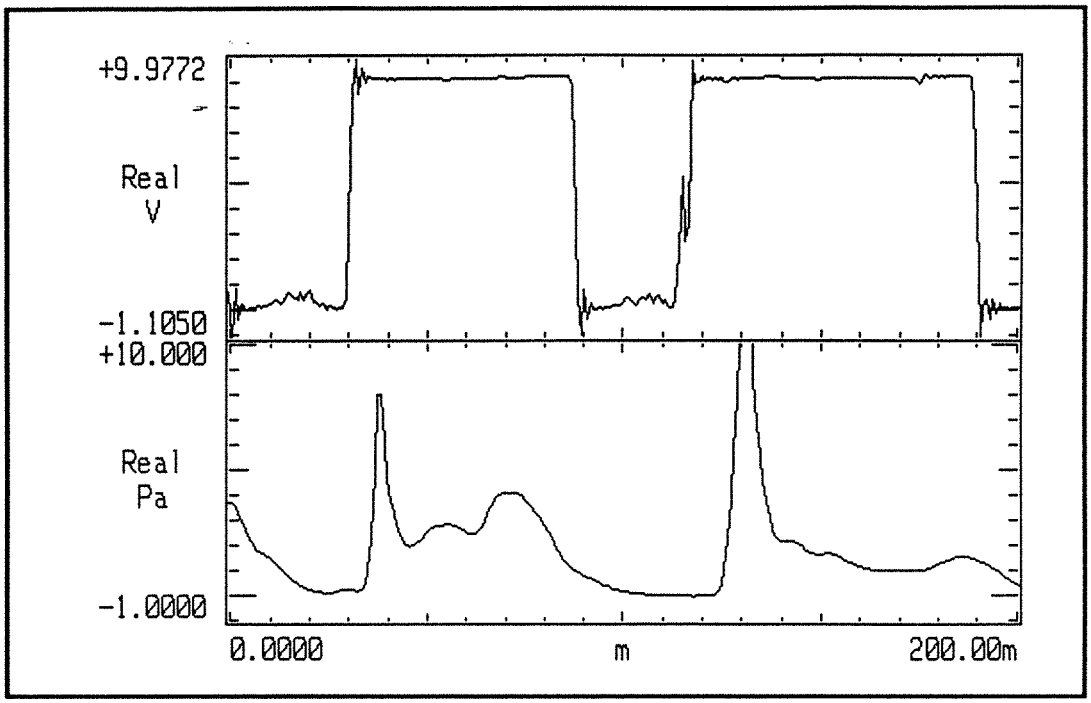

$j_g$= 0.52 m/s



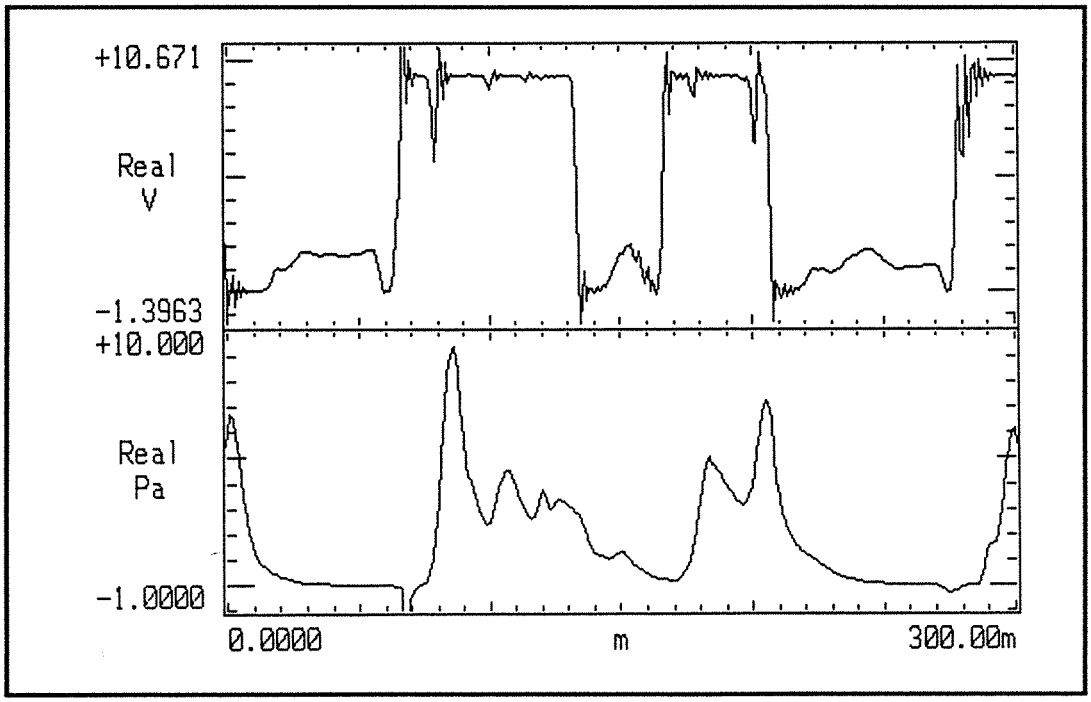

$j_g$= 1.02 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : jl = 0.3 m/s

figure 1 d



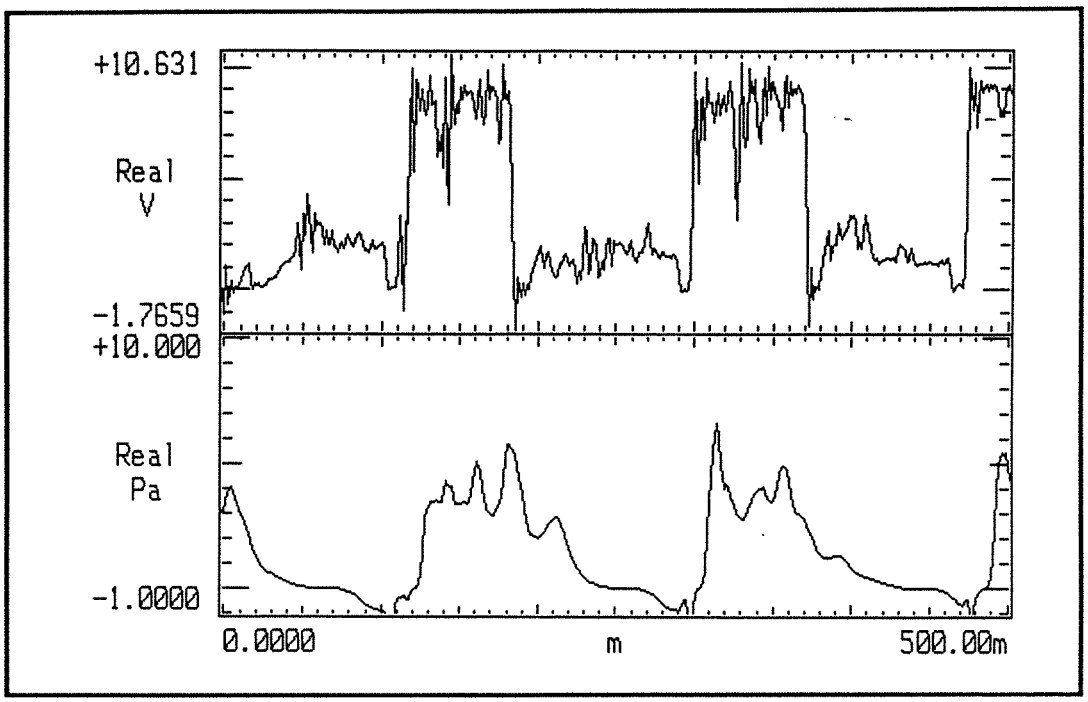

$j_g$= 0.12 m/s



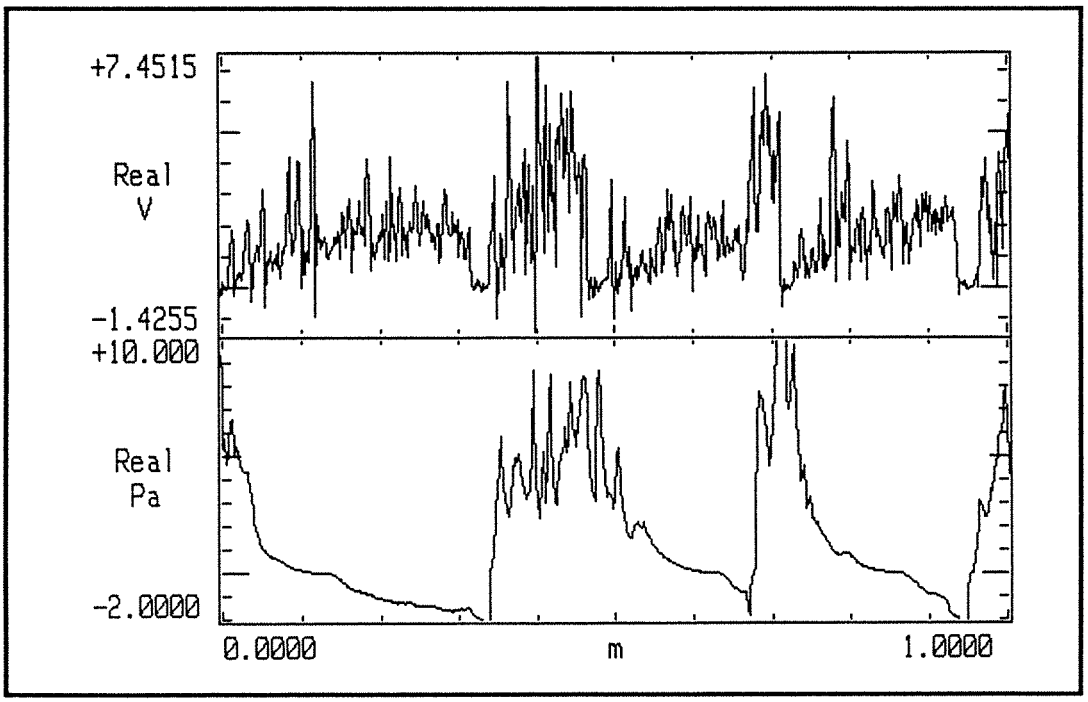

$j_g$= 0.32 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : jl = 0.5 m/s

figure 1 e



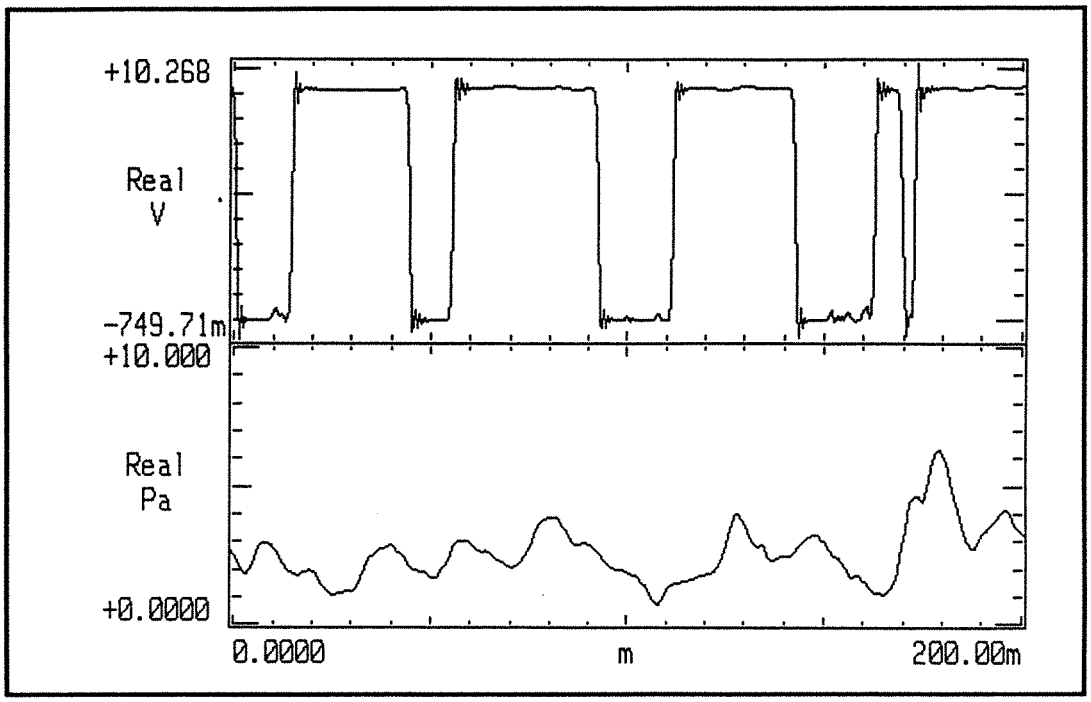

$j_g$= 0.52 m/s



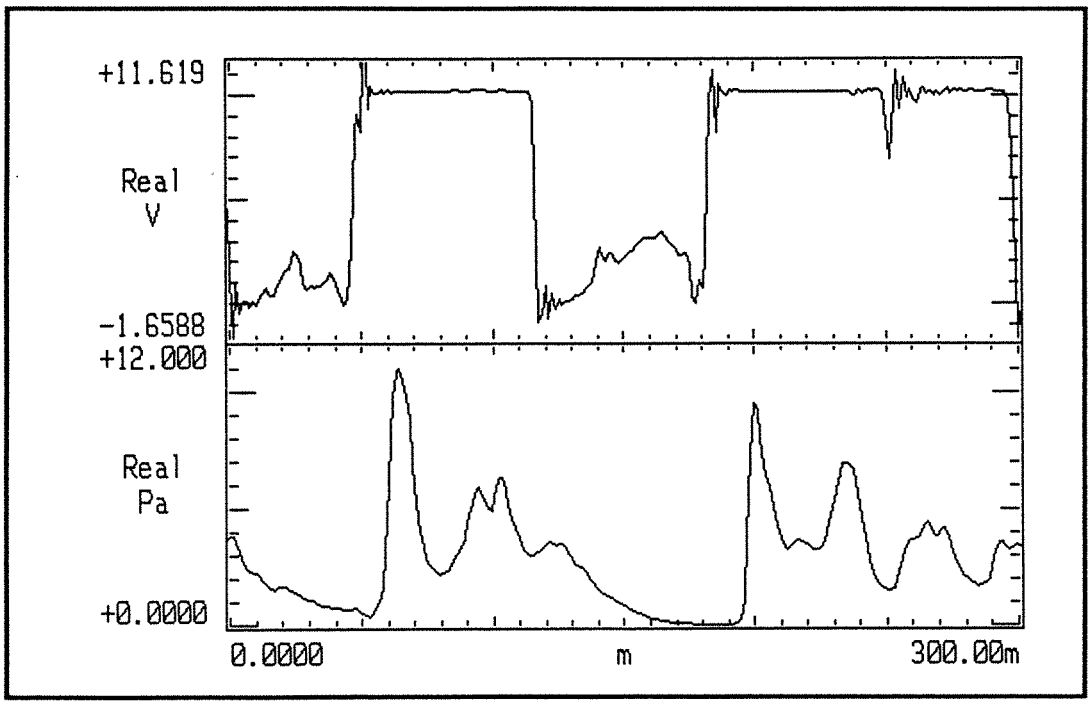

$j_g$= 1.02 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : jl = 0.5 m/s

figure 1 f



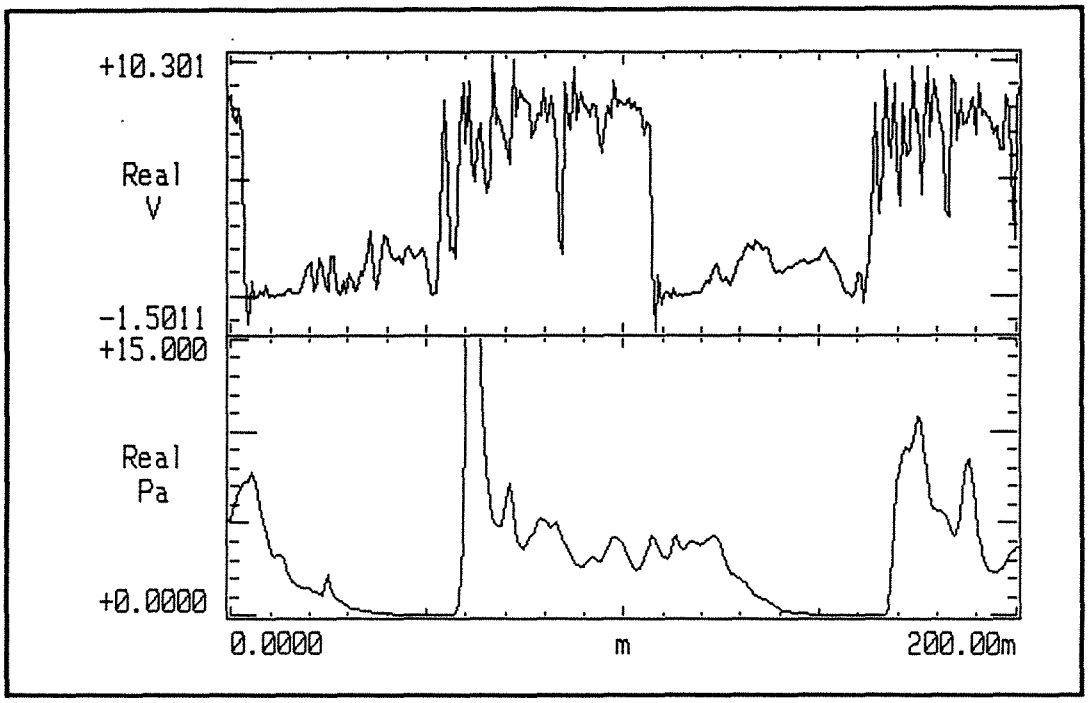

$j_g$= 0.12 m/s



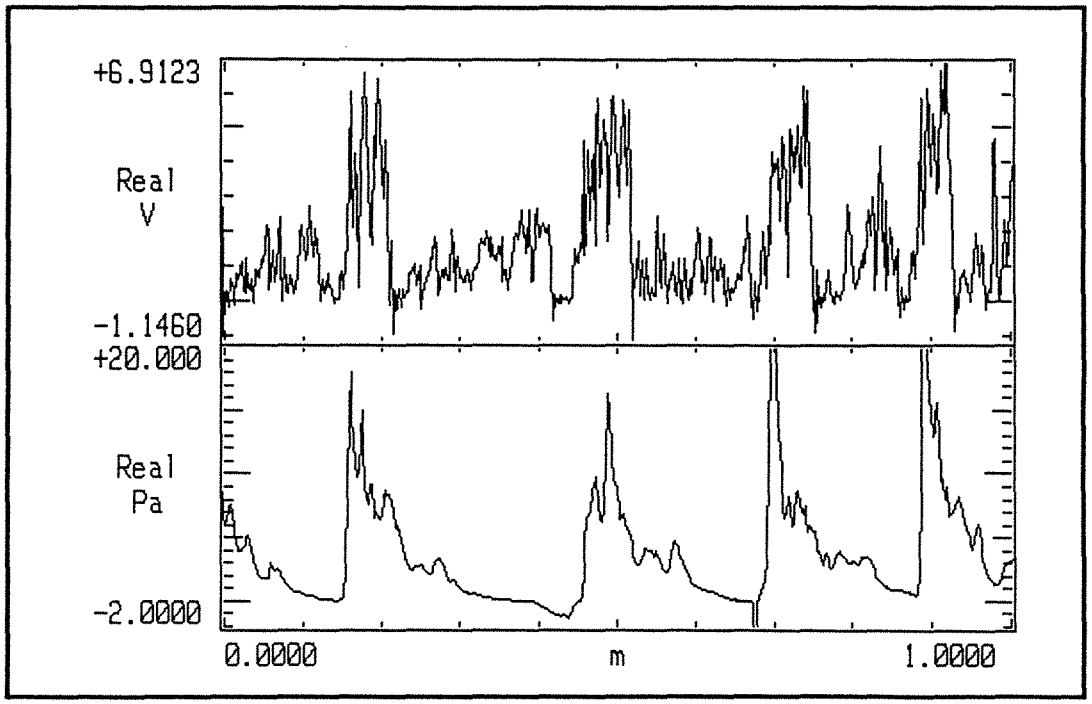

$j_g$= 0.32 m/s

Frottement pariétal en fonction de z : jl = 0.7 m/s

figure 1 g



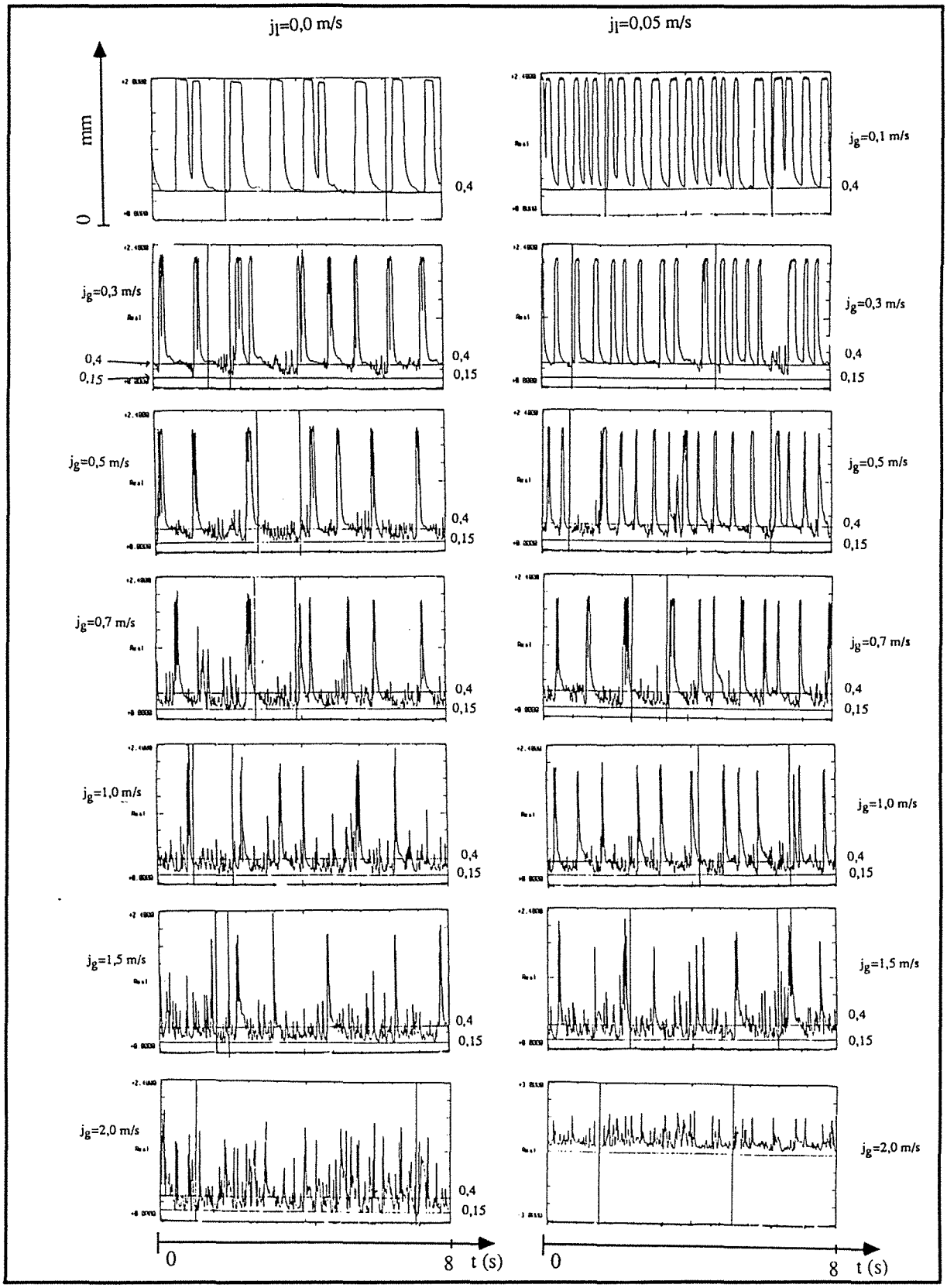

$j_g$= 0.52 m/s




$j_g$= 1.02 m/s

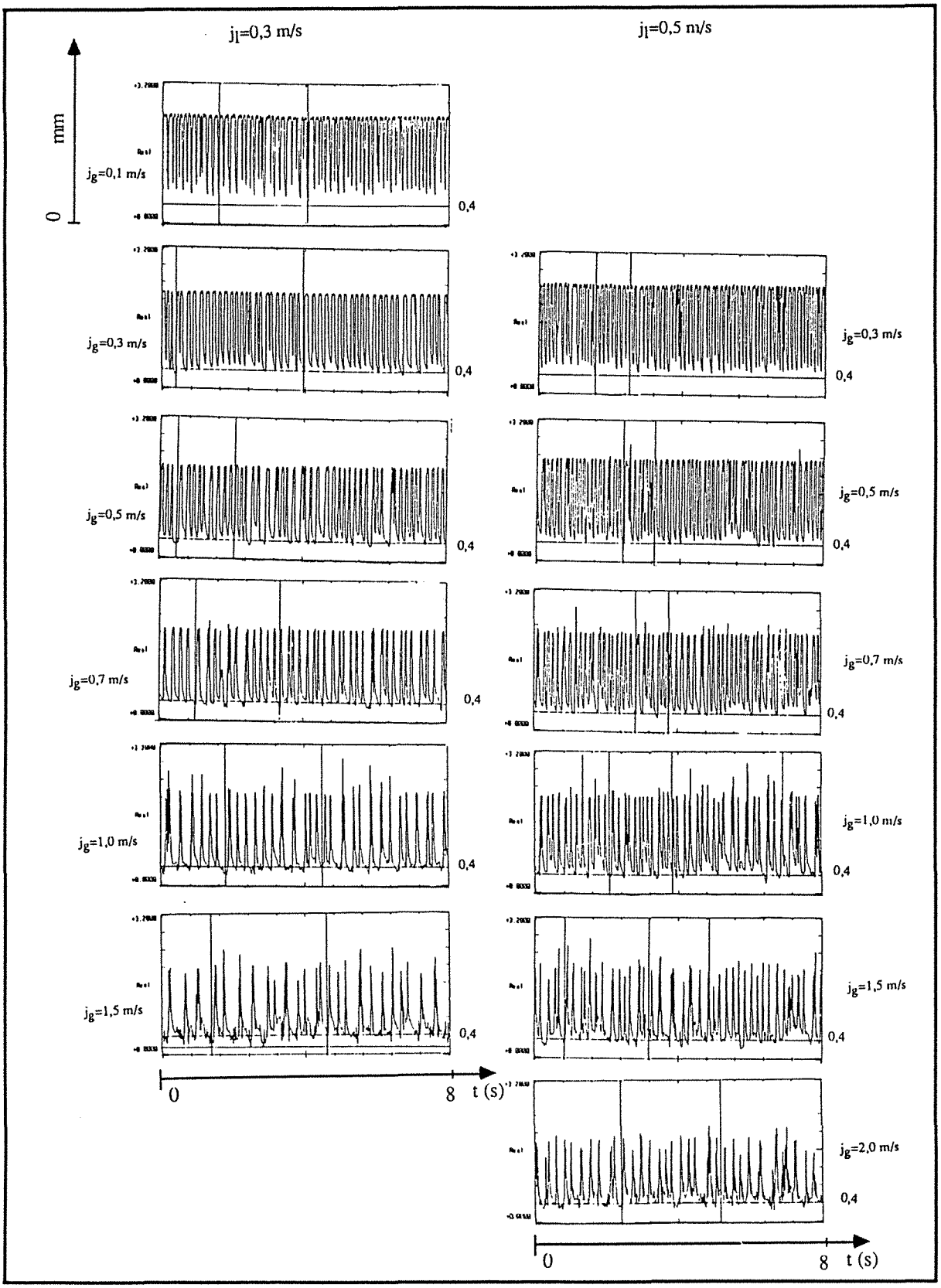
Frottement pariétal en fonction de z : jl = 0.7 m/s

figure 1 h



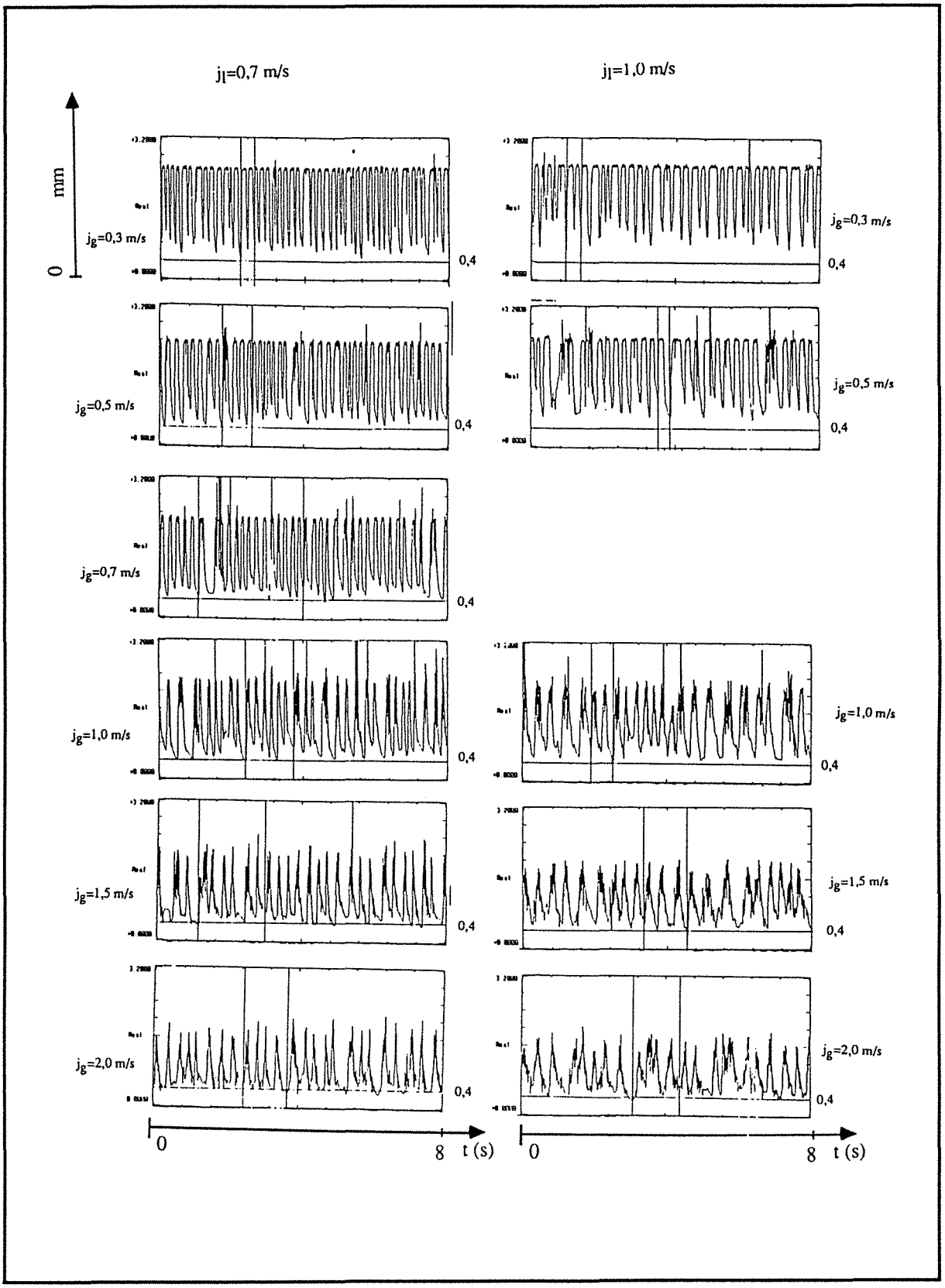

Epaisseur de film δ, pour l'ensemble du régime à poches.

figure 2 a



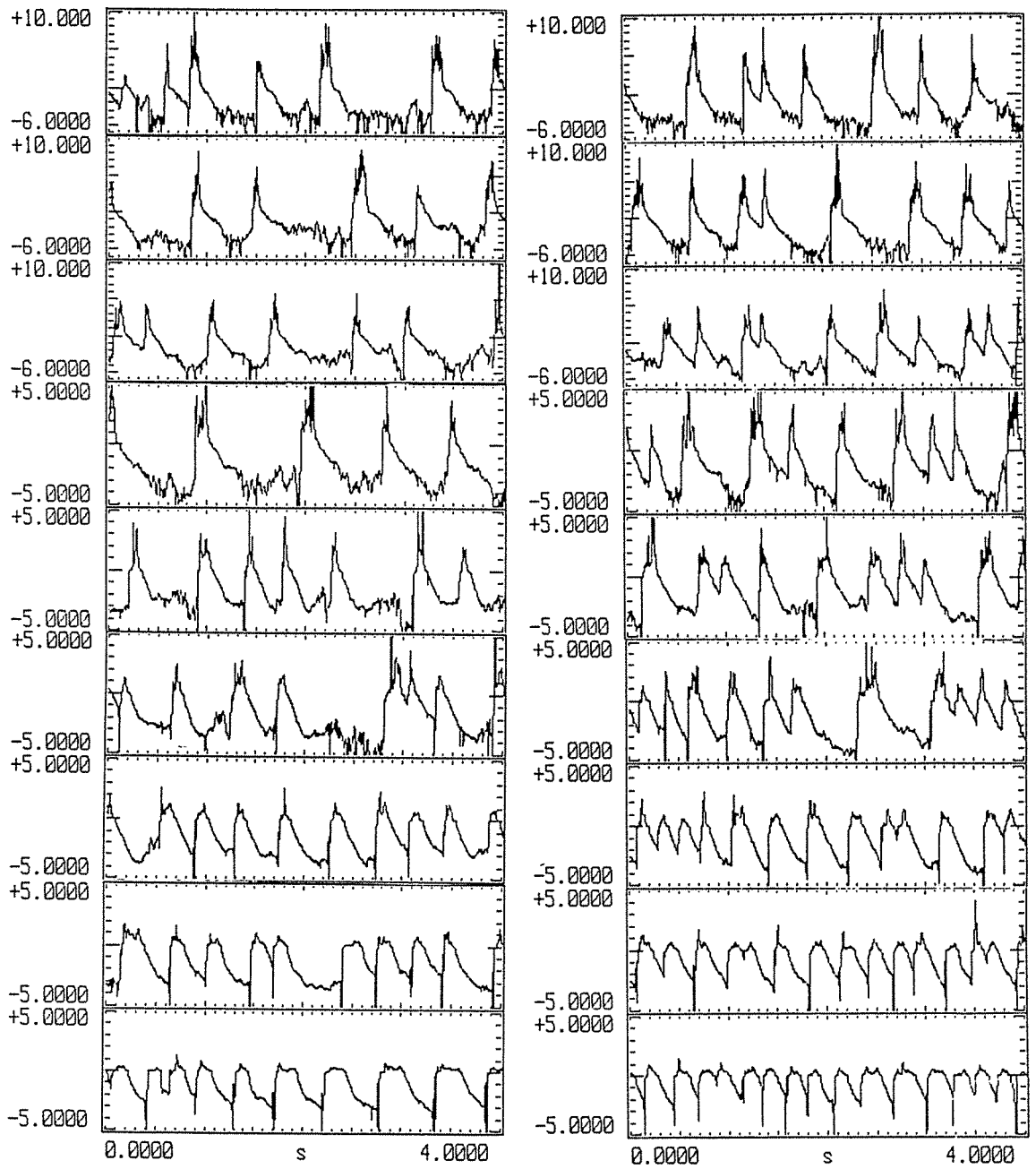

Epaisseur de film δ, pour l'ensemble du régime à poches.

figure 2 b




Epaisseur de film δ, pour l'ensemble du régime à poches.

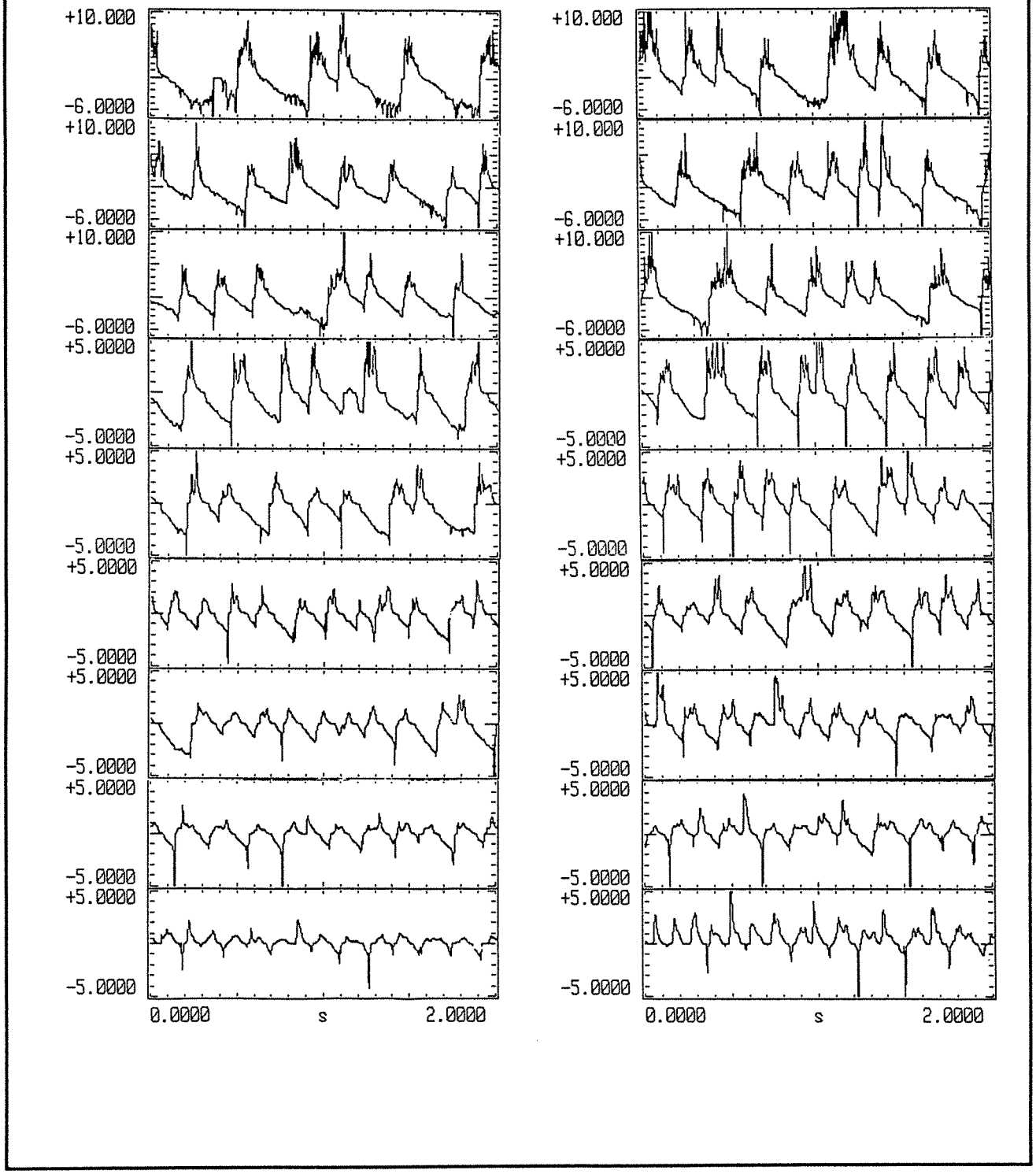
figure 2 c




jl = 0.05m/s jl = 0.1 m/s

Frottement pariétal $\tau_w$ en N/m$^2$ pour l'ensemble du régime à poches.
de bas en haut: jg =0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 0.8, 1.0, 1.5, m/s

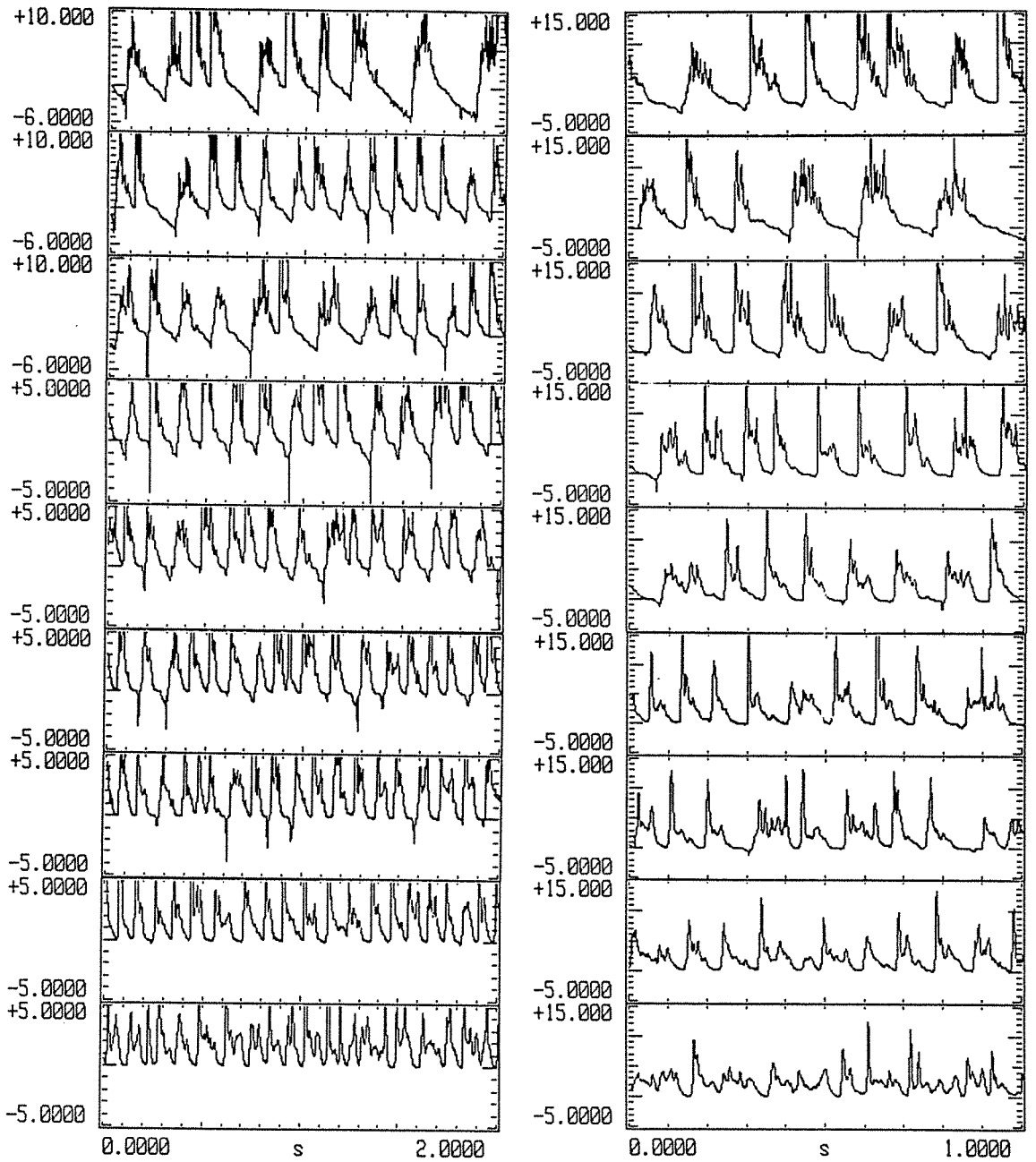
figure 3 a




jl = 0.2m/s jl = 0.3 m/s

Frottement pariétal $\tau_w$ en N/m$^2$ pour l'ensemble du régime à poches.
de bas en haut: jg =0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 0.8, 1.0, 1.5, m/s

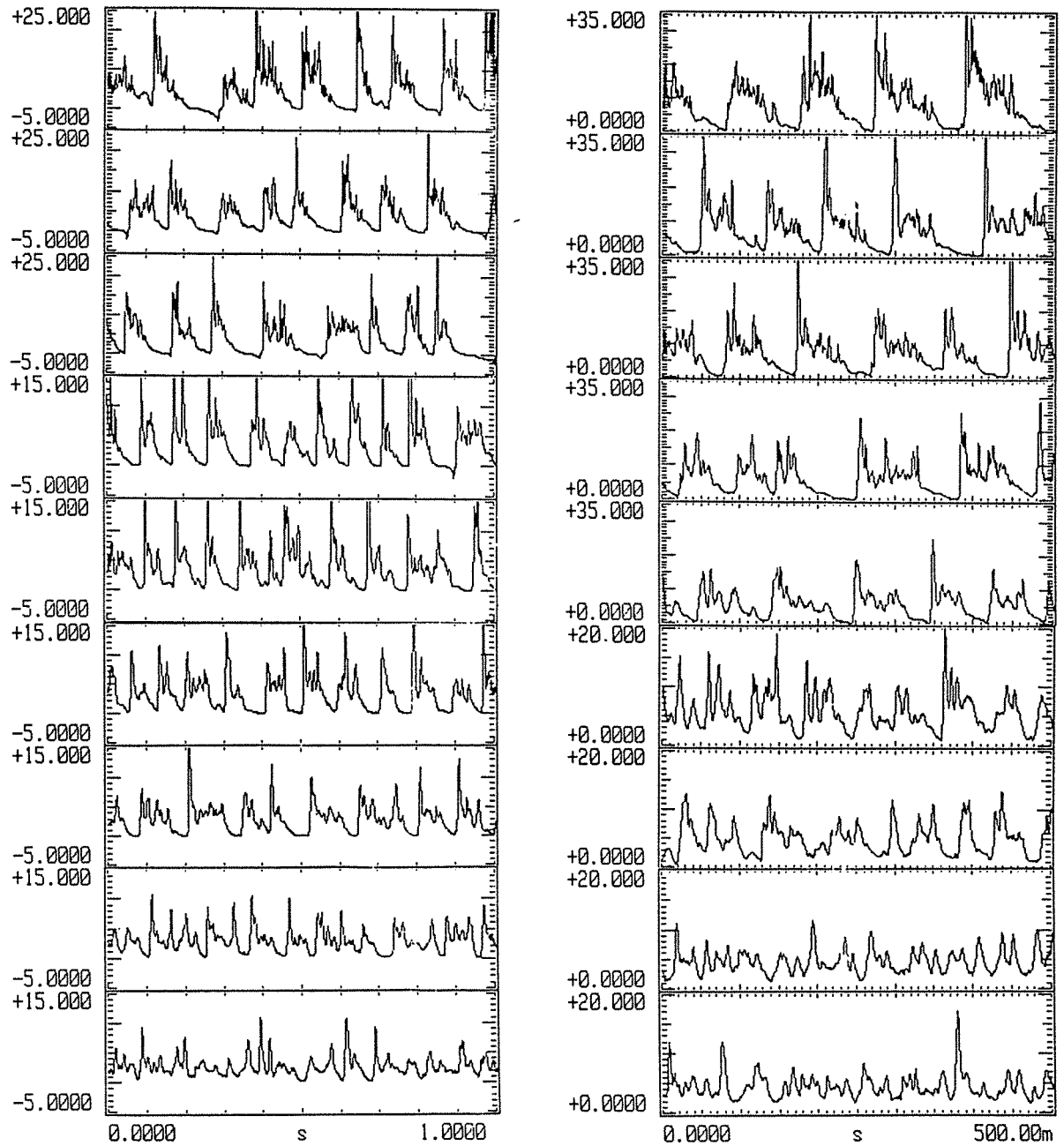
figure 3 b




jl = 0.5m/s jl = 0.6 m/s

Frottement pariétal $\tau_w$ en N/m$^2$ pour l'ensemble du régime à poches.
de bas en haut: jg =0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 0.8, 1.0, 1.5, m/s

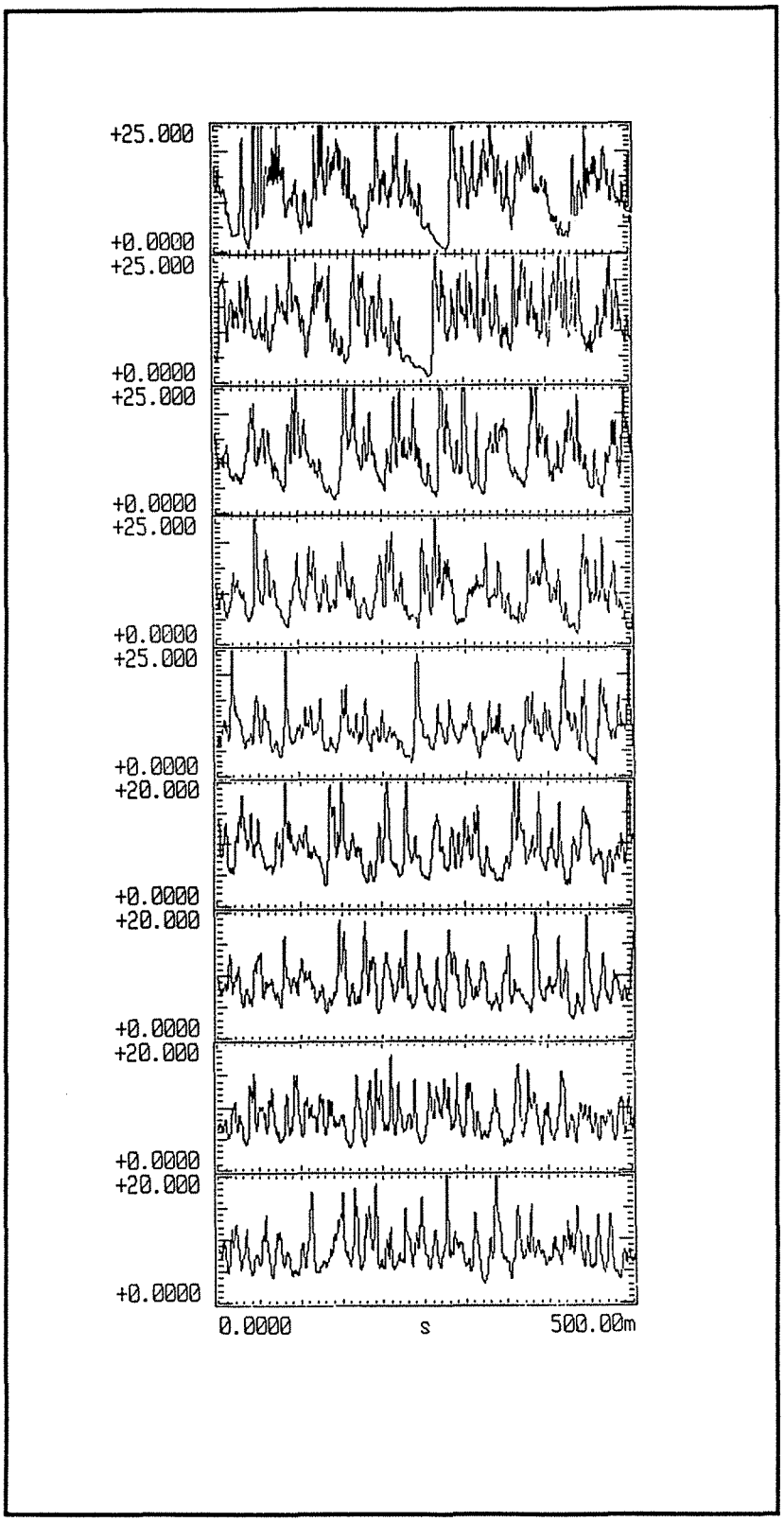
figure 3 c




jl = 0.7m/s jl = 1.0 m/s

Frottement pariétal $\tau_w$ en N/m$^2$ pour l'ensemble du régime à poches.
de bas en haut: jg =0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 0.8, 1.0, 1.5, m/s

figure 3 d

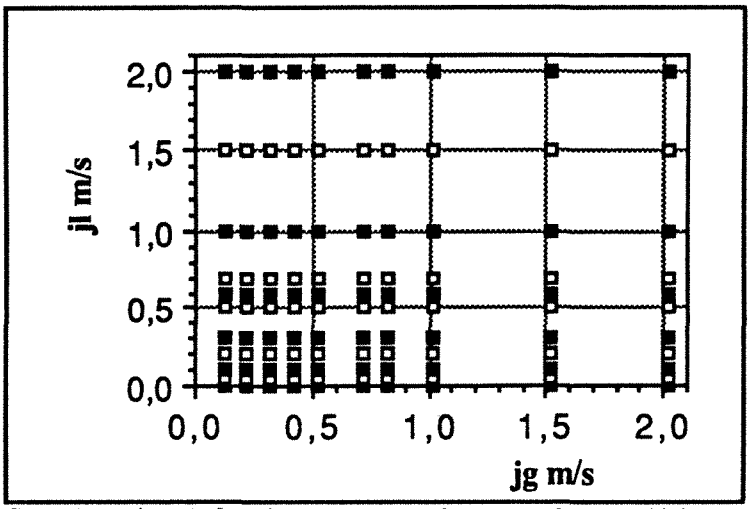



jl = 1.5m/s

Frottement pariétal $\tau_w$ en $N/m^2$ pour l'ensemble du régime à poches.
de bas en haut: jg =0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 0.8, 1.0, 1.5, m/s

figure 3 e

CONDITIONS D'ENREGISTREMENT POUR L'ANALYSE DES PROPRIETES CELLULAIRES




Carte des points de fonctionnement pour la mesure des propriétés cellulaires.

figure 4

| jl \ jg m/s | 0,12 | 0,32 | 0,52 | 0,72 | 1,02 | 1,52 | 2,02 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 512 | 1024 | 1024 | 2048 | 2048 | 4096 | 4096 |
| 0,05 | 512 | 1024 | 1024 | 2048 | 2048 | 4096 | 4096 |
| 0,3 | 1024 | 1024 | 2048 | 2048 | 2048 | 4096 | 4096 |
| 0,7 | 2048 | 2048 | 2048 | 4096 | 4096 | 4096 | 8192 |
| 1 | 2048 | 2048 | 4096 | 4096 | 4096 | 4096 | 8192 |

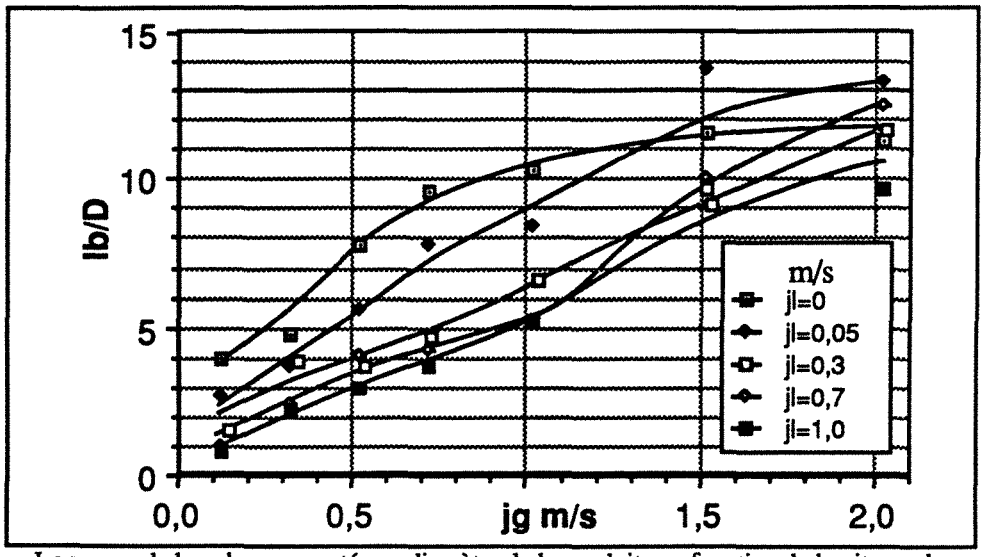
Fréquence d'échantillonnage

tableau 1

| jl \ jg m/s | 0,12 | 0,32 | 0,52 | 0,72 | 1,02 | 1,52 | 2,02 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 100000 | 200000 | 200000 | 200000 | 500000 | 500000 | 500000 |
| 0,05 | 100000 | 100000 | 200000 | 200000 | 200000 | 500000 | 500000 |
| 0,3 | 100000 | 100000 | 100000 | 200000 | 200000 | 200000 | 200000 |
| 0,7 | 100000 | 100000 | 100000 | 100000 | 100000 | 100000 | 200000 |
| 1 | 100000 | 100000 | 100000 | 100000 | 100000 | 100000 | 100000 |

Nombre de points acquis (sur 4 octets).

tableau 2




Longueur de bouchon rapportée au diamètre de la conduite en fonction de la vitesse du liquide ; autocorrélation du signal de fibre optique.

figure 5

# ANNEXE A

Travaux de Sekoguchi et al. : Caractérisation expérimentale des régimes d'écoulements et des différents types d'ondes de taux de vide.

Cette annexe a pour objet une brève synthèse des travaux réalisés par Sekoguchi et son équipe, qui nous sont parvenus soit directement par communication privée en 87 et 88, soit pour les données plus anciennes, par la littérature internationale. L'étude expérimentale des différents régimes des écoulements gaz-liquide en conduite verticale, est fondée principalement sur deux méthodes de mesure du taux de vide :

- la sonde multi-pointes (Multiple-Point-Electrode-Probe PEP),
- la sonde multi-anneaux (Multiple-Ring-Electrode-Probe REP).

Les données expérimentales ainsi obtenues permettent d'une part, une **description qualitative** ainsi qu'une classification des différents types d'ondes, de taux de vide et d'autre part, une **description quantitative** de l'évolution de nombreux paramètres de l'interface en fonction des flux de gaz et de liquide.

## 1. LES METHODES DE MESURE

### 1.1. - LA SONDE MULTI-POINTES

La sonde consiste en 24 broches de 0.1 mm d'épaisseur , disposées selon un rayon de la conduite. Chacune des broches comportent 17 électrodes orientées parallèlement à l'écoulement (soit 408 sondes!). L'espacement entre les électrodes va en décroissant, plus on se rapproche de la paroi. Chacune des électrodes autorise une détection, tout ou rien, de la phase liquide.

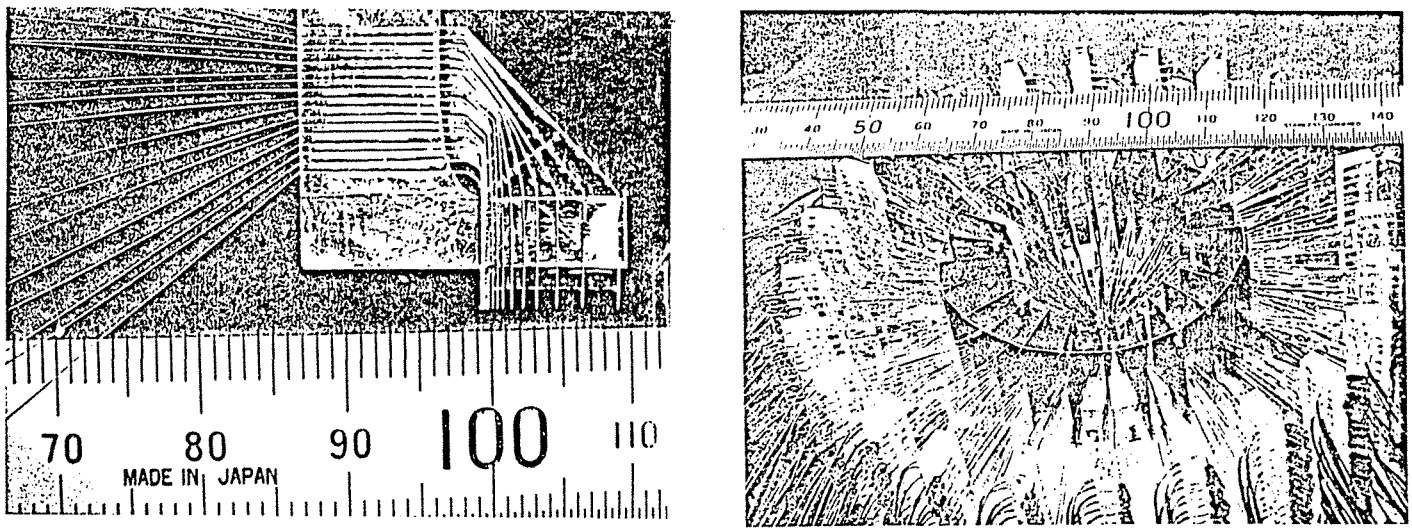



figure A 1 [0]

Le traitement du taux de liquide local et instantané $\eta(y)$ (y distance à la paroi), obtenu au niveau de chaque électrode, permet de reconstituer une coupe instantanée de l'écoulement.

### 1.2. - LA SONDE MULTI-ANNEAUX

Cette sonde consiste en 94 (19 dans certains cas) paires d'anneaux séparés par un petit intervalle, définissant un volume dont la résistance est alors simplement proportionnelle à l'inverse du taux de liquide moyen dans la section:

$$R = \frac{V}{i} = \frac{C_0}{\eta} \qquad \text{où } C_0 \text{ est une constante.}$$

L'espacement entre deux anneaux d'une paire est de 5mm et celui entre deux paires de 25mm.

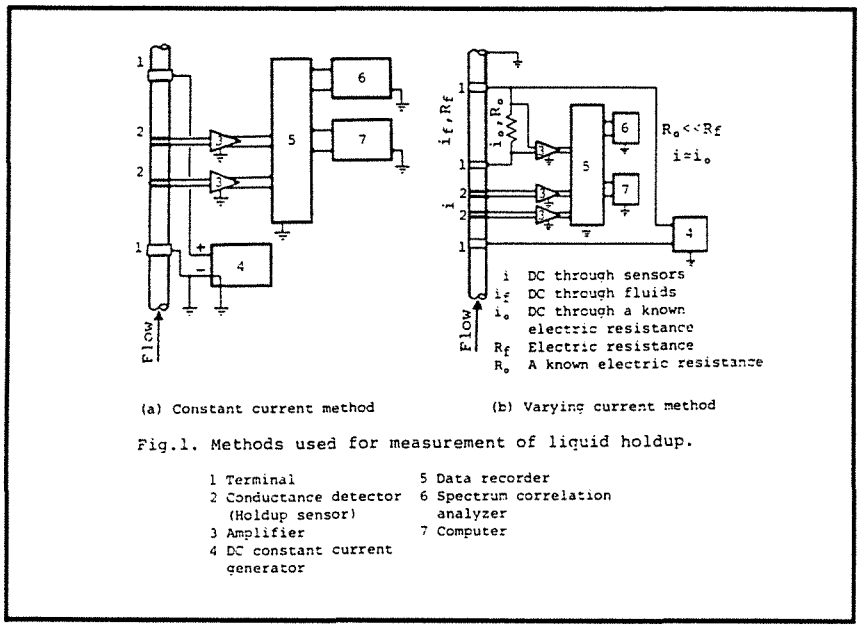
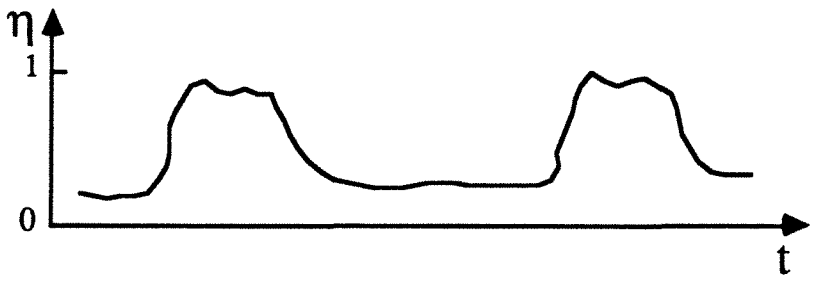



Fig.1. Methods used for measurement of liquid holdup.

1 Terminal
2 Conductance detector (Holdup sensor)
3 Amplifier
4 DC constant current generator
5 Data recorder
6 Spectrum correlation analyzer
7 Computer

figure A 2

Pour un écoulement à poches, le taux de liquide se présente ainsi :




$\eta$ est le taux de liquide instantané, moyenné sur la section du tube. Ce paramètre, mesuré en près

de 100 points successifs de la conduite, permet de suivre de façon très fine l'évolution des différentes ondes de taux de vide.

## 2. TRAITEMENTS QUANTITATIFS

### 2.1 CELERITE

#### 2.1.1 DEFINITION

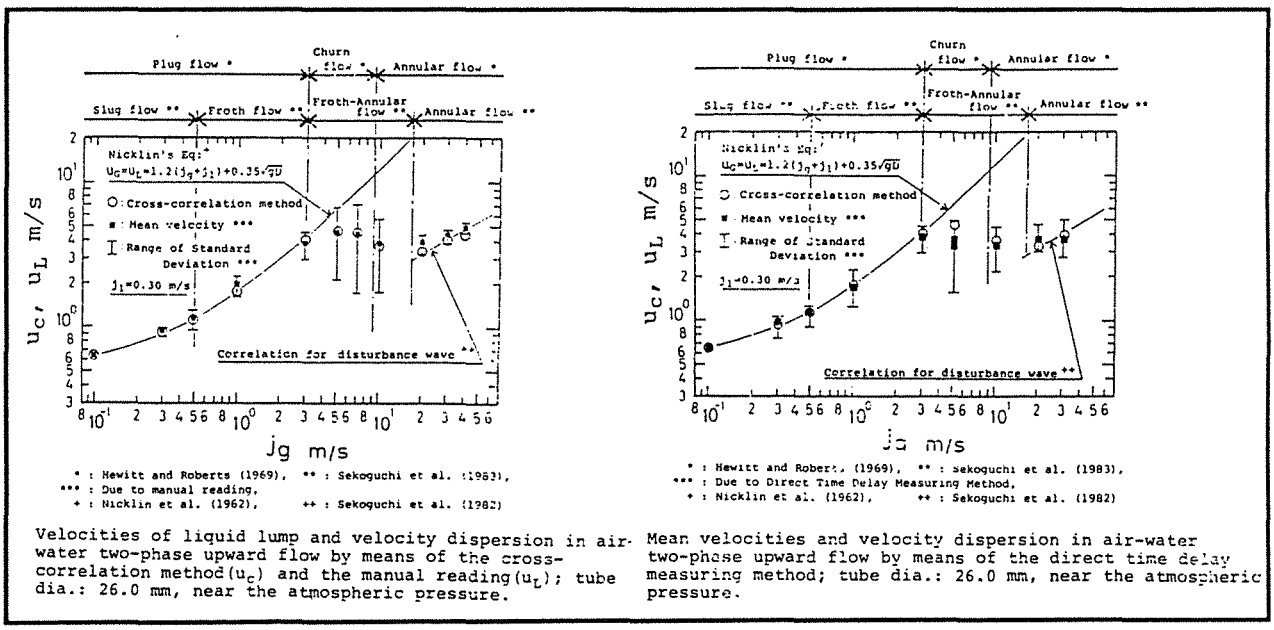
La célérité $u_L$ des structures liquides est déterminée à partir du signal instantané des sondes multi-anneaux. Cinq méthodes de mesure (entre deux sondes distantes de 0.1 m) sont proposées par [1] :

- la détermination manuelle du retard entre les structures
- l'intercorrélation classique
- l'interspectre (peu fiable)
- une intercorrélation temporelle (Time-Lapse cross-correlation Method).
- une mesure directe et moyenne du retard (DirectTime Delay Measuring Method)

La quatrième de ces méthodes consiste à isoler chaque structure liquide, à déterminer son sens de déplacement et ensuite à faire l'intercorrélation structure par structure. Elle évite donc que le maximum d'intercorrélation ne moyenne la propagation de toutes les ondes présentes à l'interface. Seule la dernière utilise la sonde PEP.

#### 2.1.2 RESULTATS

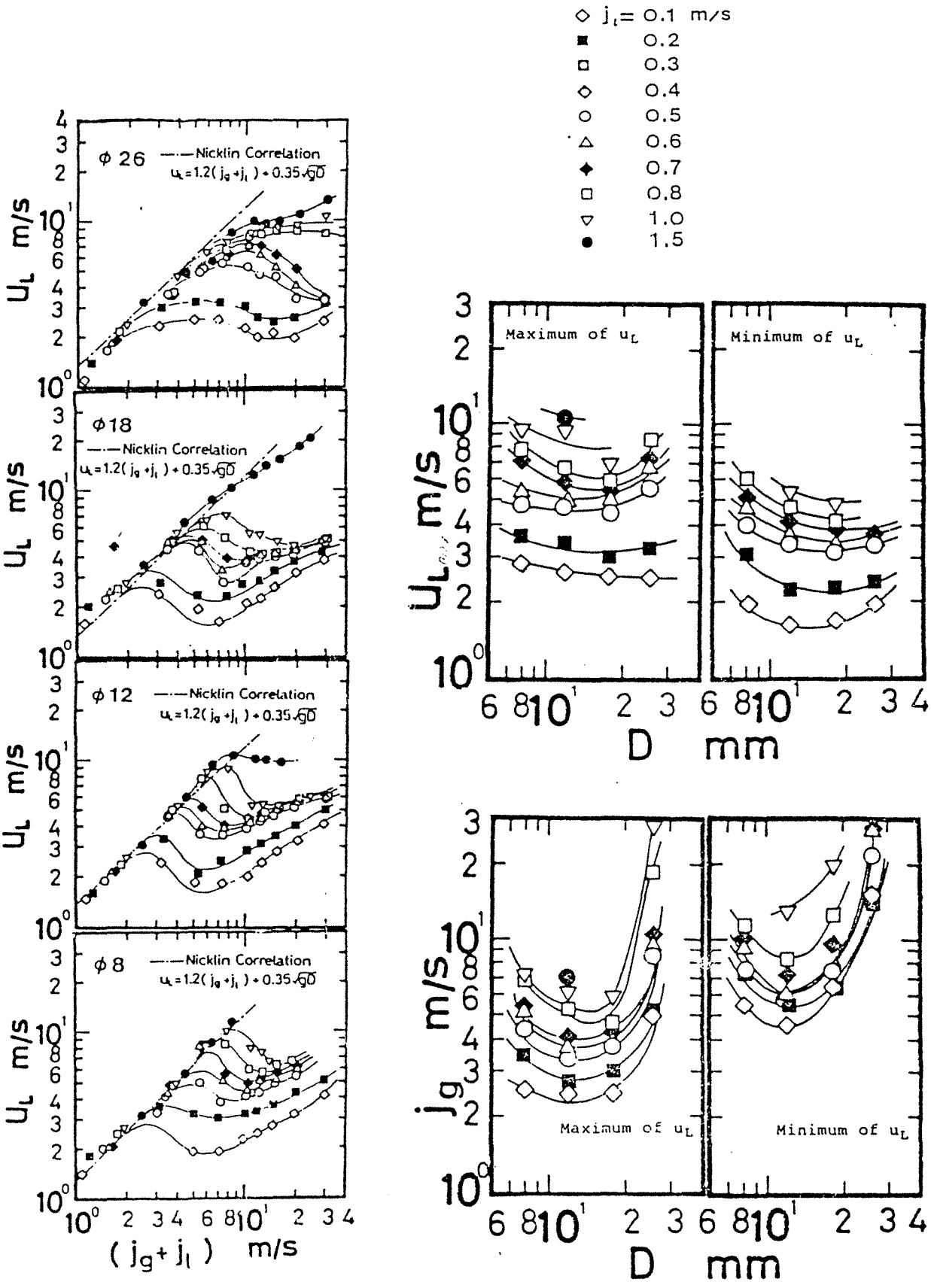
Les différentes méthodes donnent des résultats très similaires (figures A 3 etA 4).




Velocities of liquid lump and velocity dispersion in air-water two-phase upward flow by means of the cross-correlation method($u_c$) and the manual reading($u_L$); tube dia.: 26.0 mm, near the atmospheric pressure.

Mean velocities and velocity dispersion in air-water two-phase upward flow by means of the direct time delay measuring method; tube dia.: 26.0 mm, near the atmospheric pressure.

figures A 3 et A 4 [1]




figures A 5, A6, A7 [0]

Lorsqu'on porte $u_L$ en fonction de $j_G + j_L$ (figure A 5), on constate que les résultats suivent la corrélation de Nicklin, jusqu'à une valeur de $u_L$ qui, en tous cas pour les petits diamètres, est la valeur maximale de $u_L$. Les points se séparent ensuite de la droite de Nicklin et après un passage par un minimum relatif, rejoignent les prévisions obtenues par la théorie des ondes de perturbation.

$u_{Lmax}$ et $u_{Lmin}$ dépendent du diamètre de la conduite. Sur la Figure A 6 on voit que, passé un diamètre d'environ 12 mm, $u_C$ suit la corrélation de Nicklin pour des $j_G$ d'autant plus grands que D est grand. La valeur de $u_{Lmax}$ dépend faiblement de D (figure A 7).

Pour clore cette description Sekoguchi présente (figure A 8) une carte $j_G$ - $j_L$ où figurent les $u_{Lmax}$ c'est-à-dire la frontière de validité de Nicklin en fonction de D. Cette limite dépend fortement de D.

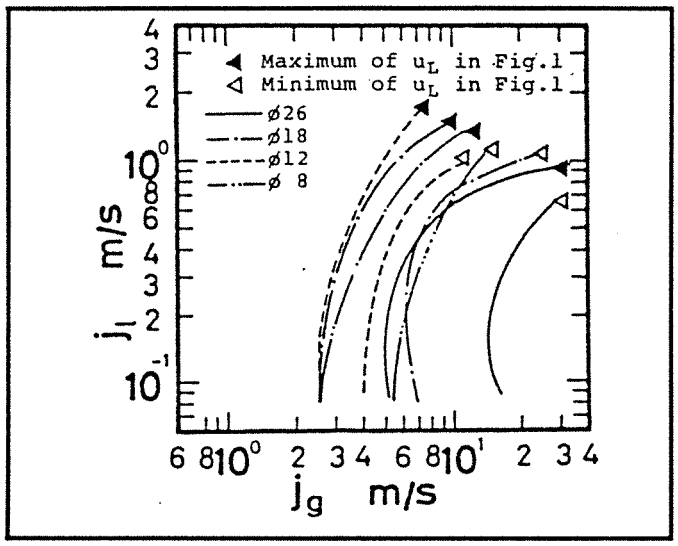



figure A 8 [0] fig.3.5

## 2.2 AUTRES CARACTERISTIQUES DE L'INTERFACE

### 2.2.1 DEFINITIONS

Les paramètres tels que les fréquences de passage des structures liquides, avec ou sans ondes de perturbation, les épaisseurs de film, les longueurs des structures gazeuses ou liquides etc (voir tableau 1), sont obtenus à partir de l'analyse des signaux de la sonde multi-pointes (PEP), en comparant la fréquence de passage N(y) d'une phase à la valeur moyenne du taux de liquide $\eta(y)$.

| | |
|---|---|
| $j_G$ (m/s) | : vitesse superficielle du gaz |
| $j_L$ (m/s) | : vitesse superficielle du liquide |
| $u_L$ (m/s) | : vitesse des structures (lump) liquides |
| N (Hz) | : fréquence de passage des structures liquides |
| $N_L$ (Hz) | : fréquence de passage des bouchons (slug) liquides |
| $N_{LD}$ (Hz) | : $N_L$ incluant la fréquence de passage des ondes de perturbation |
| $H_L$ (mm) | : hauteur équivalente des structures liquides |
| $H_{LM}$ (mm) | : $H_L$ moyen |
| $t_{fb}$ (mm) | : épaisseur de film équivalente à l'épaisseur du film de base (base film thickness) |
| $t_{fmim}$ (mm) | : épaisseur minimale du film |
| $L_L$ (m) | : longueur des structures liquides |
| $L_G$ (m) | : longueur des structures gazeuses ou distance entre deux structures liquides |
| P (Pa) | : pression |
| $\eta$ | : taux de liquide |
| $\eta_L$ | : taux de liquide au niveau des structures liquides (liquid lump hold-up). |

tableau 1

Les exemples (a) et (b) de la figure A 9 correspondent respectivement, à la limite inférieure et à la limite supérieure d'un écoulement déstructuré (Froth). La fréquence de passage N(y), du "niveau liquide" au "niveau gaz" de l'électrode de position y, atteint bien entendu sa valeur maximale au niveau de l'interface. L'étude de la forme du pic de N(y), comparée au taux de liquide $\eta(y)$, permet donc de délimiter certaines propriétés de cette interface.

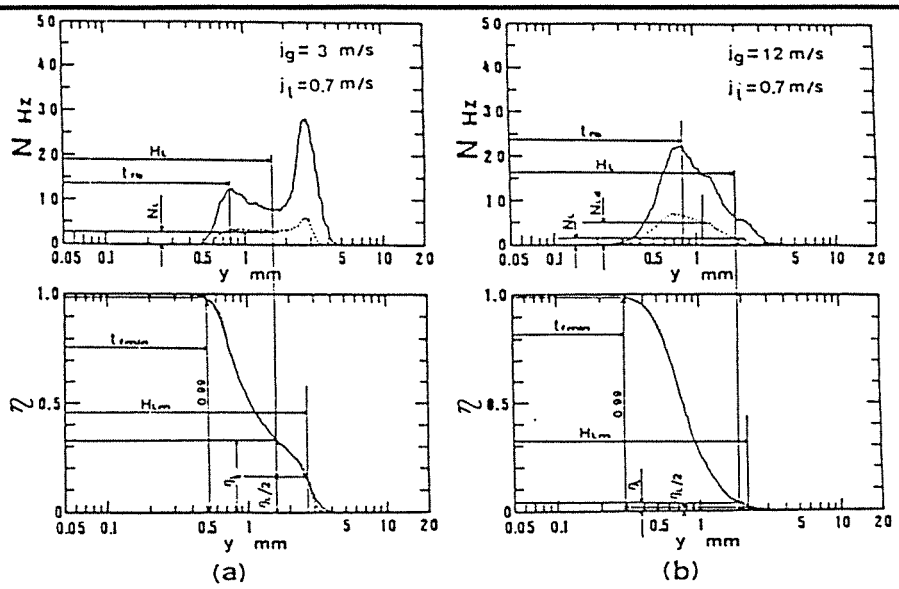



Fig.4 Determination of flow parameters

——— : Original signals

..... : Smoothed signals (eight times moving average of five data points)

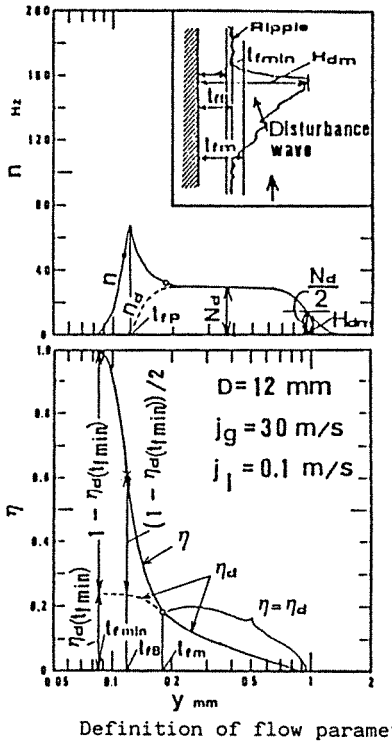
figure A 9 [2]

Le processus de détermination de ces paramètres, détaillé dans [ 2 ] pour les écoulements annulaires, comprend six étapes :

- Etalonnage des sondes à l'aide de cylindres de plexiglas
- Détermination de $\alpha$ ($\alpha = 1 - \frac{ci}{V_{TP}}$)
- Conversion de $\alpha$ en épaisseur de film $t_f$ ($t_f = (1-\sqrt{\alpha})\backslash f(D,2)$ ).
- Mesure de $\eta$ et N.
- Calcul de $\eta_d$ correspondant aux ondes de perturbation.
- Calcul de l'épaisseur du film de base $t_{fb}$ tel que:

$$\eta(t_{fb}) = \eta_d(t_{fb}) + \frac{1}{2}\left\{ 1 - \eta_d(t_{fmin}) \right\}$$

et sachant que $t_{fmin}$ est égale à la valeur de y pour $\eta$ = 99%.




Definition of flow parameters

figure A-10 [3]

Pour déterminer les grandeurs indicées par d (disturbance), les auteurs comparent la courbe de $\eta$

lissée (lissage = moyenne sur 5 points 8 fois), à la courbe $\eta(y)$ non lissée. Les ondes de perturbation n'apparaissent qu'à la fin de l'écoulement déstructuré. Il n'est pas certain que les démarches suivies pour caractériser les écoulements comportant des structures liquides (jusqu'à Froth II) et celles suivies pour les écoulements annulaires soient tout à fait identiques.

### 2.2.2 RESULTATS

Les mesures ont été faites pour 10 valeurs de $j_L$ de 0,1 à 1,5 m/s, et pour $j_G$ variant de 1 à 40 m/s sur des tubes de 8, 12, 18, 26 cm.

#### 2.2.2.1 FREQUENCE DE PASSAGE $N_L$ et $N_{LD}$ DES STRUCTURES LIQUIDES.

L'évolution, en fonction de la valeur de $j_G$, des fréquences de passage des structures liquides avec ondes de perturbation ($N_{LD}$) ou après filtration des ondes de perturbation ($N_L$), fait apparaître (figure A-11) une valeur de $j_G$ à partir de laquelle les 2 courbes $N_{LD}$ et $N_L$ se séparent, $N_L$ chutant brutalement. L'ensemble de ces valeurs est porté sur la carte d'écoulement $j_G$, $j_L$ (figure A-12) et détermine une frontière située dans la zone des écoulements déstructurés.
Pour un diamètre de tube $\leq$ 18 mm la fréquence est peu sensible à la variation du diamètre.

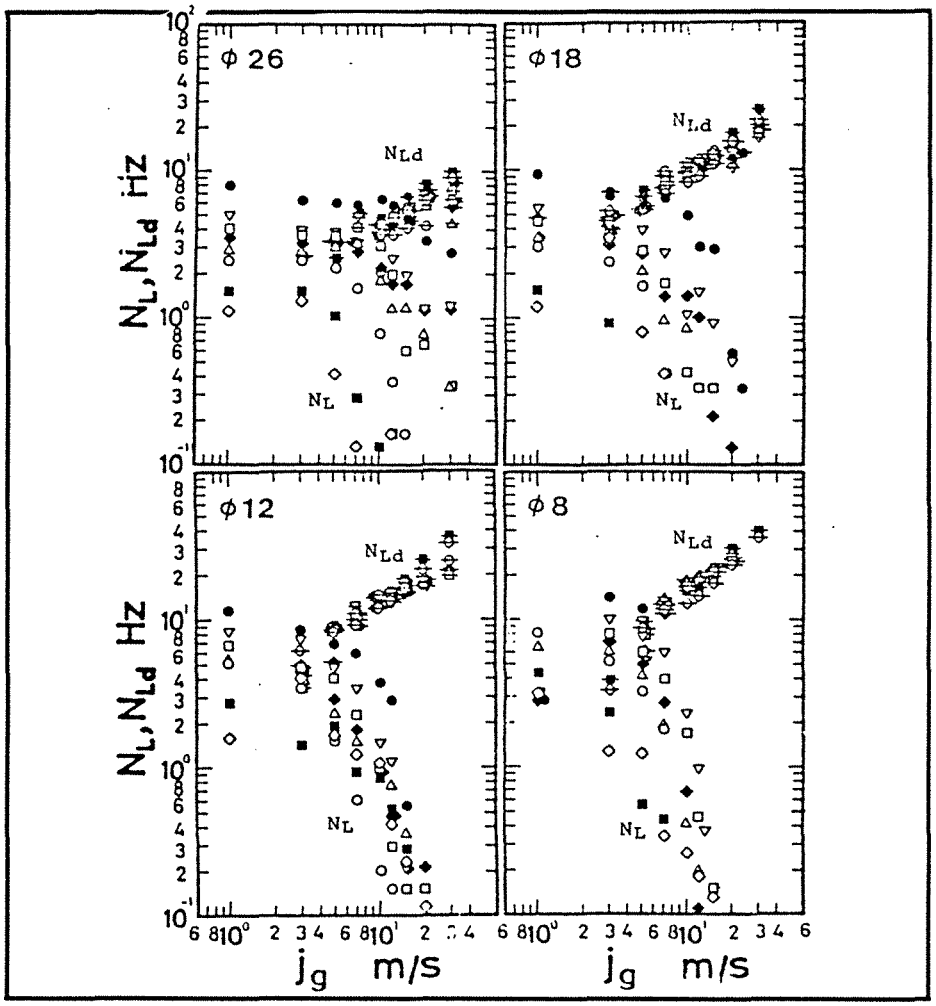



figure A-11

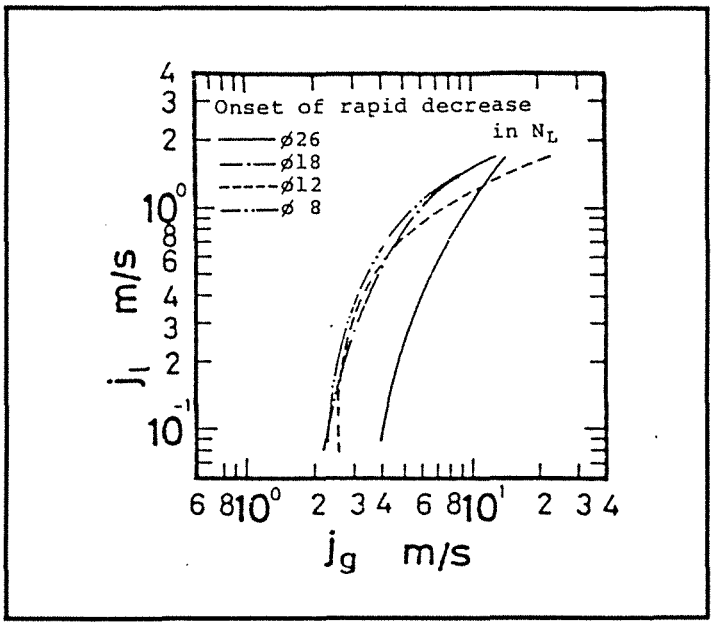



figure A-12 [0]

### 2.2.2.2 TAUX DE LIQUIDE MOYEN $\eta_L$

Le taux de liquide moyen $\eta_L$, compté au niveau des structures liquides (figure A-13), n'accuse pas de variation brutale lors des changements de régime. Il décroît progressivement quand les flux de gaz et de liquide croîssent, notamment aux petites valeurs de $j_G$. Il évolue ainsi de 60 % dans les écoulements à poches, à 1 % au voisinage de l'écoulement annulaire. L'influence du diamètre D n'apparaît pas comme significative.

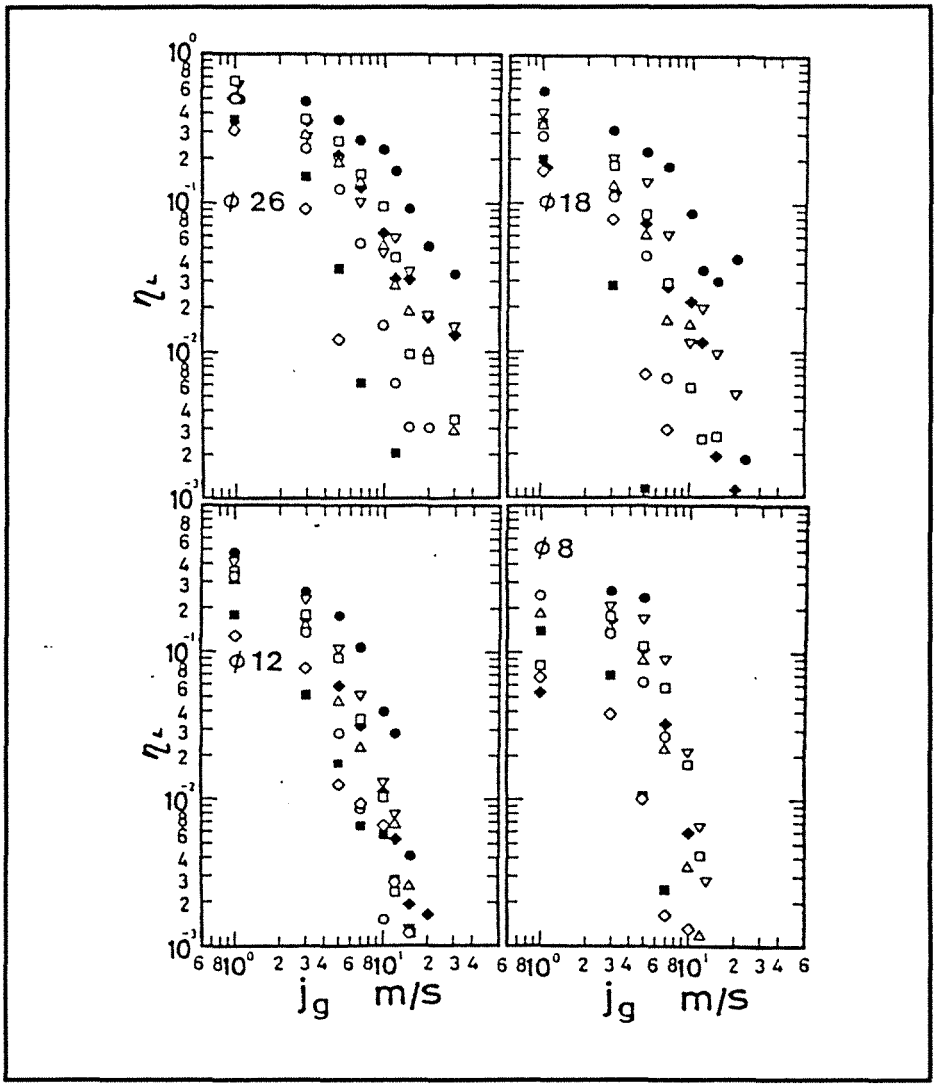


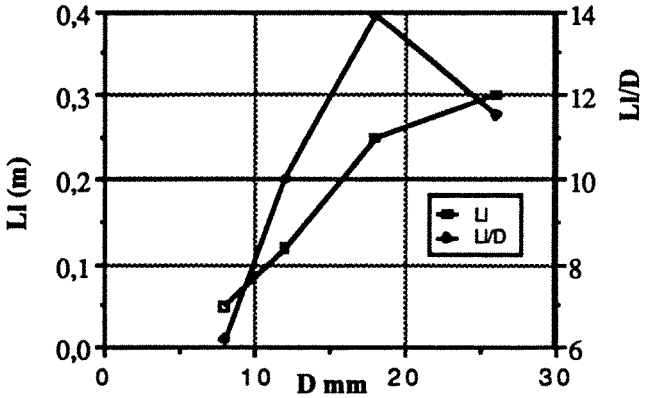

figure 13 [0]

### 2.2.2.3 LONGUEUR DES STRUCTURES LIQUIDES $L_L$

Ce paramètre semble faire apparaître la limite entre l'écoulement à poches et l'écoulement déstructuré. En effet en dessous de $j_G$ = 3 m/s, $L_L$ est presque indépendant de $j_L$ et le devient fortement pour des valeurs supérieures (figure A-14). La valeur de $L_L$ en $j_G$ = 1 m/s peut-être considérée comme la longueur des bouchons de liquide au voisinage de la transition. Ces valeurs

sont portées dans le tableau et la figure ci-dessous. La longueur de bouchon croît avec le diamètre de la conduite.

| D (mm) | $L_L$ (m) | $L_L/D$ |
|---|---|---|
| 8 | 0,05 | 6,250 |
| 12 | 0,12 | 10,000 |
| 18 | 0,25 | 13,889 |
| 26 | 0,30 | 11,538 |



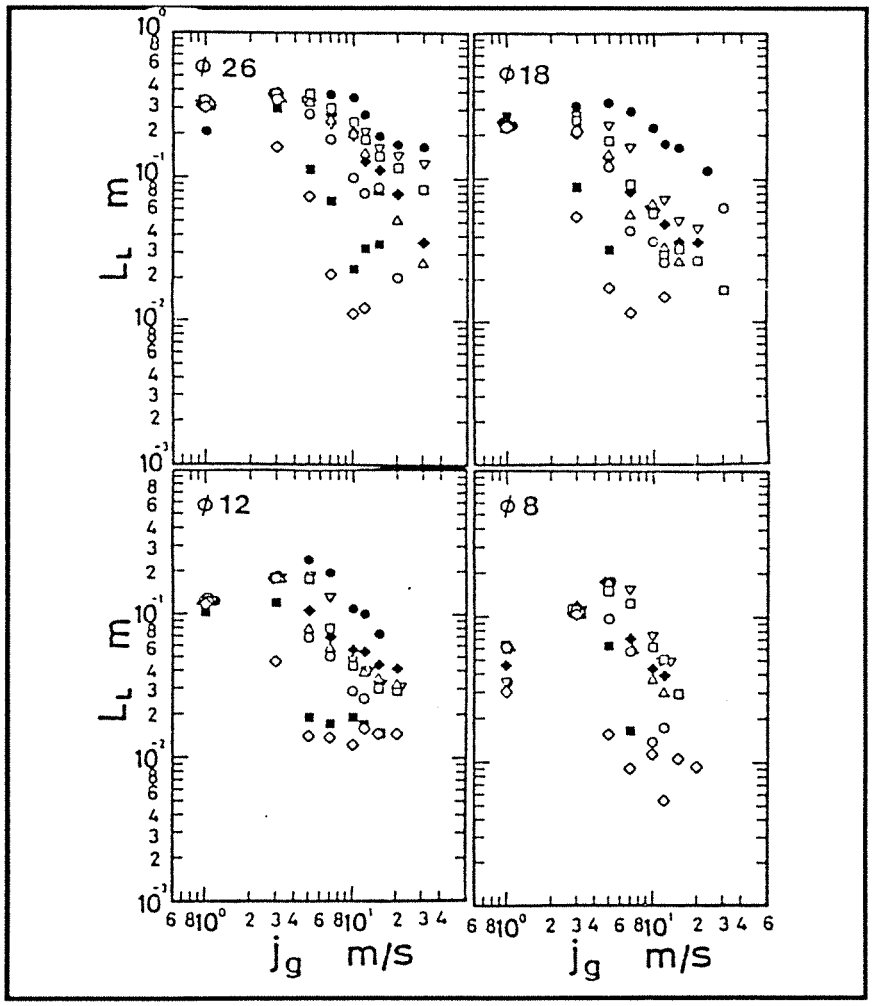




figure A-14 [0]

### 2.2.2.4 LES EPAISSEURS DE FILM

#### - a) Hauteur équivalente des structures liquides $H_L$

La hauteur équivalente de liquide correspond probablement à l'épaisseur qu'aurait le manchon de liquide, en moyenne. Cette hauteur (≈ 2,5mm) ne dépend pas sensiblement du diamètre ni, plus curieusement tant que $j_G \leq 1$m/s, du débit de liquide.

#### - b) L'épaisseur de film équivalente au film de base $t_{tb}$

Le concept de film de base résulte d'un modèle de l'écoulement annulaire ; l'épaisseur de ce film est la valeur de y pour laquelle l'équation , $\eta(t_{fb}) = \eta_d(t_{fb}) + \frac{1}{2}\left\{ 1 - \eta_d(t_{fmin}) \right\}$ est satisfaite avec $t_{fmin}$ définie par $\eta(y) = 0.99$. Cette définition est donnée en écoulement annulaire, mais elle semble étendue ici, aux autres régimes de l'écoulement. $t_{fb}$ correspond dans des écoulements déstructurés au 1er maximum de la courbe N(y) (figure A-4), elle est plus petite que $H_L$ ,évolue entre 0.2 et 2 mm et semble refléter le changement de régime (figure A-15).

#### - c) L'épaisseur minimale $t_{min}$

Nous avons déjà mentionné au paragraphe précédant que $t_{fmin}$ correspond à la distance de la paroi y pour laquelle $\eta(y) = 0.99$. C'est donc l'assise de l'interface. La figure A-16 montre que l'influence de $j_L$ est d'autant plus forte, que le diamètre est grand. En régime à poches ($j_G$ = 1m/s) les épaisseurs sont comprises dans la fourchette :

| $t_{fmin}$ mm | $j_L$ m/s | D mm |
|---|---|---|
| 0,2 | 0,1 | 8 |
| 1,8 | 1,5 | 26 |

### 2.2.2.5 LE TAUX DE VIDE MOYEN

Comme attendu, le taux de vide moyen croît avec $j_G$ et décroît avec $j_L$. La comparaison entre les résultats mesurés en conduite de Ø 8mm et de Ø 12mm montre une remarquable indépendance entre taux de vide et diamètre, sauf pour les vitesses de liquide en limite de l'écoulement à bulles, $j_L$ = 1 m/s et $j_L$ = 1,5 m/s (Figure 17 ), où le taux de vide décroît quand le diamètre augmente.

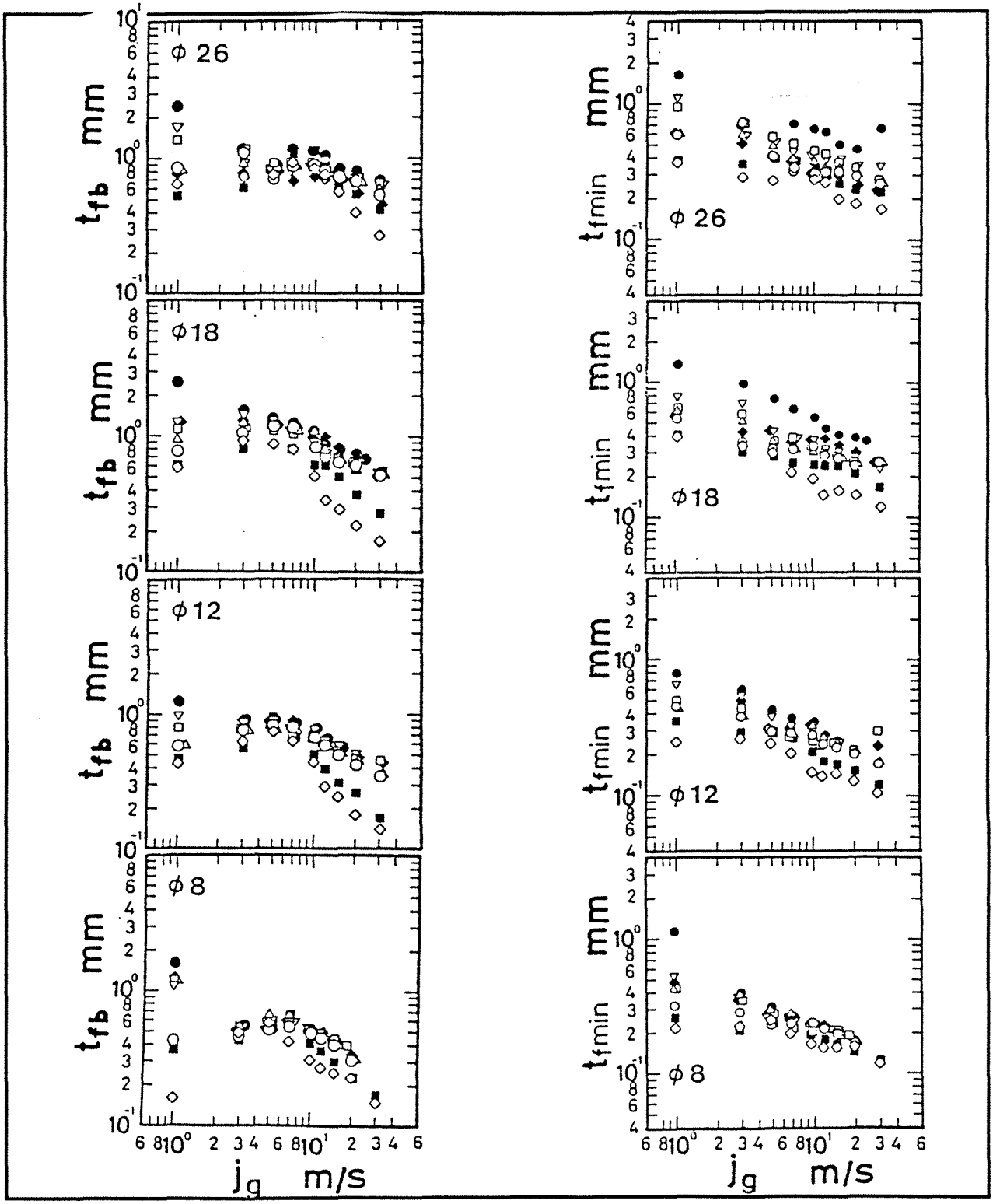



figure A-15 [0] et A-16 [0]

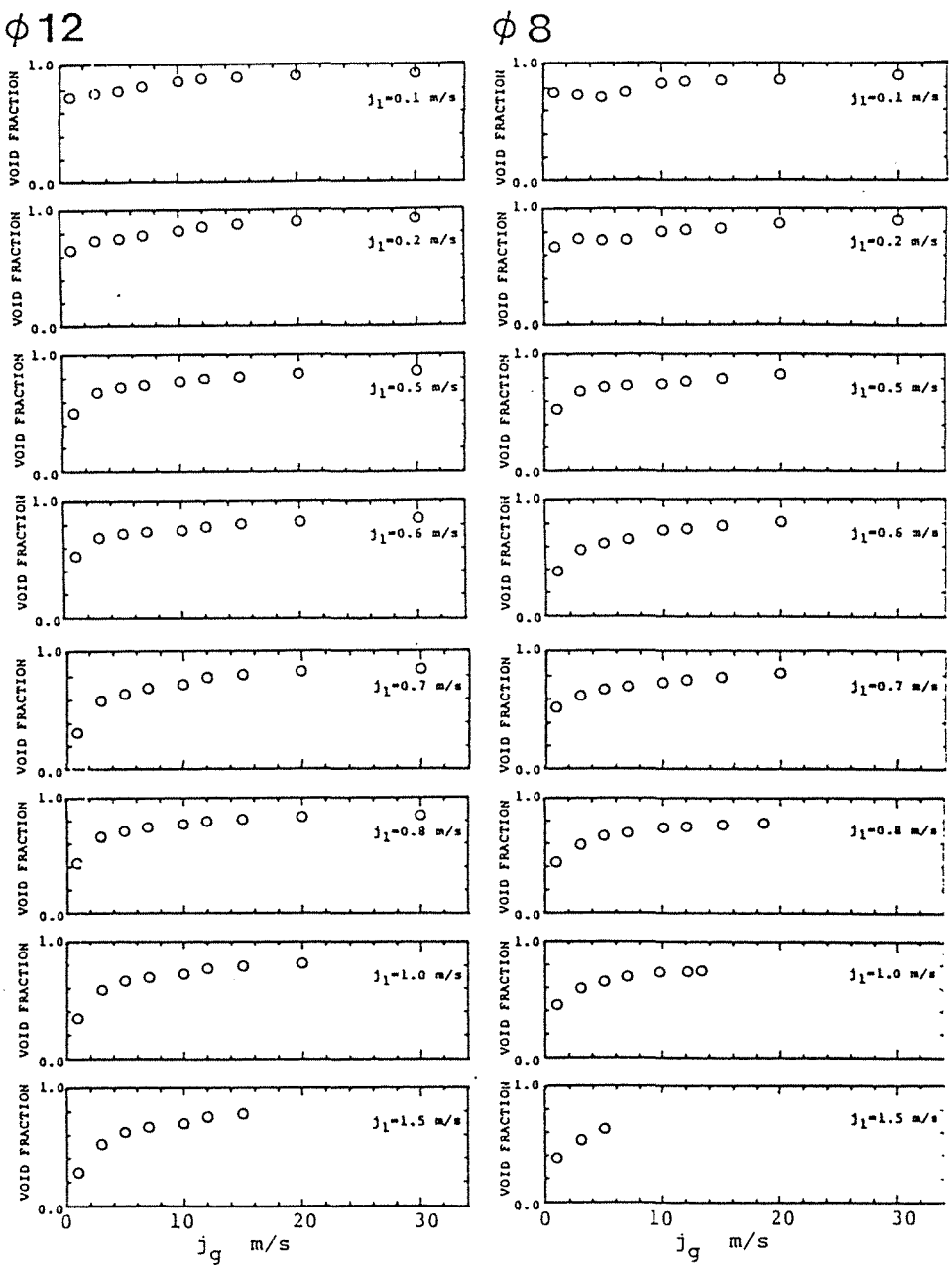

φ12
φ8
VOID FRACTION
1.0
0.0
$j_l$=0.1 m/s
$j_l$=0.2 m/s
$j_l$=0.5 m/s
$j_l$=0.6 m/s
$j_l$=0.7 m/s
$j_l$=0.8 m/s
$j_l$=1.0 m/s
$j_l$=1.5 m/s
0
10
20
30
$j_g$ m/s

figure A 17

## 3. CLASSIFICATION QUALITATIVE DES STRUCTURES LIQUIDES : ONDES A L'INTERFACE.

La classification, résumée dans le tableau 2, provient de l'analyse, à partir des signaux des sondes à pointes multiples PEP, de la structure des ondes de taux de liquide et de son évolution au cours de la propagation. Les résultats sont ensuite comparés (figure A 18) aux coupes de l'écoulement, construites à l'aide de la sonde à pointes multiples PEP.

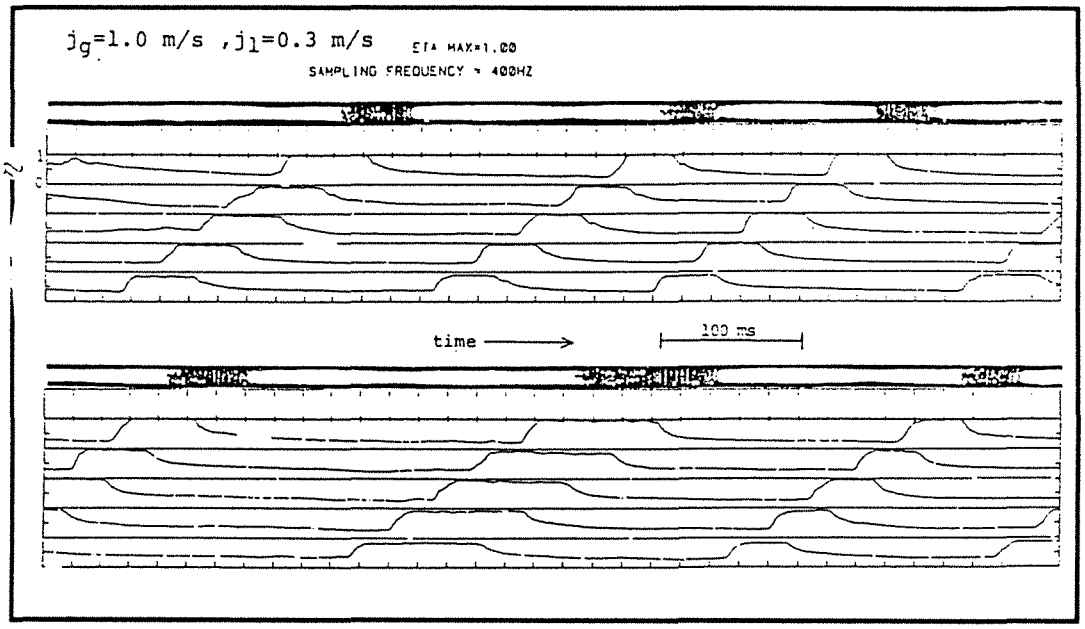



figure A18

Les mesures ont été faites du régime à poches au régime annulaire, soit pour:

| |
|---|
| $0.1 < j_L < 2$ m/s |
| $0.3 < j_G < 30$ m/s |

| | | |
|---|---|---|
| Le bouchon : | Liquid Slug Steady LS-S | |
| | non stable par coalescence LS-TC | |
| | " " " désintégration LS -TD | |
| Le "film" : | Huge Waves | |
| | Disturbance Waves | |
| | Ephemeral Waves | Backward |
| | | Forward |

tableau 2

### 3.1. Le bouchon

Deux types de bouchons sont observés :

a) Comportement stable **LS-S** (Liquid Slug Steady). Le bouchon se déplace en restant identique à lui-même . Deux exemples sont proposés :

$j_g = 0.3, j_l = 0.3$ m/s : bouchon sans bulle

$j_g = 1, j_l = 0.1$ m/s : bouchon avec bulles

b) La structure évolue :

- soit par coalescence des bouchons (**LS-TC**)

$j_g = 0.3, j_l = 1.0$ m/s

- soit par désintégration des bouchons (**LS-TD**)

$j_g = 1, j_l = 0.3$ m/s

### 3.2. Ondes larges (Huge Waves)

Les **H.W** sont définies comme de grosses structures apparaissant après que le noyau central des bouchons ait disparu par accroissement de $j_L$ et $j_G$. A nouveau apparaît un domaine où les structures sont stables et un domaine où elles évoluent.

a) - Comportement stable (Steady) **HW-S**

$j_g = 7.0, j_l = 0.3$ m/s

$j_g = 10.0, j_l = 1.0$ m/s

b) - Transition par "absorption" de l'onde éphémère précédente **HW-T**

$j_g = 10, j_l = 0.3$ m/s

La célérité de l'onde n'est pas modifiée.

### 3.3. Ondes de perturbation DW (disturbance Waves)

Les ondes de perturbation modifient leur forme par émission ou absorption de grandes ondes éphémères et reprennent leur apparence ordinaire.

$j_g = 30, j_l = 0.3$

Quand $j_l$ augmente la célérité des **DW** devient très variable suivant la position le long du tube. Quand cette propriété apparaît il faut considérer qu'on approche d'un écoulement annulaire torsadé (Wispy Annular Flow).

### 3.4. Grandes Ondes Ephémères EW (Ephemeral Large Waves)

Ces ondes, d'assez basse fréquence, prennent naissance au niveau d'une structure liquide et cheminent soit dans le sens de l'écoulement, soit en sens contraire.
Les grandes ondes éphémères peuvent être observées dans les écoulements à poches, à ondes larges (**HW** ou écoulements déstructurés) et aussi dans les écoulements annulaires.

a) - Déplacement dans le sens de l'écoulement **EW-F** (Forward).

$j_g = 3, j_l = 0.3$ m/s
$j_g = 30, j_l = 0.2$ m/s
$j_g = 30, j_l = 0.3$ m/s

En écoulement annulaire,il est possible d'observer la naissance d'une **EW-F** à partir d'une onde de perturbation, sa propagation et sa disparition dans la **DW** suivante :

b) - Déplacement contraire à l'écoulement **EW-B** (Backward).

La morphologie de ces ondes est instable.

$j_g = 2.0$ m/s, $j_l = 0.3$ m/s
$j_G = 1.0$ m/s, $j_L = 0.2$ m/s

Dans ce dernier exemple la régularité de l'écoulement à poches est brisée et on voit au niveau d'une poche, cheminer et grossir une **EW-B**.

c) - Déplacement irrégulier.

Dans les écoulements déstructurés (Froth II) apparaissent des ondes changeant de sens de propagation, en disparaissant brutalement.

**EW_SW** (suspending Wave)
**EW-I** (Irregular)
$j_g = 3.0$ m/s, $j_l = 0.1$ m/s
$j_g = 10.0$ m/s, $j_l = 0.05$ m/s

Les bouchons de liquide (**LS**) se distinguent des ondes larges (**HW**) par l'absence de cœur gazeux continu et par une vitesse de propagation supérieure.
Les figures A 19, A 20 et A 21 illustrent les différents types d'ondes mentionnés ci-dessus. Les enregistrements reproduit sur A 19 correspondent à une conduite de 12 mm de diamètre et ceux des figures 20 et 21 à une conduite de 26 mm de diamètre.

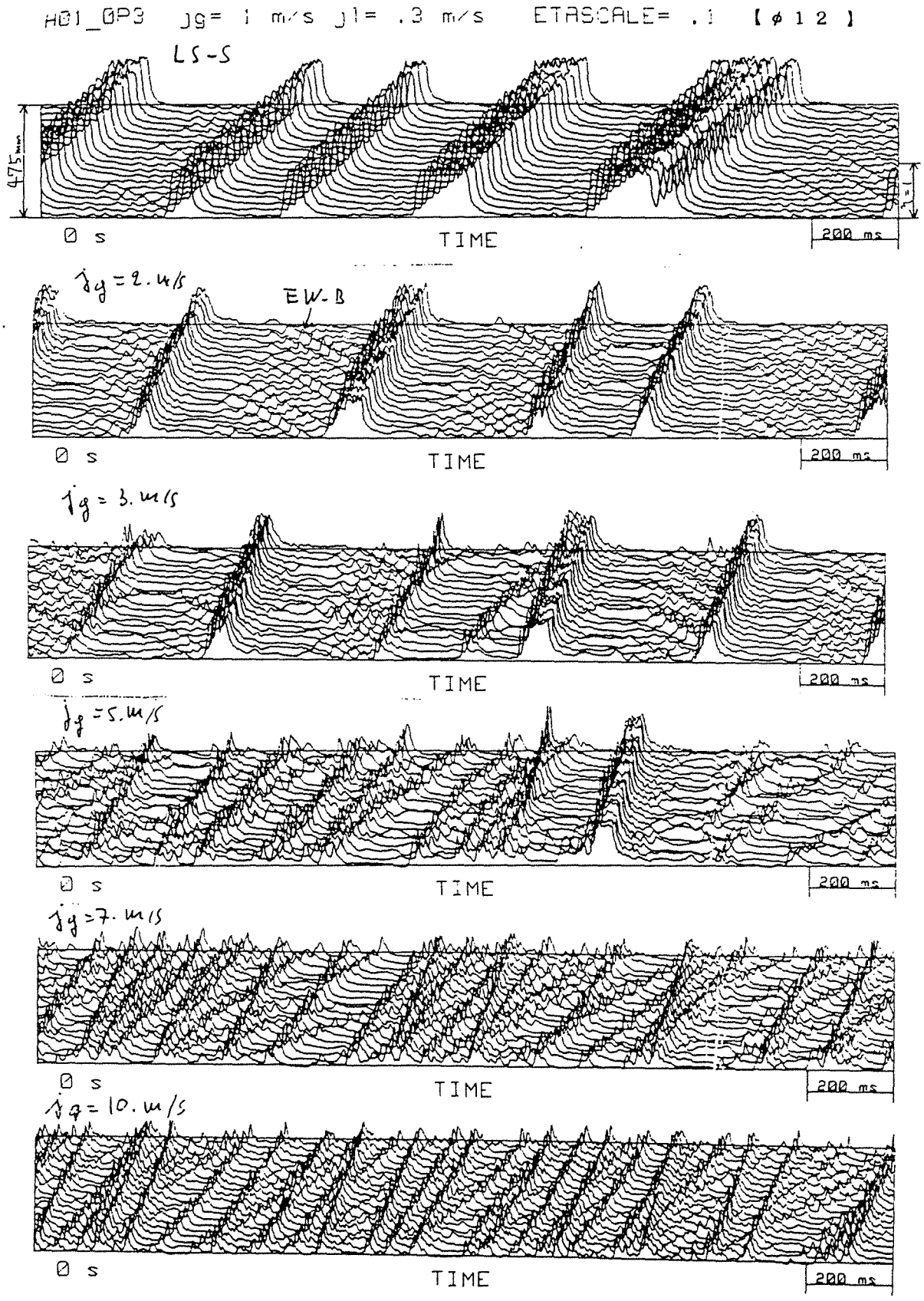

H01_0P3 jg= 1 m/s jl= .3 m/s ETASCALE= .1 [ φ 1 2 ]
LS-S
475 mm
0 s
TIME
200 ms
jg = 2. m/s
EW-B
0 s
TIME
200 ms
jg = 3. m/s
0 s
TIME
200 ms
jg = 5. m/s
0 s
TIME
200 ms
jg = 7. m/s
0 s
TIME
200 ms
jg = 10. m/s
0 s
TIME
200 ms

figure A 19 [0']

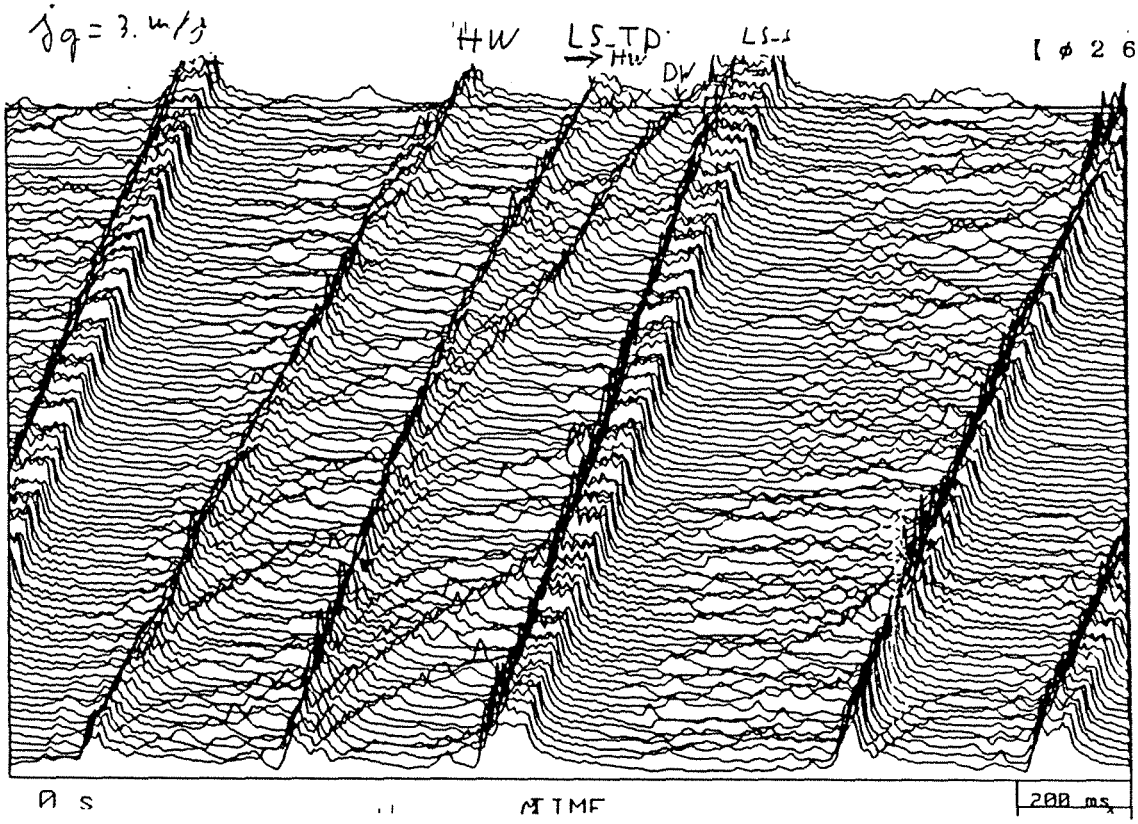



figure A 20 [0']

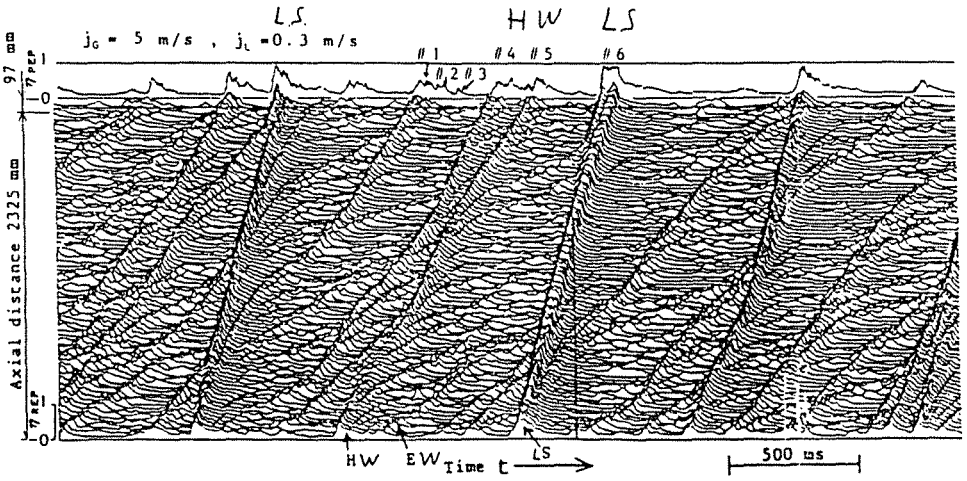



Figure 6. Wave behavior map drawn from the mean liquid holdup signals, $\eta_{REP}$, detected with Super-REP, and the mean liquid holdup, $\eta_{PEP}$, measured with Super-PEP ($j_G = 5$ m/s, $j_L = 0.3$ m/s).

figure A 21 [4]

## 4. BIBLIOGRAPHIE

[0] K. SEKOGUCHI et al., communications privées avant 1987.

[0'] K. SEKOGUCHI et al., communications privées Août 1988.

[1] K. SEKOGUCHI et al., Velocity Measurement with Electrical Double-Sensing Devices in Two-phase Flow. IUTAM Symposium 1983.

[2] K. SEKOGUCHI et al., An Investigation into the Flow Characteristics in Froth and Annular Flow. JSME Vol 26 N° 219 Sep. 1983.

[3] K. SEKOGUCHI et al., An Investigation into the Flow Characteristics in the Disturbance Wave Region of Annular Flow. JSME Vol 26 N° 220 Octobre 1983.

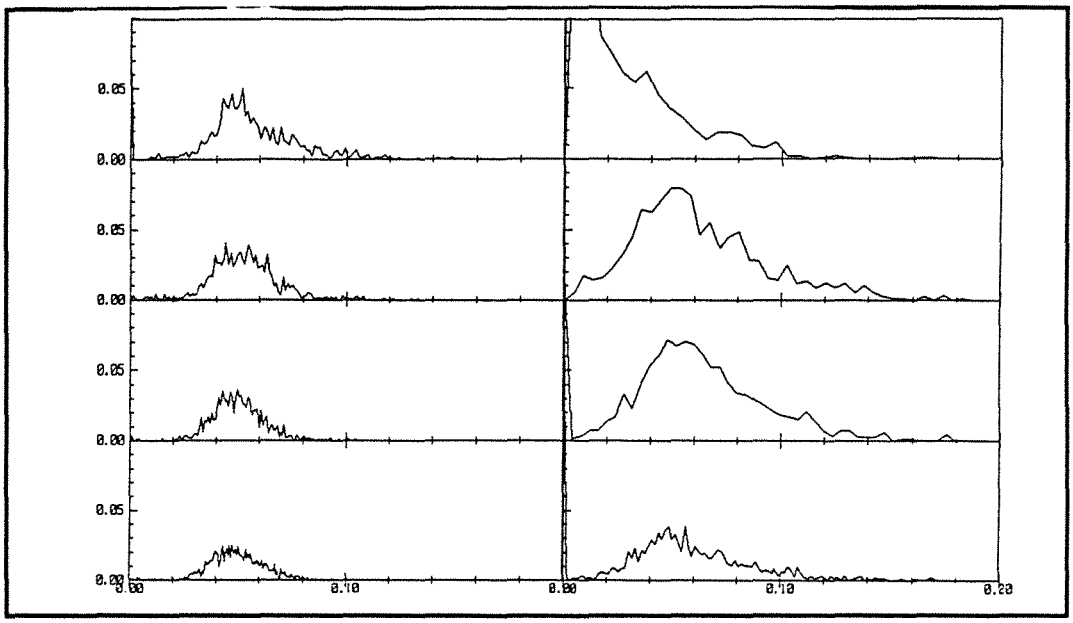
[4] K. SEKOGUCHI and M. TAKEISHI, Interfacial Structures in Upward Huge Wave Flow and Annular Flow Regimes. Int. J. Multiphase Flow vol 15, N°3,1989.

# ANNEXE B

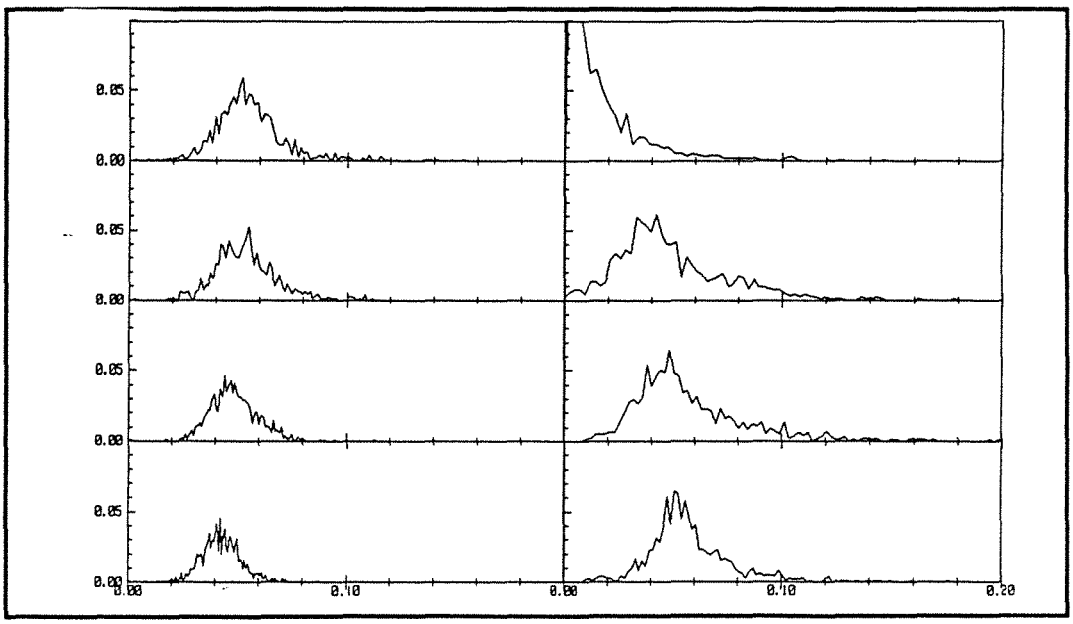
## Densité de Probabilité des longueurs de poches et de bouchons.

Les longueurs sont obtenues par l'analyse conditionnelle des signaux délivrés par le montage optique N°2. La méthode ne permet la mesure que pour $j_g < 1$m/s.

Figures 1 à 5 : densité de probabilité des longueurs de bouchon $l_b$.
Figures 6 à 10 : densité de probabilité des longueurs de poches $l_p$.




$j_l = 0.05$ m/s

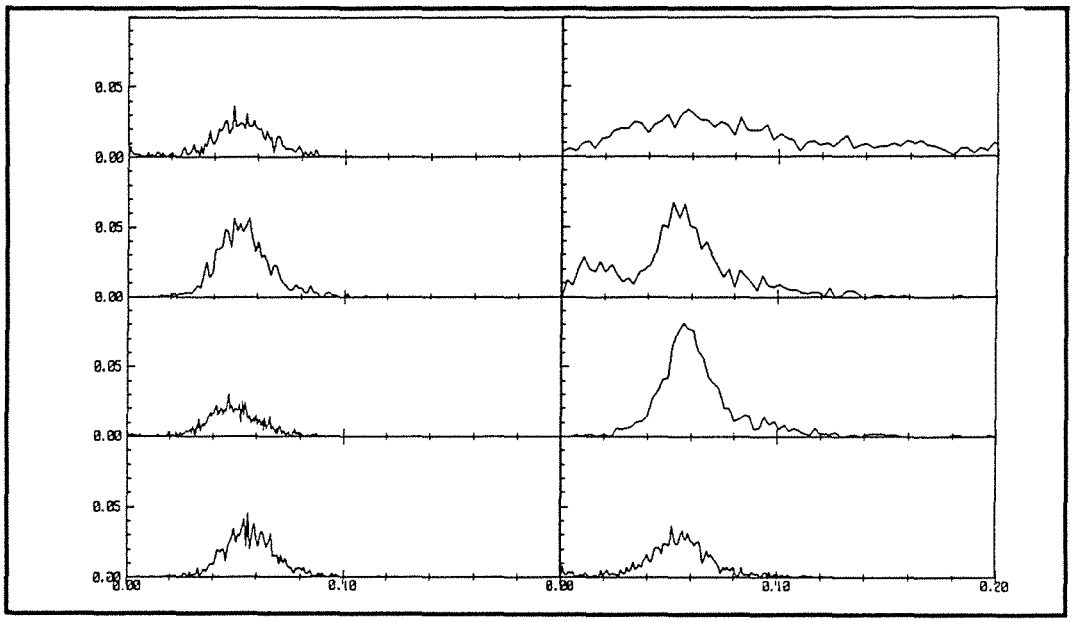



$j_l = 0.1$ m/s

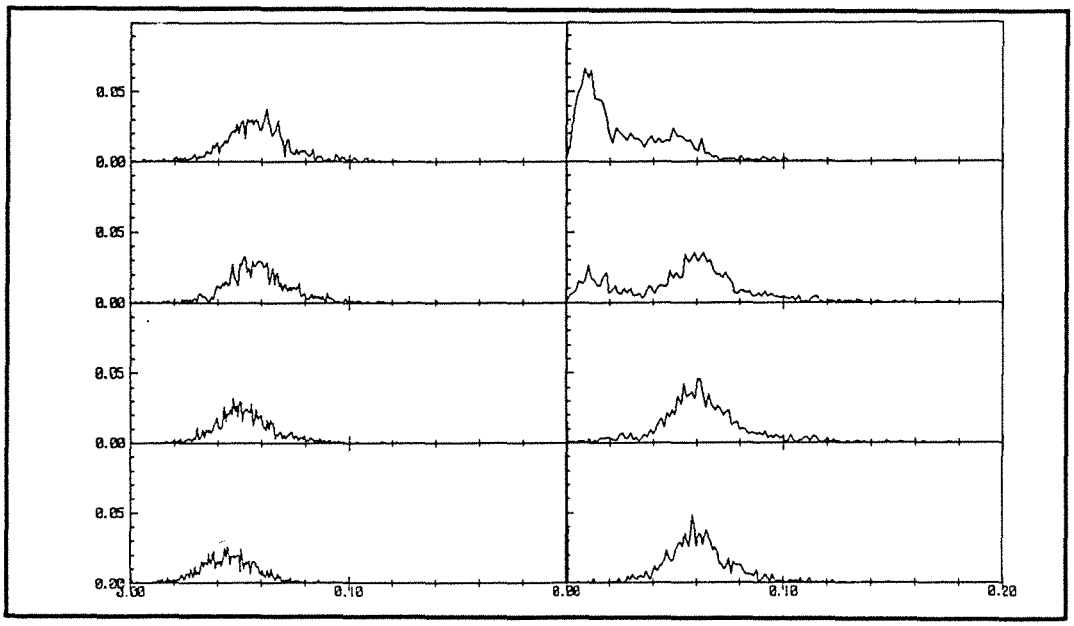
Densité de probabilité des longueurs de bouchons, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-1 a et b




$j_l = 0.2$ m/s

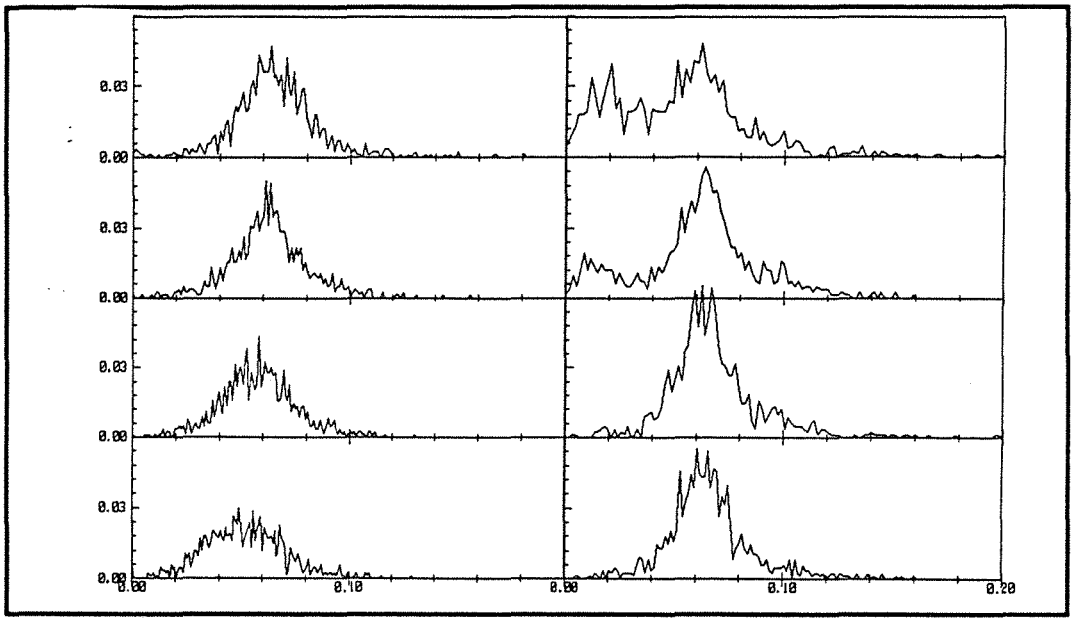



$j_l = 0.3$ m/s

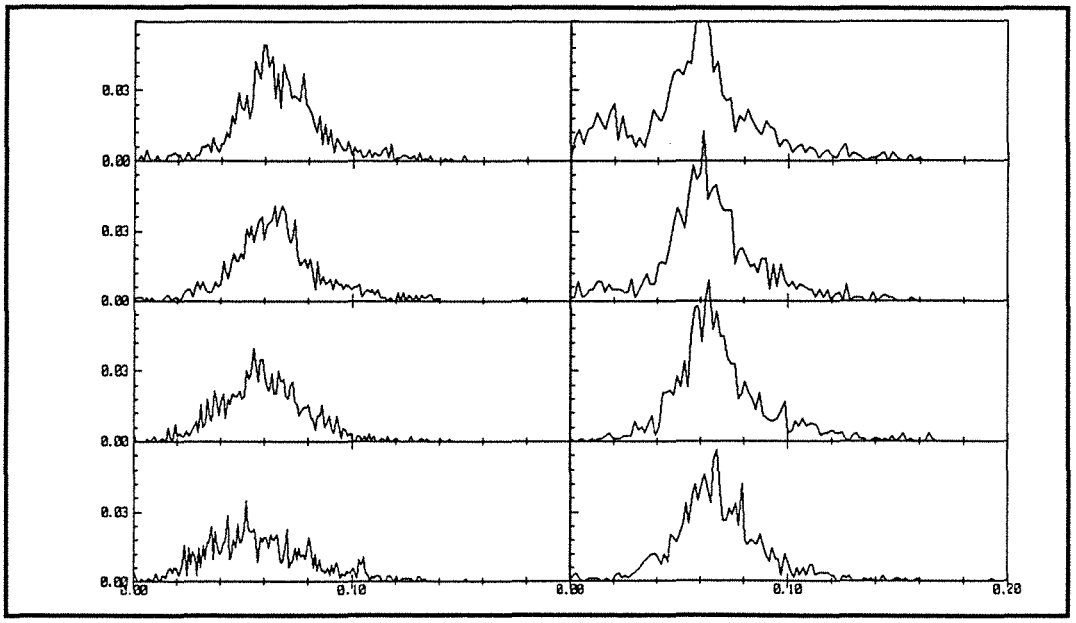
Densité de probabilité des longueurs de bouchons, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-2 a et b




$j_l = 0.5$ m/s

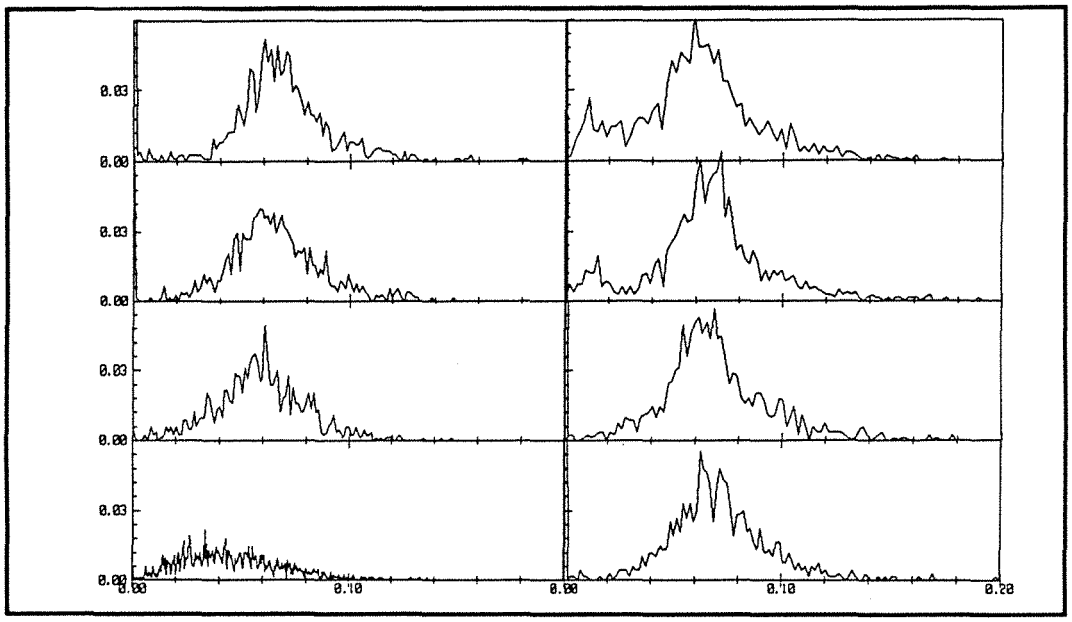



$j_l = 0.6$ m/s

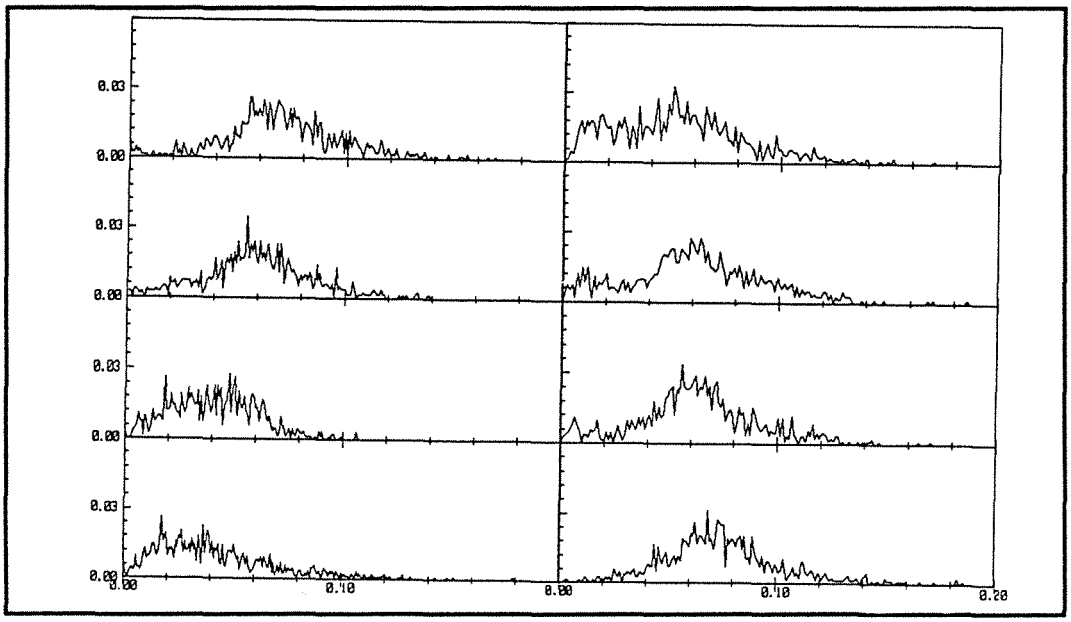
Densité de probabilité des longueurs de bouchons, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-3 a et b



$j_l = 0.7$ m/s

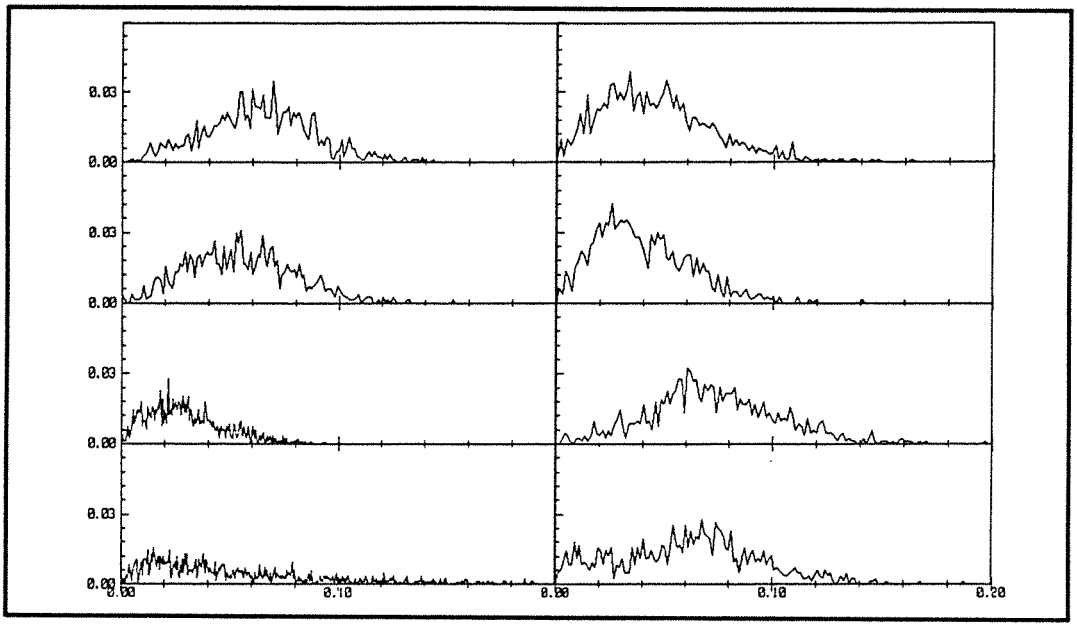


$j_l = 0.1$ m/s

Densité de probabilité des longueurs de bouchons, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-4 a et b

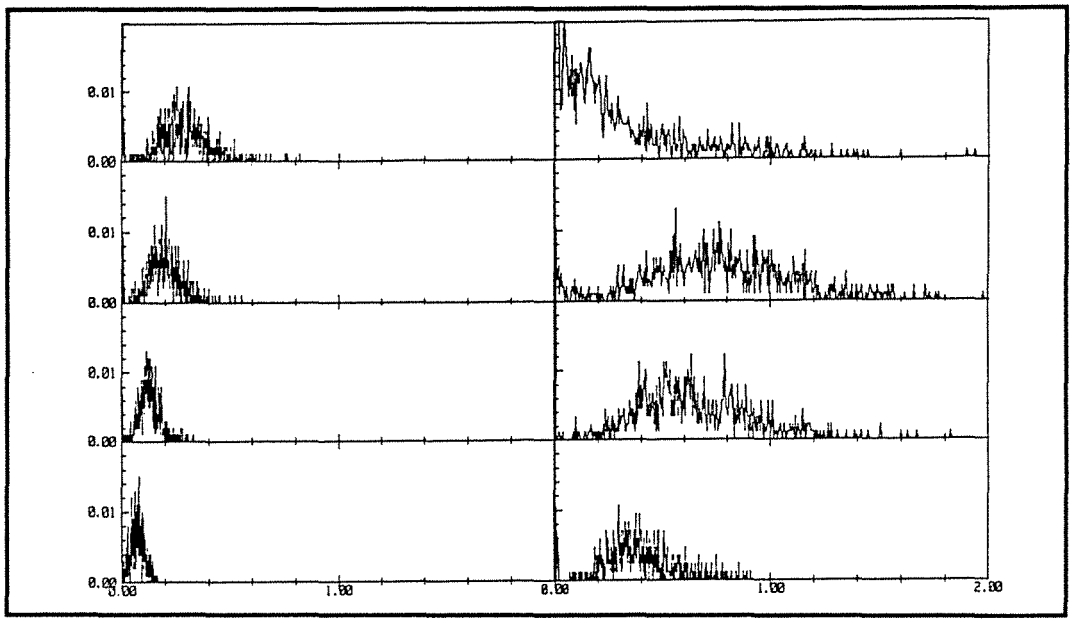



$j_l$ = 1.5 m/s

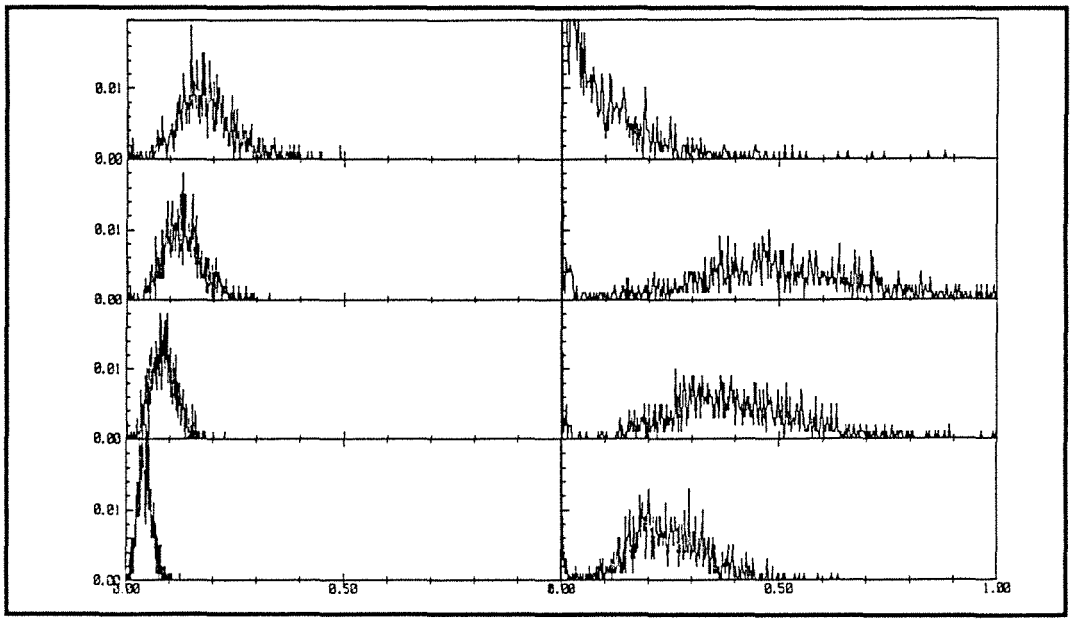
Densité de probabilité des longueurs de bouchons, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-5




$j_l = 0.05$ m/s

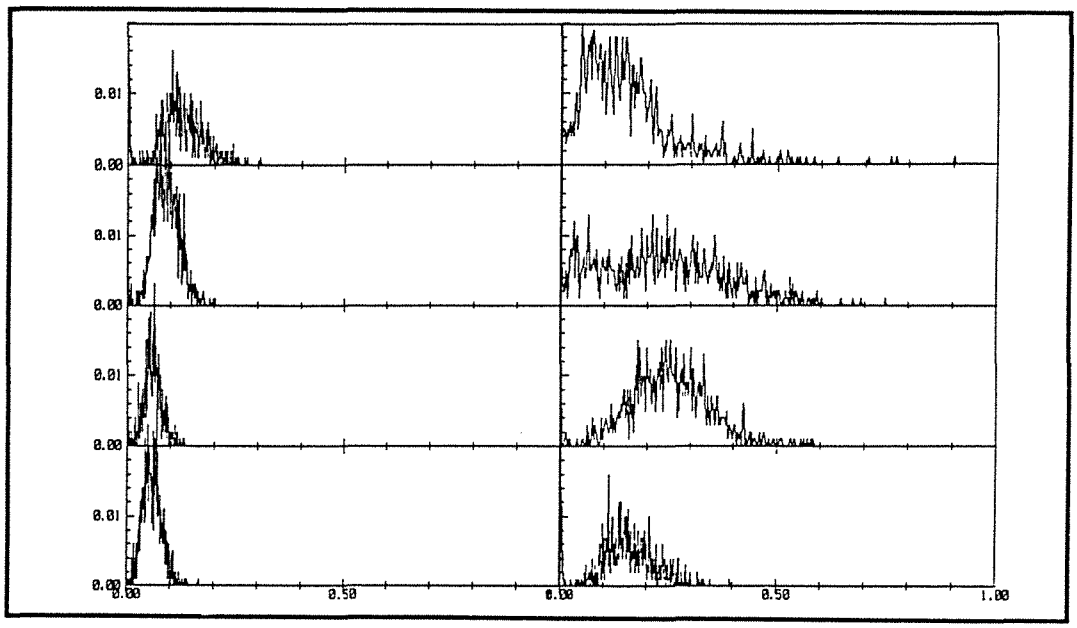



$j_l = 0.1$ m/s

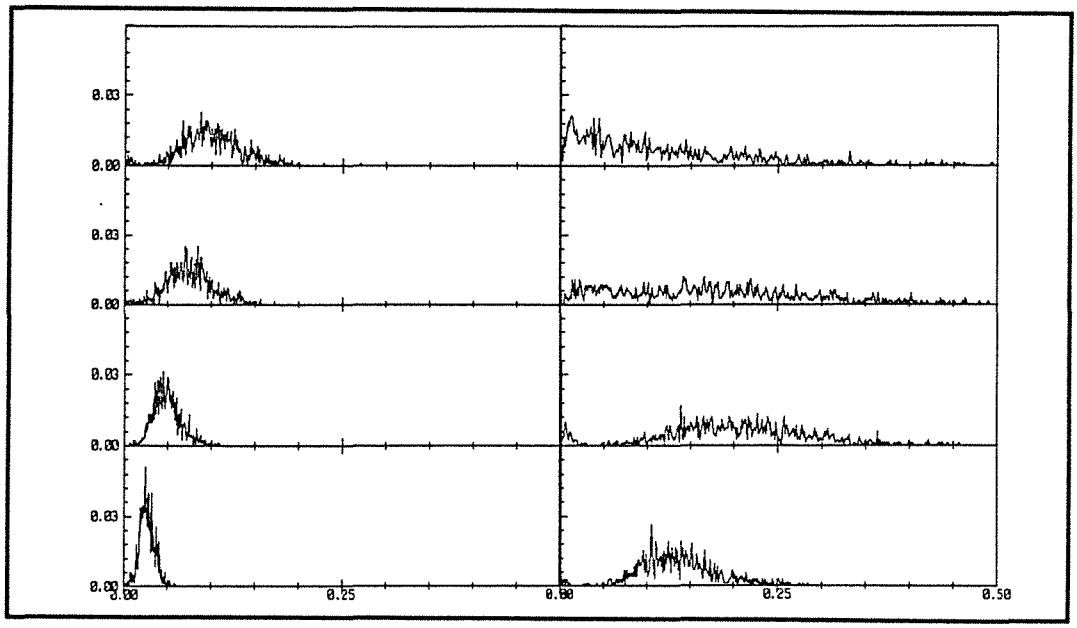
Densité de probabilité des longueurs de poches, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-6 a et b




$j_l = 0.2$ m/s

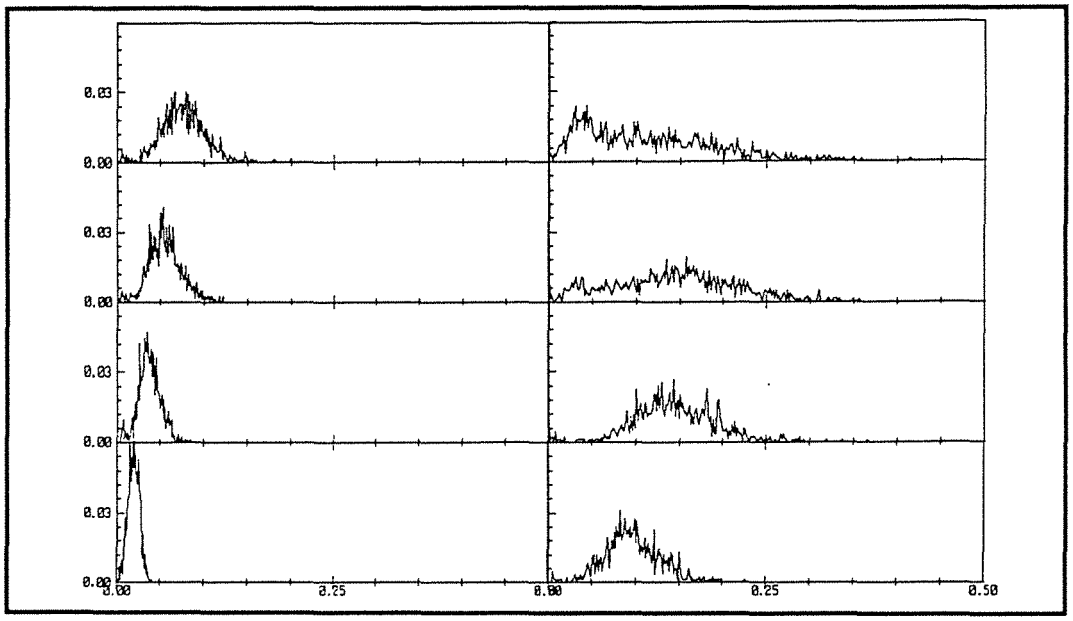



$j_l = 0.3$ m/s

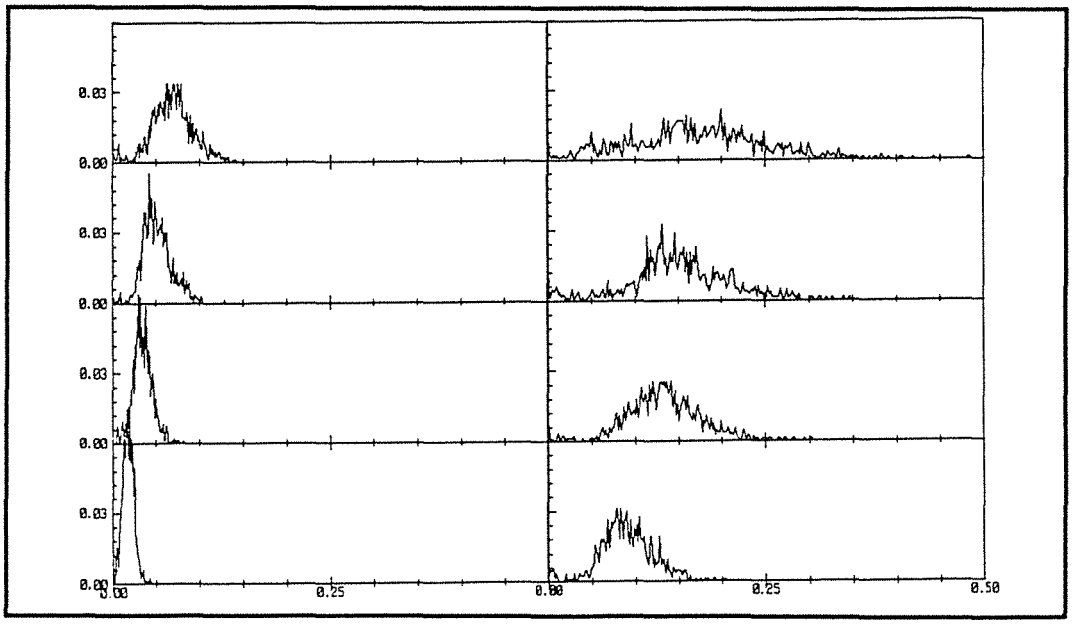
Densité de probabilité des longueurs de poches, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-7 a et b




$j_l = 0.5$ m/s

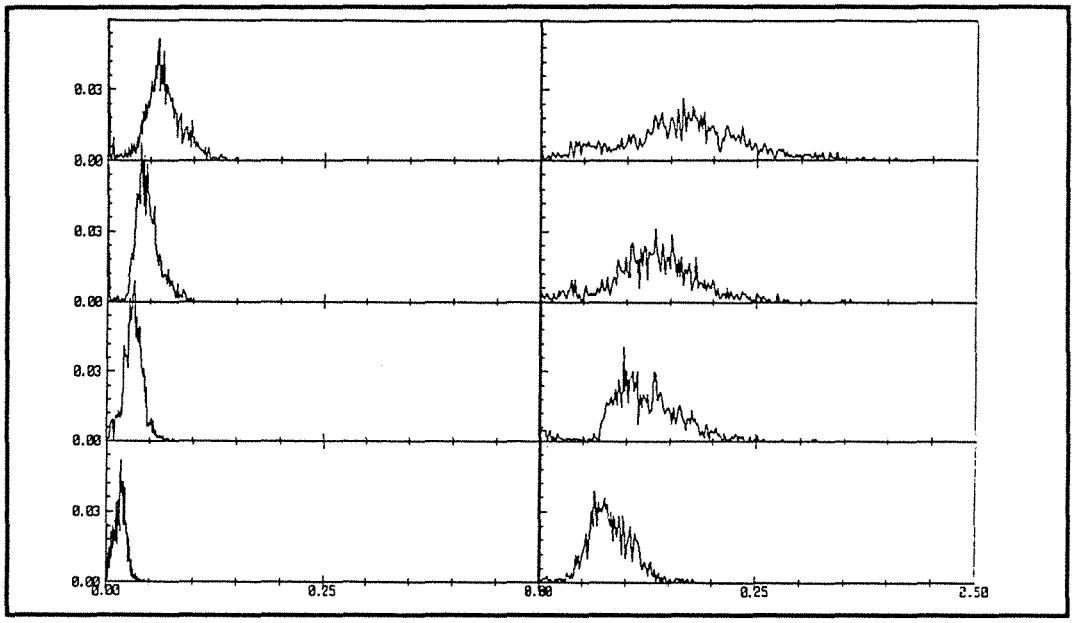



$j_l = 0.6$ m/s

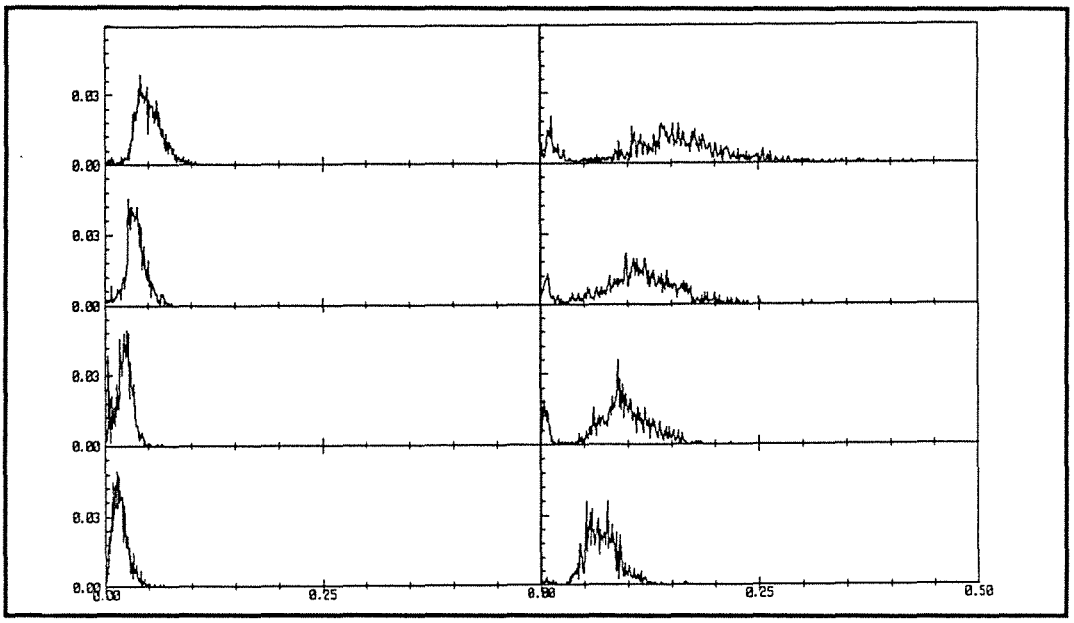
Densité de probabilité des longueurs de poches, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-8 a et b




$j_l = 0.7$ m/s

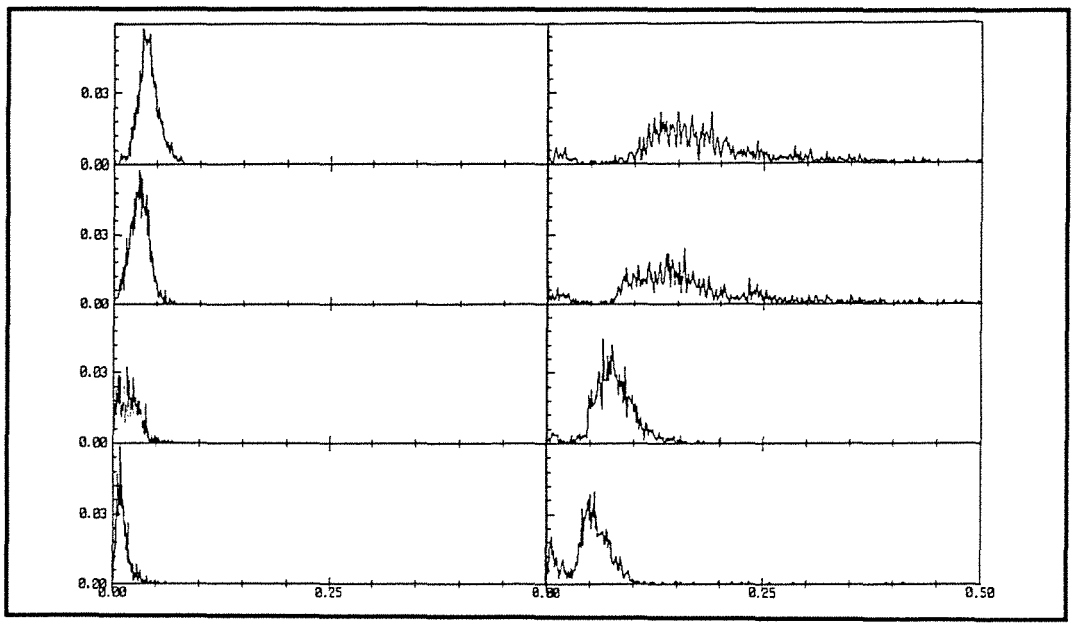



$j_l = 1.0$ m/s

Densité de probabilité des longueurs de poches, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-9 a et b




$j_l$ = 1.5 m/s

Densité de probabilité des longueurs de poches, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-10

# ANNEXE C

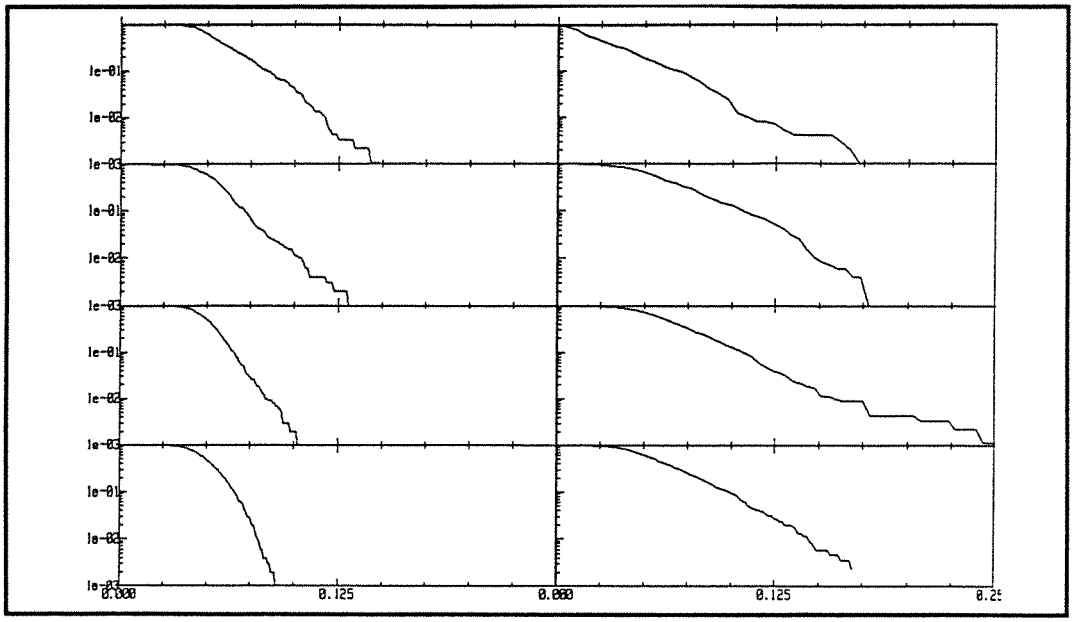
## Fonction de répartition complémentaire des longueurs de poches et de bouchons.

$$1- F(\ell) = \int_{\ell}^{\infty} p(x)\, dx$$

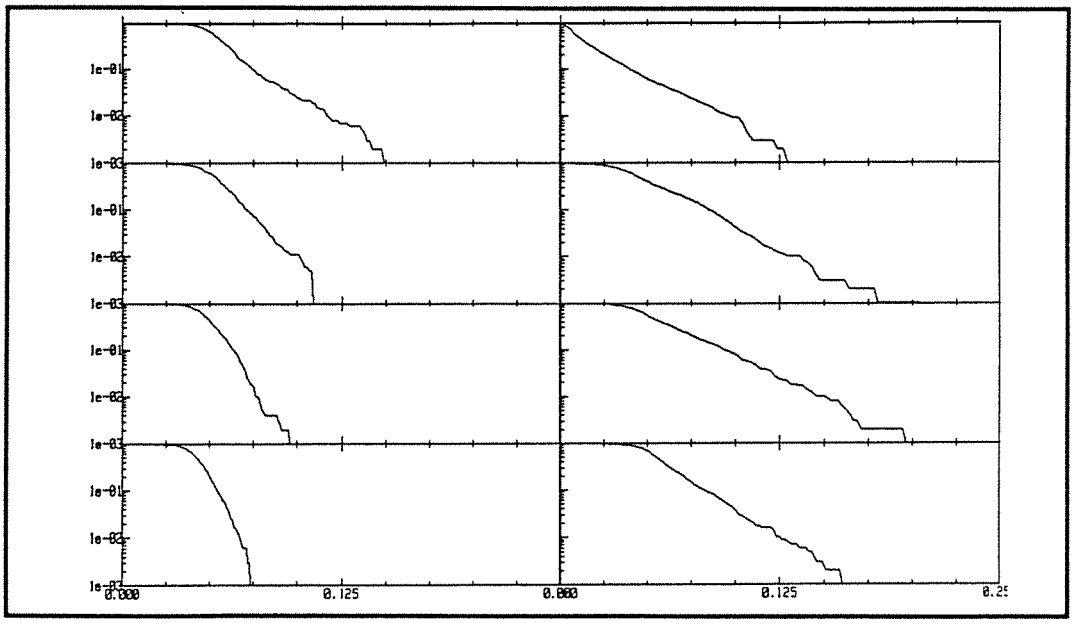
Les longueurs sont obtenues par l'analyse conditionnelle des signaux délivrés par le montage optique N°2. La méthode ne permet la mesure que pour $j_g < 1 m/s$.

Figures 1 à 5 : fonction de répartition complémentaire des longueurs de bouchon $l_b$.

Figures 6 et 7 : fonction de répartition complémentaire des longueurs de poches $l_p$.




$j_l = 0.05$ m/s

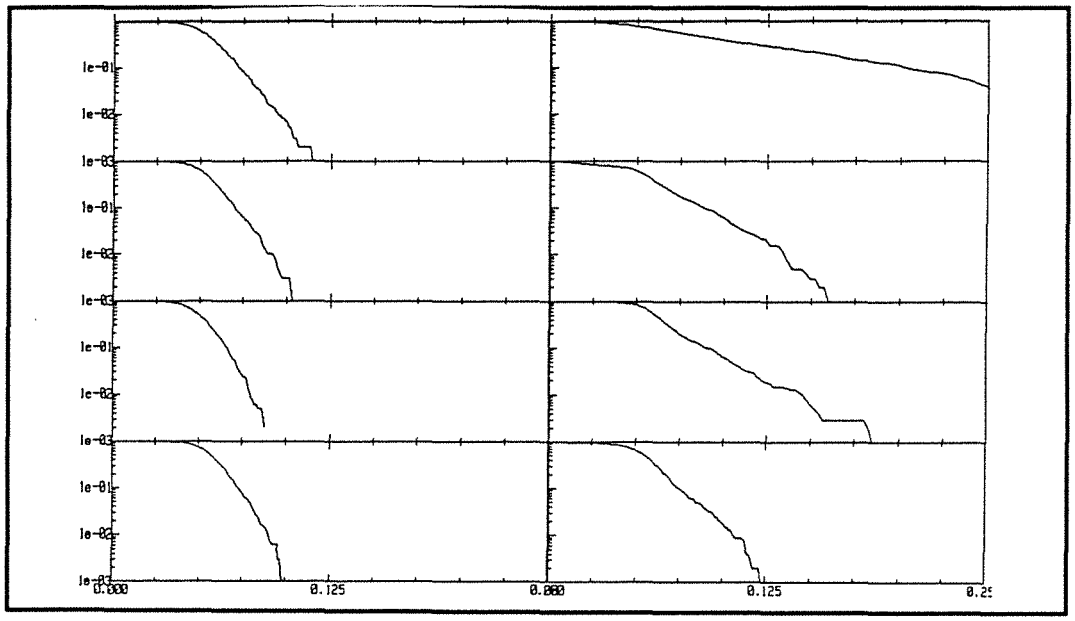



$j_l = 0.1$ m/s

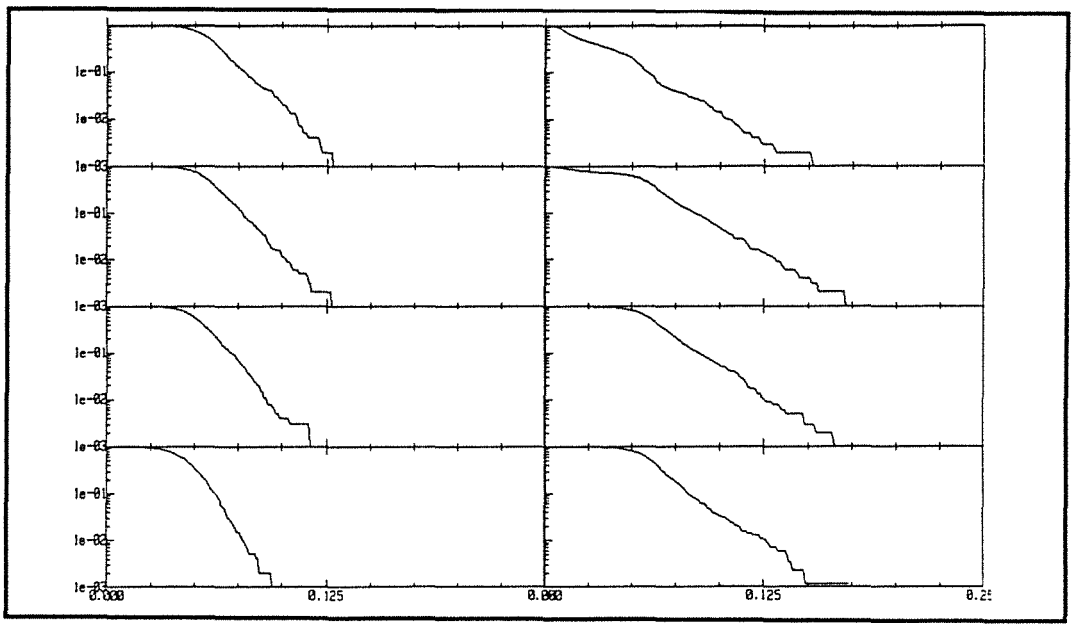
1 - $F(l_b)$, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-1 a et b




$j_l = 0.2$ m/s

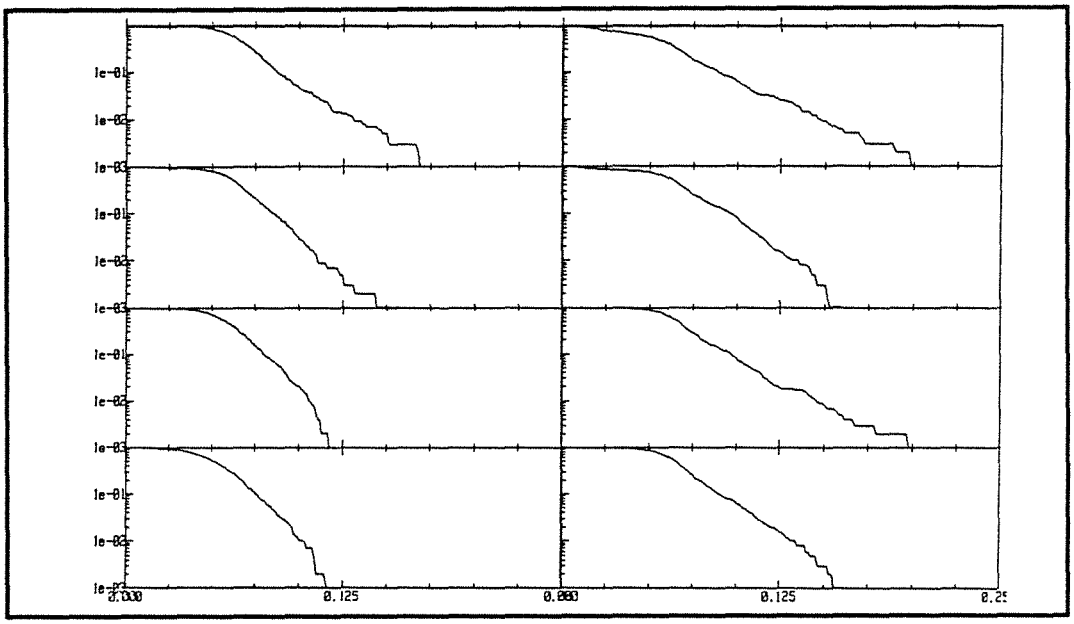



$j_l = 0.3$ m/s

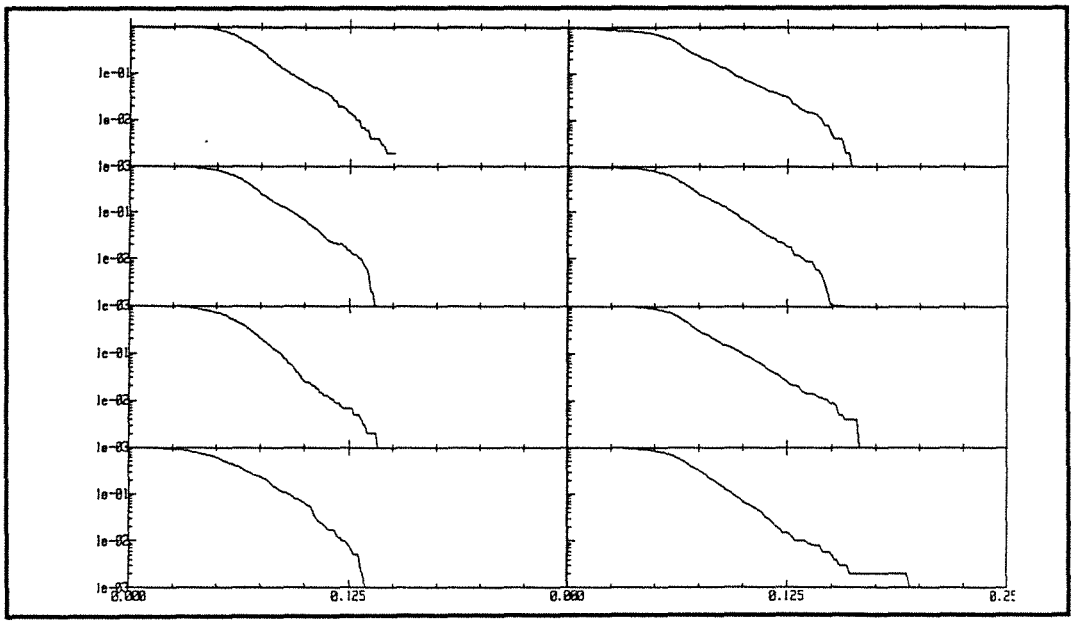
1 - $F(l_b)$, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-2 a et b



$j_l = 0.5$ m/s

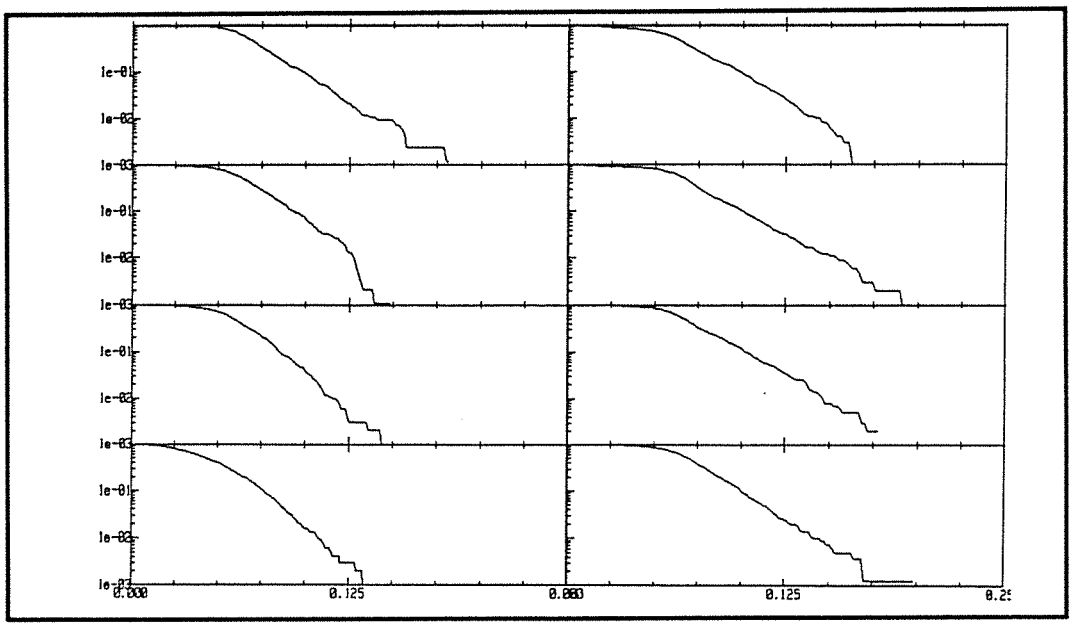


$j_l = 0.6$ m/s

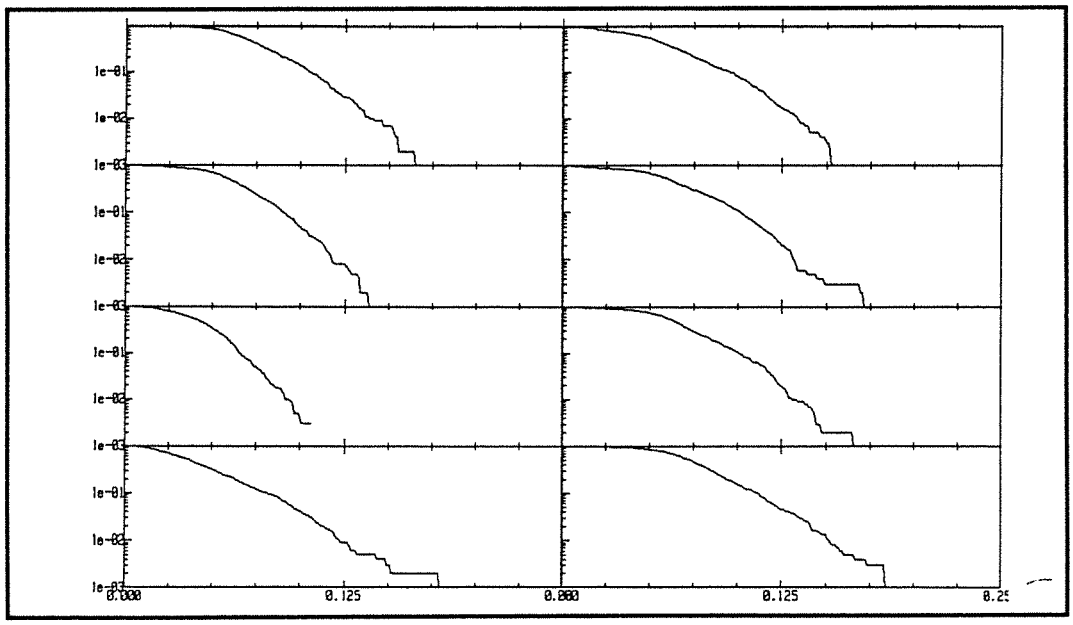
1 - $F(l_b)$, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-3 a et b



$j_l = 0.7$ m/s

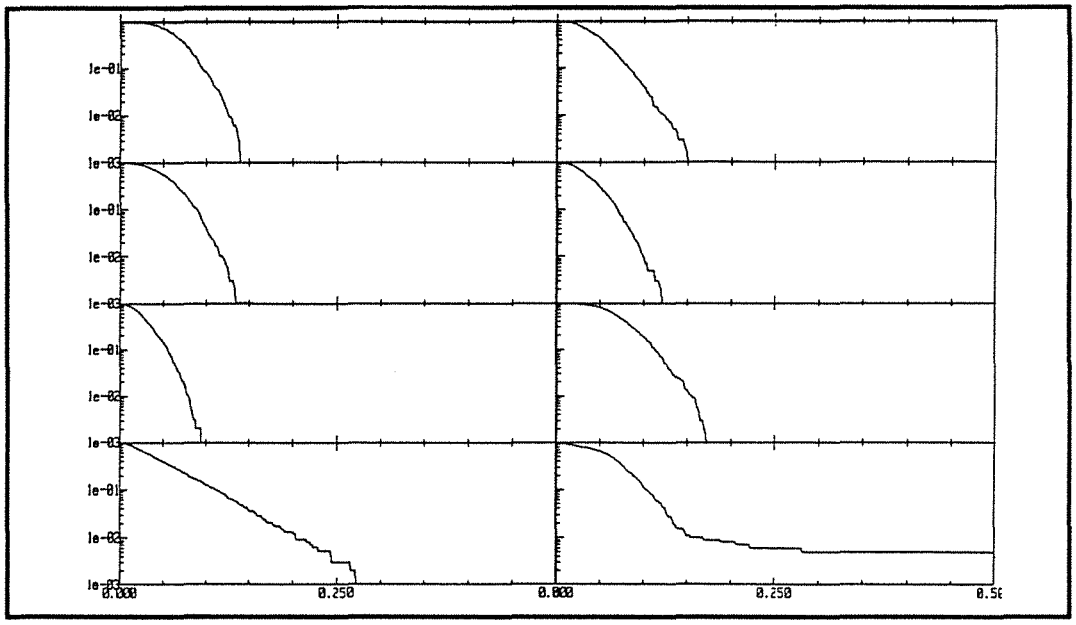


$j_l = 1.0$ m/s

1 - $F(l_b)$, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-4 a et b

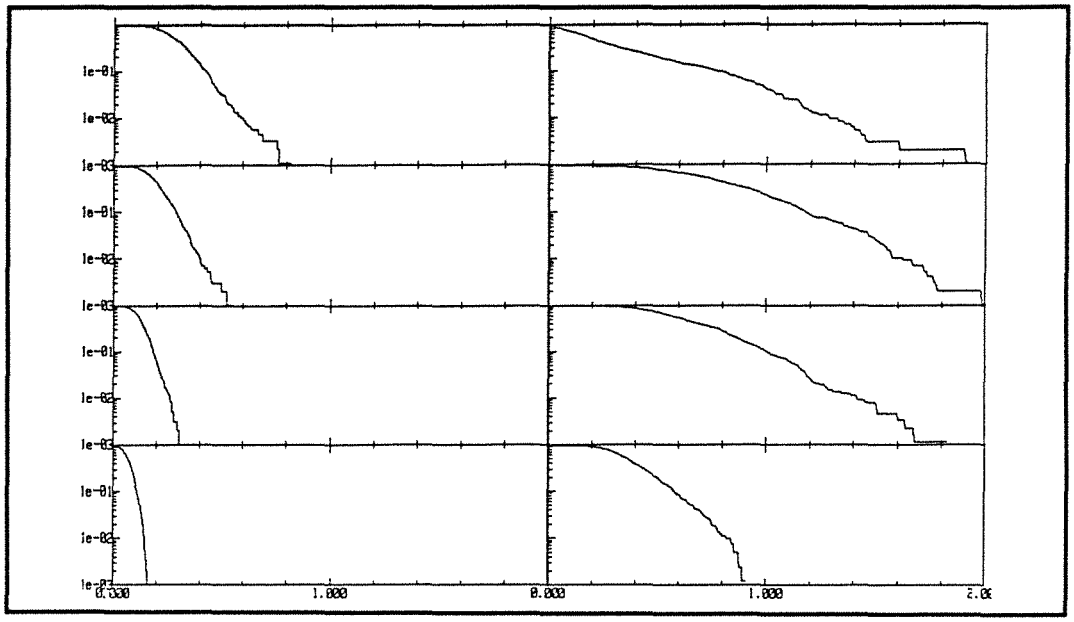


$j_l = 1.5$ m/s

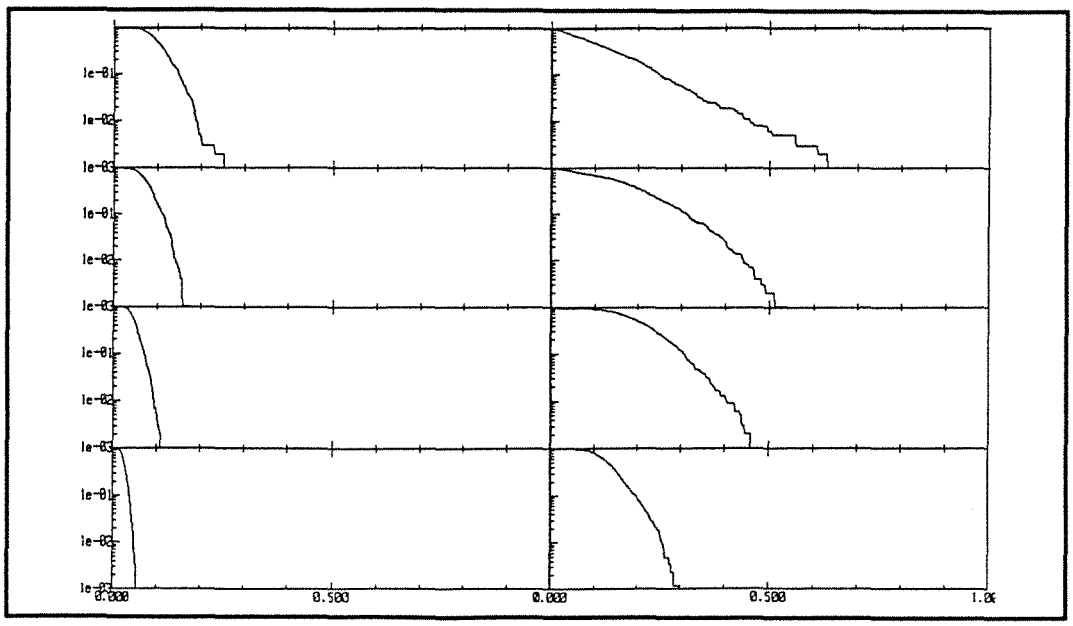
1 - $F(l_b)$, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-5



$j_l = 0.05$ m/s

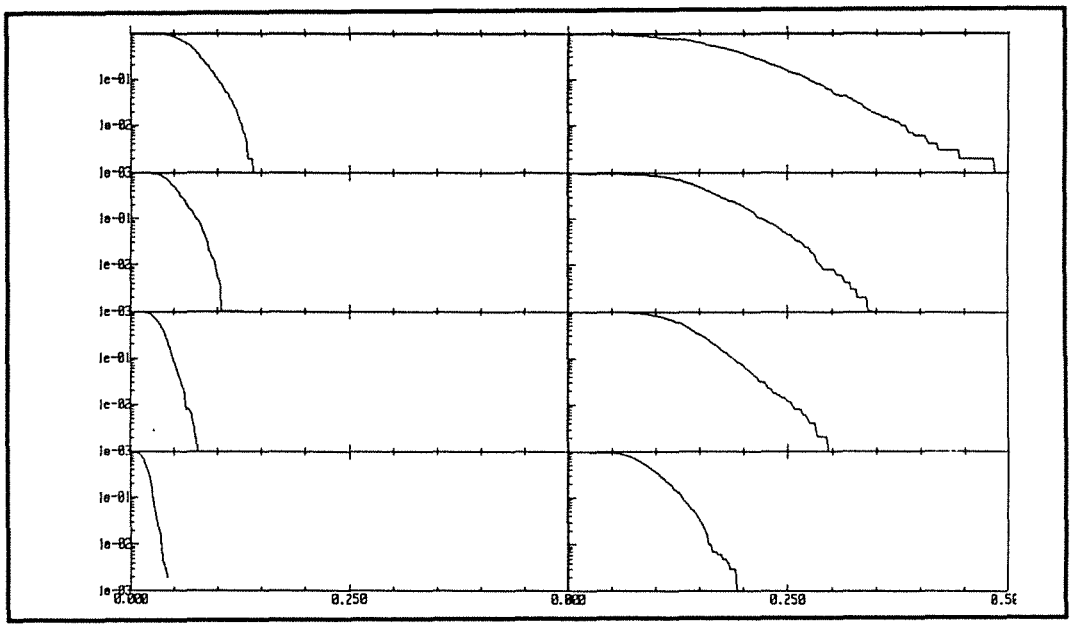


$j_l = 0.3$ m/s

1 - $F(l_p)$, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

figure B-6 a et b



$j_l = 0.6$ m/s

1 - $F(l_p)$, pour les valeurs de $j_g$ , disposées dans l'ordre des courbes:

| | |
|---|---|
| 0.42m/s | 1.02m/s |
| 0.32m/s | 0.82m/s |
| 0.22m/s | 0.72m/s |
| 0.12m/s | 0.52m/s |

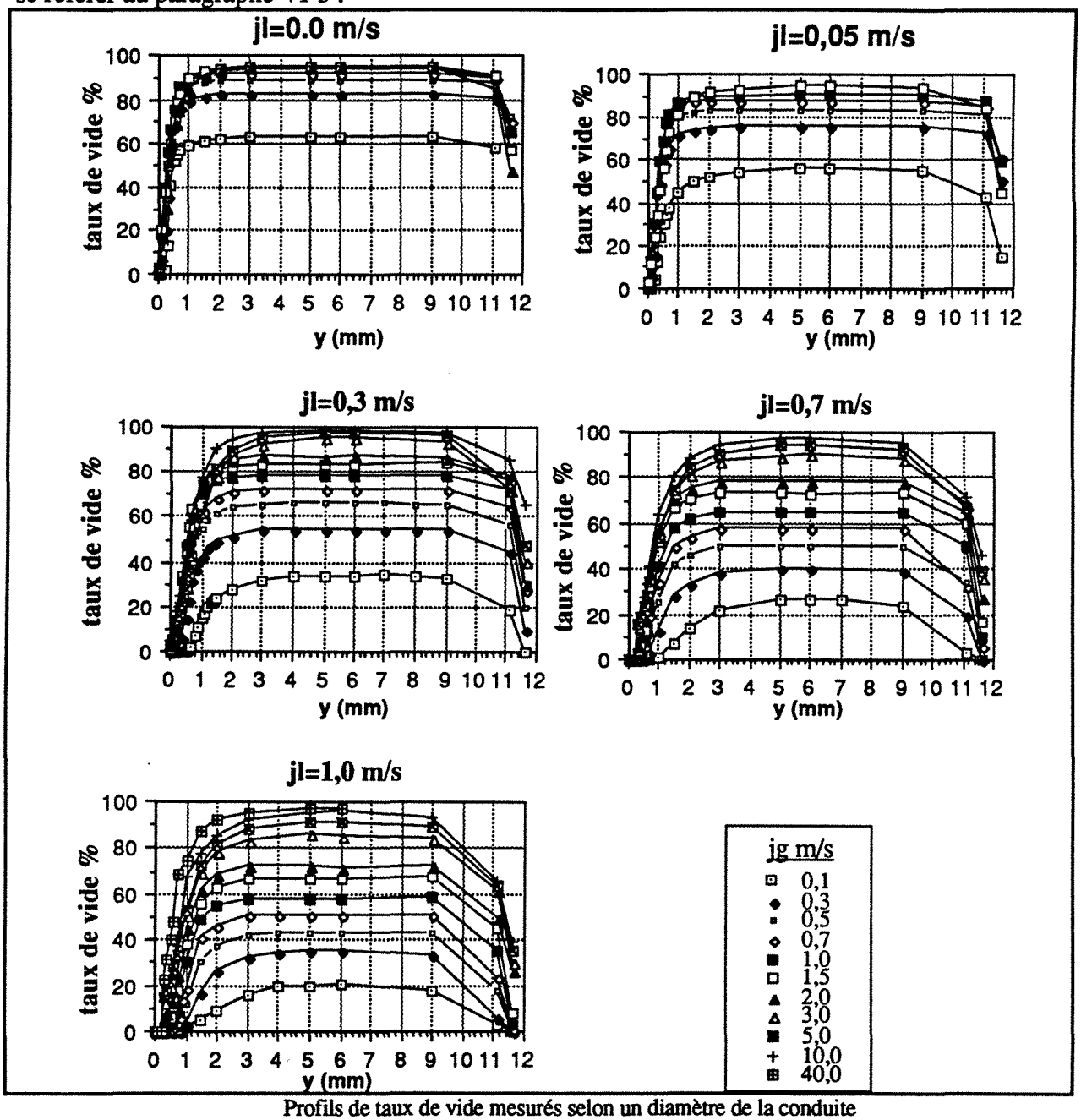
figure B-7 a

# ANNEXE D

Taux de vide et pressions.

## 1 - MOYENNES TEMPORELLES DU TAUX DE VIDE LOCAL $\overline{\alpha}$ (y)

Le taux de vide local $\overline{\alpha}$ (y) est mesuré selon un diamètre tous les 0.1mm à la paroi, puis en des points plus espacés jusqu'au centre du tube. La symétrie du profil est vérifiée par trois points supplémentaires à 3.0, 1.0, 0.5 mm de la paroi opposée. Pour plus de détails sur la mesure se référer au paragraphe VI-3 .




Profils de taux de vide mesurés selon un diamètre de la conduite

figure D-1

Il n'est pas facile de juger à la simple vue des profils si l'origine de l'axe de mesure est correcte. En effet les légères dissymétries des profils peuvent être induites par la pénétration de la hampe d'acier dans l'écoulement, dès que le point de mesure dépasse le centre de la conduite. Le

problème de l'origine de l'axe des y est considéré dans ce qui suit.

## 2 - TAUX DE VIDE MOYEN DANS LA SECTION

Pour obtenir le taux de vide moyen dans la section $\overline{<\alpha>}$, il faut intégrer les profils précédents sur toute la section du tube. Connaissant le taux de vide selon un rayon $\alpha(r)$ et en admettant une symétrie axiale, on a:

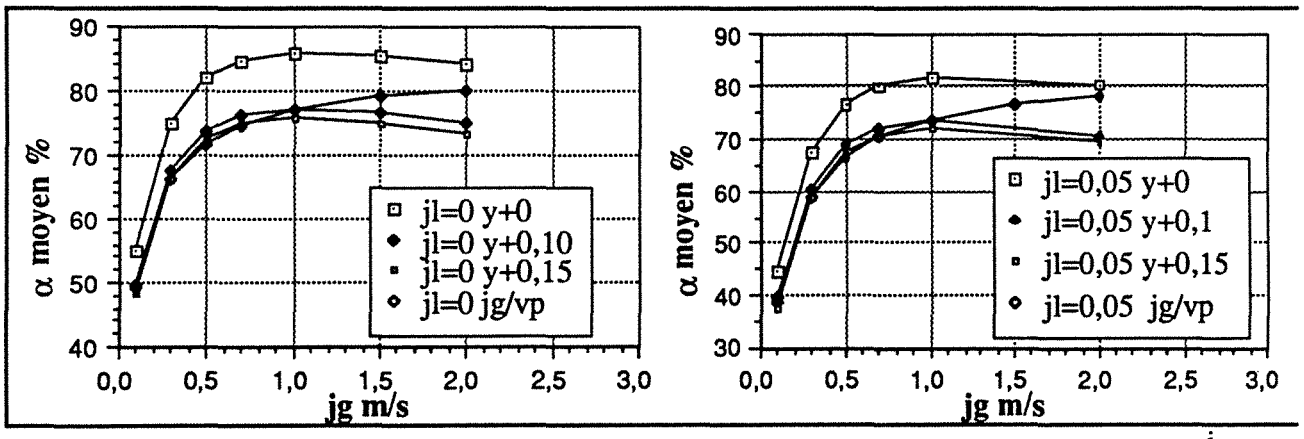
$$\overline{<\alpha>} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} \partial\theta \int_0^R \alpha(r)\, r\, \partial r \qquad \text{posons } y=R-r$$

$$\overline{<\alpha>} = \frac{2}{R^2} \int_0^R \alpha(y)(R - y)\partial y$$

Le résultat de cette intégration dépend très fortement de la précision du zéro de l'axe des y. En l'absence de bulles dans le bouchon ($\alpha_b$=0) les relations (III 3-13" et -8) donnent :

$$\overline{<\alpha>} = \frac{j_g}{v_p}$$

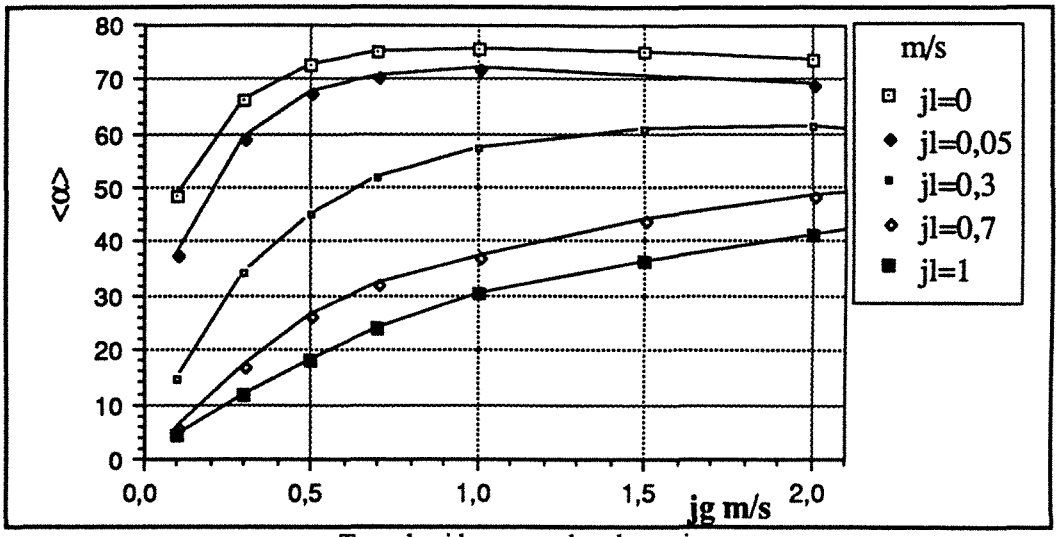
Aux plus faibles valeurs de $j_l$ (et bien entendu pour $j_g$ < 1 m/s pour être en régime à poches) le bouchon est effectivement dépourvu de bulles; on se sert donc des profils de $\alpha$ en jl =0 m/s et $j_l$ = 0.5 m/s pour recaler le zéro $y_0$ de l'axe des y, en intégrant ces profils pour des valeurs croissantes de $y_0$ jusqu'à l'identification de la courbe de $\overline{<\alpha>}$ avec la relation $\frac{j_g}{v_p}$ ce qui se produit pour $y_0$=0.15 mm (figure D-2).



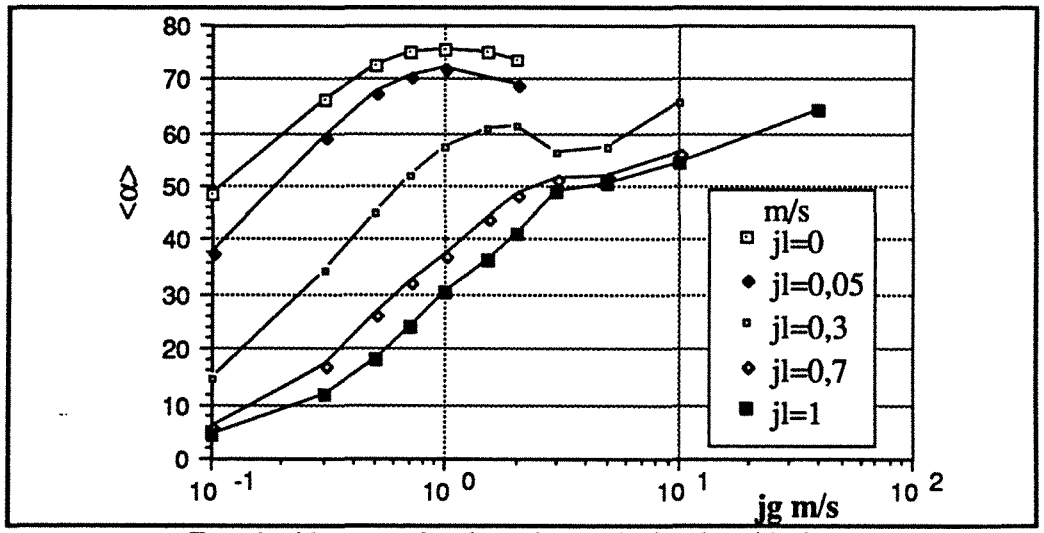

Effet du décalage du zéro de l'axe des y sur le calcul du taux de vide moyen dans la section: comparaison avec $\frac{j_g}{v_p}$

figure D-2

Le taux de vide moyen dans la section est donné figures D-3 et D-4 en tenant compte du décalage de l'origine de 0.15mm.




Taux de vide moyen dans la section.
figure D-3



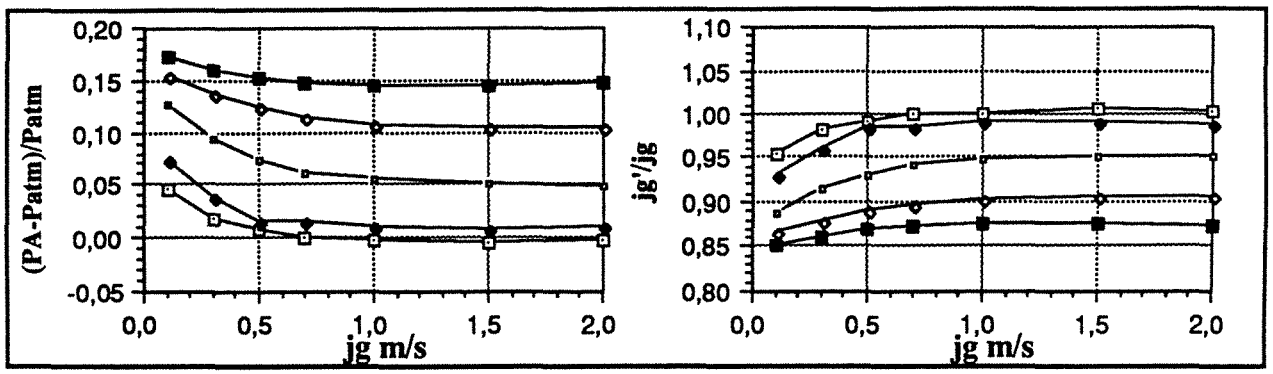

Taux de vide moyen dans la section en abscisse logarithmique.
figure D-4

## 3 - PRESSION AU POINT DE MESURE

La pression au point de mesure A est donnée par la relation (II-8) au paragraphe II-2.1. Les courbes de l'écart relatif entre la pression en A et la pression atmosphérique (figure D-5 a) traduisent l'allégement de la colonne avec l'augmentation des flux de gaz tant que la valeur de $j_g$ n'excède pas 2m/s, valeur à partir de laquelle les pertes de pression par frottement deviennent prépondérantes (figure D-6 a).

La vitesse superficielle, réelle de la phase gazeuse, se déduit des valeurs de la pression en A, par la relation suivante (figures D-5 b et D-6 b):

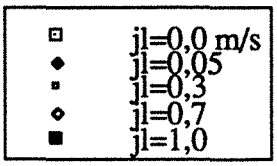
$$j_g' = j_g \frac{1}{1+\frac{P}{P_{Atm}}} \qquad \text{avec } P = P_A - P_{Atm}.$$



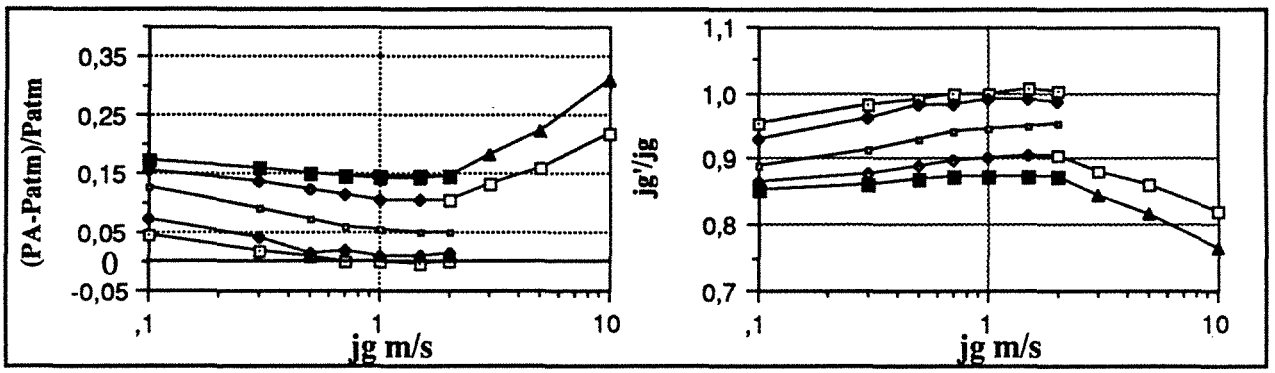

(a) (b)

Pression au point de mesure (a) et vitesse superficielle du gaz $j_g'$ (b) au point de mesure rapportées à $j_g$ (conditions standard)

figure D-5




légende des figures D-5 et -6



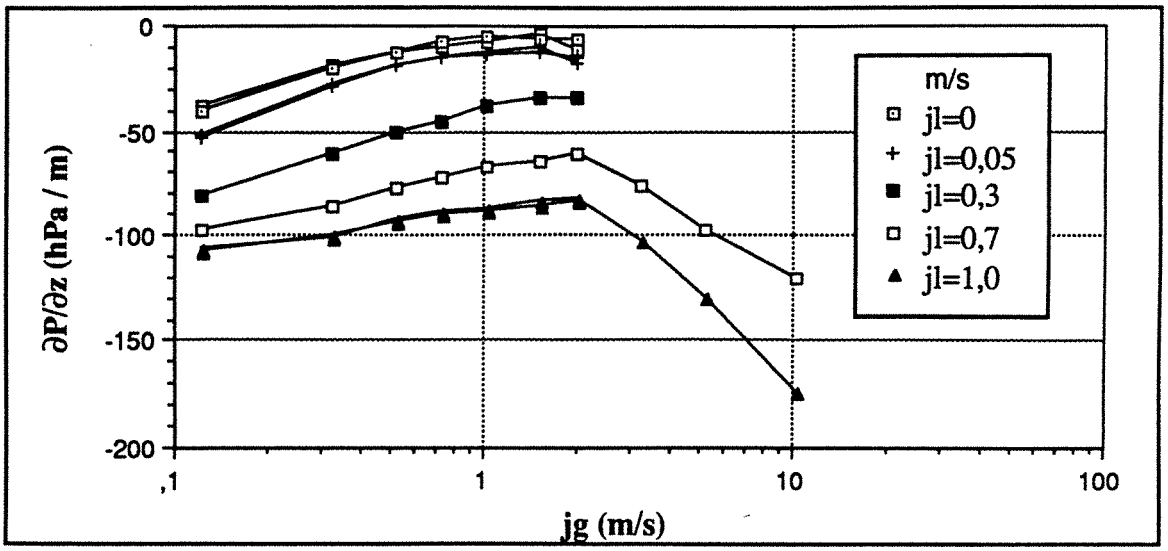

(a) (b)

Pression au point de mesure (a) et vitesse superficielle du gaz $j_g'$ (b) au point de mesure rapportées à $j_g$ (conditions standard) en abscisse logarithmique.

figure D-6

## 4 - PERTE DE PRESSION

La perte de pression totale est donnée par la relation (II-10). La distance entre les deux points de mesure est de 0.300m (figure D-7). Il est intéressant de noter que le maximum de perte de charge se situe au niveau de la transition entre le régime à poches et le régime déstructuré.




Perte de pression totale.

figure D-7

# ANNEXE du Chapitre VI

## MESURE DU FROTTEMENT PARIETAL

| LR | SD1 | SD2 | SD3 | SD4 |
|---|---|---|---|---|
| 70 | 0,965 | 0,975 | 0,971 | 0,943 |
| 100 | 0,968 | 0,978 | 0,971 | 0,945 |
| 130 | 0,951 | 0,969 | 0,958 | 0,933 |
| 150 | 0,953 | 0,973 | 0,959 | 0,934 |
| 180 | 0,941 | 0,971 | 0,953 | 0,930 |
| $\Sigma$/N | 0,956 | 0,973 | 0,963 | 0,937 |
| $\sigma$ en % | 2,8 | 0,9 | 1,6 | 1,6 |
| fact. x | 1,046 | 1,028 | 1,038 | 1,067 |

Rapport r des courants de l'électrode amont et de l'électrode aval pour chaque sonde double en fonction du débit de liquide : facteur de correction des surfaces 1/r.

tableau 1

| LR | $\tau$ | $S^+$ | SD1 | SD2 | SD3 | SD5 | ->desc. | SD1 | SD2 | SD3 | SD5 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 70 | 2,621 | 138973 | 1,534 | 1,428 | 1,484 | 1,322 | | 1,942 | 1,591 | 1,745 | 1,618 |
| 80 | 3,428 | 181762 | 1,695 | 1,568 | 1,636 | 1,462 | | 2,130 | 1,725 | 1,902 | 1,770 |
| 90 | 4,436 | 235210 | 1,830 | 1,685 | 1,776 | 1,580 | | 2,328 | 1,866 | 2,062 | 1,925 |
| 100 | 5,343 | 283301 | 1,968 | 1,805 | 1,907 | 1,704 | | 2,509 | 1,992 | 2,217 | 2,083 |
| 110 | 6,452 | 342104 | 2,122 | 1,926 | 2,046 | 1,836 | | 2,699 | 2,129 | 2,373 | 2,229 |
| 120 | 7,763 | 411617 | 2,256 | 2,04 | 2,175 | 1,949 | | 2,871 | 2,250 | 2,514 | 2,375 |
| 130 | 8,872 | 470420 | 2,387 | 2,147 | 2,297 | 2,066 | | 3,064 | 2,380 | 2,673 | 2,525 |
| 140 | 10,58 | 561301 | 2,529 | 2,264 | 2,436 | 2,193 | | 3,205 | 2,477 | 2,782 | 2,643 |
| 150 | 12,09 | 641472 | 2,664 | 2,371 | 2,561 | 2,308 | | 3,368 | 2,596 | 2,920 | 2,778 |
| 160 | 13,81 | 732353 | 2,785 | 2,47 | 2,675 | 2,419 | | 3,537 | 2,709 | 3,058 | 2,908 |
| 170 | 15,52 | 823235 | 2,917 | 2,571 | 2,797 | 2,538 | | 3,709 | 2,823 | 3,191 | 3,044 |
| 180 | 17,64 | 935484 | 3,027 | 2,658 | 2,897 | 2,633 | | 3,862 | 2,924 | 3,314 | 3,167 |
| 190 | 19,96 | 1,058e+6 | 3,151 | 2,753 | 3,014 | 2,744 | | 3,980 | 3,009 | 3,413 | 3,266 |

Etalonnage des sondes polarographiques doubles : relation entre le courant mesuré pour chaque sonde et le frottement en paroi $\tau$ (ou le taux de cisaillement réduit $S^+$)

tableau 2

| | Ascendant | | | | Descendant | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| n° sonde | SD1 | SD2 | SD3 | SD5 | SD1 | SD2 | SD3 | SD5 |
| **r** | 2,785 | 3,058 | 2,834 | 2,747 | 2,772 | 3,120 | 2,964 | 2,830 |
| **k** | 0,800 | 0,876 | 0,855 | 1,226 | 0,417 | 0,619 | 0,505 | 0,674 |
| **k'(r=3)** | 0,616 | 0,947 | 0,707 | 0,929 | 0,301 | 0,726 | 0,489 | 0,550 |

Etalonnage des sondes doubles : détermination expérimentale des deux coefficients de la loi de puissance $\tau=ki^r$ pour un écoulement ascendant et un écoulement descendant.

tableau 3

$\tau$ mesuré (Pa) en ascendant

| L | $j_l$ (m/s) | $\tau_v$ | SD1 | SD2 | SD3 | SD5 | moy. | $\sigma/m$ | $\sigma_{max}/m$ | $\lvert\tau_m-\tau_v\rvert/\tau_v$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 80 | 0.95 | 3,43 | 3,366 | 3,418 | 3,430 | 3,387 | 3.40 | 0.7% | 1.9 % | 0.9% |
| 150 | 1.93 | 12,09 | 11,96 | 12,40 | 12,42 | 12,20 | 12,24 | 1,5% | 1,7 % | 1.2% |
| 180 | 2.39 | 17,64 | 17,33 | 17,98 | 18,07 | 17,82 | 17,80 | 1,6% | 4,1 % | 1.1% |

$\tau$ mesuré (Pa) en descendant

| L | $j_l$ (m/s) | $\tau_v$ | SD1 | SD2 | SD3 | SD5 | moy. | $\sigma/m$ | $\sigma_{max}/m$ | $\lvert\tau_m-\tau_v\rvert/\tau_v$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 80 | 0.95 | 3,43 | 3,400 | 3,374 | 3,399 | 3,465 | 3,41 | 1.0% | 2.7 % | 0.5% |
| 150 | 1.93 | 12,09 | 12,36 | 12,22 | 12,24 | 12,31 | 12,28 | 0,4 | 1.1 % | 1.6% |
| 180 | 2.39 | 17,64 | 17,81 | 17,85 | 17,80 | 17,84 | 17,83 | 0,1 | 0.2 % | 1.1% |

Comparaison du frottement pariétal mesuré par les quatre sondes doubles en écoulement ascendant et descendant.

tableau 4

| | SD1 | SD2 | SD3 | SD5 |
|---|---|---|---|---|
| | 2.57 | 2.41 | 2.54 | 2.24 |
| | 2.58 | 2.39 | 2.54 | 2.25 |
| | 2.56 | 2.37 | 2.52 | 2.23 |
| | 2.56 | 2.38 | 2.51 | 2.24 |
| | 2.58 | 2.36 | 2.51 | 2.24 |
| | 2.66 | 2.39 | 2.57 | 2.29 |
| | 2.63 | 2.36 | 2.55 | 2.25 |
| | 2.64 | 2.37 | 2.55 | 2.27 |
| | 2.62 | 2.36 | 2.53 | 2.25 |
| | 2.61 | 2.36 | 2.54 | 2.25 |
| | 2.62 | 2.35 | 2.53 | 2.25 |
| | 2.63 | 2.37 | 2.55 | 2.26 |
| | 2.62 | 2.36 | 2.55 | 2.3 |
| | 2.64 | 2.37 | 2.55 | 2.28 |
| | 2.65 | 2.45 | 2.56 | 2.34 |
| moyenne | 2.61 | 2.38 | 2.54 | 2.26 |
| écart type | 0.033 | 0.026 | 0.017 | 0.029 |
| moyenne/écart type | 0.013 | 0.011 | 0.007 | 0.013 |
| écart max/moy | 0.038 | 0.042 | 0.024 | 0.049 |
| $\tau$ N/m$^2$ | 11.6 | 12.4 | 12.0 | 11.6 |

Courants de référence en µA, relevés périodiques en cours d'expérience , pour $j_l$=1.93m/s, soit $Re_l$=23 $10^3$ (écoulement monophasique) : Valeur théorique du frottement 12.09 N/m$^2$.

Tableau 5

## MESURE DE L'EPAISSEUR DE FILM

| | | | SC3 (haut) | | | | | statistique sur les angles β | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| N°cylind. | d cylind. | ∂ mm | V∞ (V) | ß1 (V) | ß2 (V) | ß3 (V) | ß4 (V) | moyenne | écart | écart/moy |
| 1 | 12 | 0,05 | 5,362 | 0,547 | 0,644 | 0,608 | 0,511 | 0,5775 | 0,059736 | 0,103438 |
| 2 | 11,9 | 0,1 | 5,417 | 0,985 | 0,994 | 1,135 | 1,074 | 1,047 | 0,071007 | 0,06782 |
| 3 | 11,7 | 0,2 | 5,382 | 1,733 | 1,765 | 1,686 | 1,776 | 1,74 | 0,040357 | 0,023194 |
| 4 | 11,5 | 0,3 | 5,455 | 2,571 | 2,396 | 2,36 | 2,589 | 2,479 | 0,117777 | 0,04751 |
| 5 | 11,3 | 0,4 | 5,462 | 2,972 | 3,029 | 3,011 | 2,942 | 2,9885 | 0,039077 | 0,013076 |
| 6 | 11,1 | 0,5 | 5,441 | 3,441 | 3,48 | 3,469 | 3,465 | 3,46375 | 0,016439 | 0,004746 |
| 7 | 10,7 | 0,7 | 5,476 | 4,086 | 4,107 | 4,142 | 4,132 | 4,11675 | 0,025237 | 0,00613 |
| 8 | 10,3 | 0,9 | 5,488 | 4,599 | 4,549 | 4,55 | 4,57 | 4,567 | 0,023424 | 0,005129 |
| 9 | 9,9 | 1,1 | 5,475 | 4,847 | 4,848 | 4,845 | 4,805 | 4,83625 | 0,020871 | 0,004315 |
| 10 | 9,3 | 1,4 | 5,521 | 5,122 | 5,129 | 5,133 | 5,122 | 5,1265 | 0,005447 | 0,001062 |
| 11 | 8,7 | 1,7 | 5,531 | 5,283 | 5,291 | 5,288 | 5,281 | 5,28575 | 0,004573 | 0,000865 |
| 12 | 7,9 | 2,1 | 5,537 | 5,422 | 5,419 | 5,288 | 5,281 | 5,3525 | 0,078581 | 0,014681 |

$\overline{V\infty} =$ 5,4623
$\sigma =$ 0,0555
$\sigma/\overline{V\infty} =$ 0,0102

Etalonnage de la sonde conductimétrique N°3 : symétrie axiale évaluée pour quatre angles (commentaires pages 147).

tableau 6

INPL
INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

# AUTORISATION SOUTENANCE DE THESE EN VUE DE L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTORAT D'ETAT-SCIENCES

-o0o0o-

Vu les rapports établis par :
Monsieur BATAILLE, Professeur Ecole Centralede Lyon,
Monsieur FABRE, Professeur Université de Toulouse,
Monsieur COGNET, Professeur ENSEM/INPL.

Le Président de l'**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE**, autorise :

**Monsieur LUSSEYRAN François**

à soutenir devant l'**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE**, une thèse intitulée :

"Caractéristiques cellulaires du régime à poches en écoulement gaz-liquide co-courant vertical. Transition vers le régime destructuré"

en vue de l'obtention du grade de **DOCTORAT D'ETAT-SCIENCES**

Spécialité : **"SCIENCES"**

Vandoeuvre, le 30 Novembre 1990

Le Président de l'INPL,

M. GANTOIS

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE NANCY

2, avenue de la Forêt de Haye - B.P. 3 - 54501 VANDŒUVRE CEDEX

Téléphone : 83. 59. 59. 59 - Télex : 961 715 F - Télécopie : 83. 59. 59. 55

UNIV.
NANCY
SCIENCES

## RESUME

Les écoulements gaz-liquide en conduite verticale présentent quatre configurations ou régimes d'écoulement. Ce travail porte sur le régime à poches et sur la transition vers la configuration qui lui succède : le régime déstructuré (churn flow). Les mesures sont effectuées à 200D du point d'injection du gaz, dans une conduite de 12.2mm de diamètre et pour le couple de fluides eau-azote. Les deux principales grandeurs mesurées en fonction des flux d'entrée sont : le frottement pariétal instantané (méthode électrochimique) et l'épaisseur de film instantanée (méthode conductimétrique). Une détection optique simultanée de la présence des phases permet un traitement conditionnel de la base de données. Les caractéristiques de la cellule moyenne représentative de chaque point de fonctionnement en sont déduites : longueur de la cellule, du bouchon de liquide et de la poche de gaz, fréquence de passage des cellules ainsi que l'évolution selon une abscisse solidaire de la poche, du frottement pariétal et de l'épaisseur de film. Ces résultats sont comparés aux hypothèses et aux prédictions des modélisations du régime à poches. On compare les dimensions de l'attracteur bâti dans un pseudo-espace de phases à partir des signaux de frottement en régime à poches et en régime déstructuré. Le maximum atteint par la moyenne du frottement pariétal, mesuré au niveau de la poche, quand la vitesse du gaz dépasse une valeur critique, est interprétée comme signature de la déstabilisation du film. Un critère de transition en correspondance avec les modèles cellulaires en est déduit.



## ABSTRACT

Gas-liquid two-phase flows in vertical ducts are classified in four main patterns according to the flow rate of each phase. This work deals with the slug pattern and its transition to the churn-flow. The measurements are made with a nitrogen-water mixture, in a section at 200 diameters above the gas feed in a pipe of diameter 0.0122m. The two main quantities measured as a function of the feed fluxes, are : the instantaneous wall shear stress (electrochemical method) and the instantaneous film thickness (conductive method). An optical simultaneous detection of the gas structure allows a conditional analysis of the data base, from which, the typical features of the mean cell, representative for each pair of superficial velocities, are deducted : length of liquid slug, of gas plug and of whole cell so as cell frequency and wall shear stress and film thickness both as a function of an abscissa relative to the gas plug. These results are compared with the assumptions of slug flow models. The dimensions of the attractors, built from the signal of the wall shear stress, for slug and churn flow are compared. The analysis of the mean wall shear stress induced by the gas plug, leads to an objective criterion of transition in close relation with the cellular models.



## MOTS CLES

Diphasique, gaz-liquide, poches, cellule, régime, transition, attracteur, frottement pariétal, épaisseur de film.

## KEY WORDS

Two-phases flow, gaz-liquid, slug, cell , transition, attractor, regime, wall shear stress, liquid film thickness.