



HAL
open science

Contribution à l'étude d'un écoulement gaz-liquide dans un élargissement brusque

Shittu Omeiza Suleman

► **To cite this version:**

Shittu Omeiza Suleman. Contribution à l'étude d'un écoulement gaz-liquide dans un élargissement brusque. Matière Condensée [cond-mat]. Institut National Polytechnique de Lorraine, 1990. Français. NNT : 1990INPL068N . tel-01750989

HAL Id: tel-01750989

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01750989>

Submitted on 29 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



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>

I.N.P.L.

E.N.S.E.M.
L.E.M.T.A.**THESE**

[M]1990 SULEMAN, S.O.

*Présentée à***L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE***pour obtenir le grade de***DOCTORAT INPL***par***SULEMAN, Shittu Omeiza**

(B.Sc., M.Sc.(Ibadan), D.E.A.(Nancy))

*sujet:***CONTRIBUTION A L'ETUDE D'ECOULEMENT GAZ-LIQUIDE****DANS UN ELARGISSEMENT BRUSQUE**

*Soutenue le 21 septembre 1990 devant la commission d'Examen**Jury :*

Président : Pr. M. LEBOUCHE
Rapporteurs : Pr. G. COGNET
: Pr. L. MASBERNAT
Examineurs : Dr. D. GENTILE
: Dr. M. SOUHAR



à toi, Funmi

à notre enfant, Tola

à la gloire de Dieu

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée de l'Institut National Polytechnique de Lorraine sous la direction des Messieurs Mohamed SOUHAR, Chargé de Recherche au CNRS et Gérard COGNET, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble; qu'ils veuillent trouver ici l'assurance de ma profonde gratitude pour l'assistance inestimable qu'ils m'ont apportée tout au long de ce travail. Je leur exprime également une vive reconnaissance pour le soutien moral et matériel qu'ils ont toujours su m'apporter.

Je prie Monsieur Michel LÉBOUCHÉ, Professeur à l'Université de Nancy I, qui a bien voulu accepter de présider mon jury d'examen, de recevoir l'expression de mes sentiments reconnaissants.

Que Monsieur Lucien MASBERNAT, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Toulouse, trouve ici l'expression de mes remerciements pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la tâche de rapporter cette thèse et de participer à mon jury d'examen.

Je tiens également à remercier Monsieur Dominique GENTILE, Responsable de Projets, Systèmes Thermiques, Renault d'avoir répondu favorablement à mon invitation à participer à mon jury d'examen.

J'adresse mes vifs remerciements à l'ensemble du personnel des Ateliers de Mécanique de l'ENSEM et du LEMTA et en particulier aux Messieurs VAUTRIN et MURGIA, pour le soin et la patience qui ont été portés à la réalisation de mon montage.

J'ai bénéficié d'une bourse française de coopération offerte par le Ministère des Affaires Etrangères sous la gestion du C.I.E.S., ainsi qu'une bourse de thèse de l'INPL proposée par Monsieur MALLET J., Maître de Conférence à l'ENSEM. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je ne saurais oublier chacun de mes camarades du Laboratoire, pour l'aide qu'ils m'ont prodiguée. Je les remercie tous, et particulièrement MM. SAYAH M., BARBIER D., LUSSEYRAN F., INDARTO I. et Mle BENATALLAH S. pour leur constante collaboration.

Je veux également remercier mes amis pour l'encouragement qu'ils m'ont apporté; au nombre de ceux-ci sont les DAVID, ONYEBUEKE, CHANGO, OKONGWU, SAWADOGO et UWAKWEH.

J'exprime mes remerciements à mon frère, Monsieur Onaivi SULEMAN de l'Observer, Ibadan, à mon père et à tous les parents qui m'ont soutenu et encouragé à tout moment.

Je n'oublierai pas de remercier Mle M. CESAR et Mme R. CHANGO pour leur participation à la frappe de ce mémoire.

Enfin je rends grâce à Dieu pour son amour infini.

SOMMAIRE

pages

NOTATIONS.....	viii
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1: POSITION ACTUELLE DU PROBLEME.....	4
1.1 Introduction au problème	4
1.2 Généralités sur les écoulements diphasiques.....	6
1.2.1 Les configurations principales en écoulements diphasiques.....	6
1.2.2 Définitions des grandeurs.....	7
1.3 Réorganisation de l'écoulement monophasique en aval de	
l'élargissement brusque.....	9
1.4 Prédiction du taux de vide global après l'élargissement	
brusque en écoulement diphasique.....	13
1.5 Méthodes de calcul du frottement pariétal en conduite à	
section constante.....	15
1.5.1 Modèle de Lockhart et Martinelli.....	15
1.5.2 Travaux de Souhar.....	16
1.5.2 Modèle de Bankoff.....	17
1.6 Méthodes de calcul de la chute de pression singulière en	
élargissement	18
1.6.1 Ecoulement monophasique	19
1.6.2 Ecoulement diphasique.....	20
1.6.2.1 Modèle homogène.....	20
1.6.2.2 Méthode de Romie	21
1.6.2.3 Méthode de Lottes.....	21

1.6.2.4	Méthode de Richardson	22
1.6.2.5	Méthode de Wadle	23
1.6.2.6	Méthode de Chisholm.....	24
1.6.2.7	Autres travaux.....	24
1.6.3	Discussions	25
 CHAPITRE 2: ANALYSE THEORIQUE		27
2.1	Nouvelle approche de calcul du la chute de pression singulière.....	27
2.1.1	Ecoulement monophasique	27
2.1.2	Ecoulement diphasique.....	30
2.2	Taux de vide moyen.	33
2.3	Objectifs de l'étude.	34
 CHAPITRE 3: DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....		37
3.1	Montage expérimental.....	37
3.2	Veine d'expérience.....	38
3.3	Propriétés physiques et chimiques du liquide et du gaz.....	40
3.3.1	Propriétés physiques et chimiques du liquide.....	40
3.3.2	Propriétés physiques du gaz.....	41
3.4	Débitmètrie liquide et gaz.....	41
3.5	Techniques de mesure.....	42
3.5.1	Méthode Polarographique	42
3.5.2	Méthode optique.....	45
3.5.3	Dispositif de mesure de pression	47
3.6	Conclusion.....	48

CHAPITRE 4: MESURES DE LA PRESSION ET DU TAUX DE VIDE.....	50
4.1 Mesures de la pression.....	50
4.1.1 Distribution de pression longitudinale.....	50
4.1.2 Chute de pression singulière.....	55
4.2 Mesures du taux de vide.....	56
4.2.1 Le taux de vide en amont de l'élargissement brusque.....	56
4.2.2 Le taux de vide en aval de l'élargissement brusque.....	58
4.2.2.1 Réorganisation de la distribution de la phase gazeuse en aval de l'élargissement.....	58
4.2.2.2 Etude locale de la distribution de phase dans la zone de recirculation.....	60
4.3 Comparaison des résultats aux modèles de prédiction.....	62
4.3.1 Prédiction du taux de vide moyen.....	62
4.3.2 Prédiction de la chute de pression sans le terme du frottement.	63
 CHAPITRE 5: MESURES DU FROTTEMENT PARIETAL.....	 66
5.1 Frottement pariétal moyen.....	66
5.1.1 Evolution de la densité de probabilité.....	67
5.1.2 Calcul du frottement pariétal moyen à partir de la densité de probabilité.....	71
5.1.3 Comparaison avec les modèles de prédiction du frottement pariétal moyen.....	74
5.2 Fluctuation du frottement pariétal.....	76
5.3 Analyses statistique et fréquentielle du frottement pariétal..	78
5.3.1 Coefficients de dissymétrie (α), d'aplatissement (β) et facteur d'intermittence (γ_i).	78

5.3.2	Analyse spectrale.....	80
5.4	Comparaison des résultats de mesures expérimentales à la nouvelle approche de calcul de la chute de pression singulière	80
5.5	Conclusion	80
	CONCLUSION.....	83
	REFERENCES.....	88
	ANNEXES.....	94
	FIGURES	

NOTATIONSLettres latines

A	terme du coefficient de chute de pression singulière du type Borda-Carnot
A	aire d'une section de conduite, surface de la sonde électrochimique pariétale
B	terme du coefficient de chute de pression singulière dû au frottement pariétal
C	constante de corrélation - Chisholm, concentration
d, D	diamètres de la sonde électrochimique, et de la conduite
\mathcal{D}	coefficient de diffusion
F	force, nombre de Faraday
F	coefficient d'aplatissement
g	accélération de la pesanteur
G	vitesse massique
h	hauteur de marche, hauteur manométrique
H	charge
i	intensité du courant délivré par la sonde électrochimique
K	constante, coefficient de perte de pression singulière
K(K ⁺)	coefficient de transfert de masse (réduit)
KE	énergie cinétique
ℓ	largeur de la sonde électrochimique, longueur
L	longueur de la sonde électrochimique
m	penne
M	débit massique, point dans l'espace
n	nombre d'électrons mis en jeu
P	pression
$\mathcal{P}, \mathcal{P}^-, \mathcal{P}^+$	fonction d'intégrale de la densité de probabilité totale, négative et positive
Q	débit volumique
r, R	position radiale, rayon de la conduite
R	constante

Re	nombre de Reynolds
$S(S^+)$	gradient pariétal de vitesse (réduit)
Sc	nombre de Schmidt
St	nombre de Stanton
κ	coefficient de dissymétrie
t	temps
T	temps, température
v, V	Vitesse
V	tension en volts
v_∞	vitesse ascensionnelle d'une bulle dans un milieu infini
x	titre massique
χ	Paramètre de Lockhart et Martinelli
χ_M	Paramètre de Chisholm du type Lockhart & Martinelli
X(t)	fonction indicatrice
y(y+)	distance à la paroi (réduite)
z	distance longitudinale à l'élargissement

Lettres grecques

α	taux de vide global dans une section
$\alpha(r, \zeta)$	taux de vide local
β	titre volumique, inclinaison de la conduite à l'horizontal
Φ	paramètre de Lockhart et Martinelli
γ_i	facteur d'intermittence
η	distance radiale réduite $\eta = \frac{2r}{D_2}$
λ	coefficient de perte de pression régulière
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
ρ	masse volumique
σ	rapport de sections $\sigma = \frac{A_1}{A_2}$; tension superficielle
τ	frottement pariétal
τ'^*	taux de fluctuation du frottement pariétal
ζ	distance réduite à la singularité $\zeta = \frac{z}{h}$

Indices

1, 0 et 2	positions amont, à l'élargissement et aval
1, 2, et 3	petit tourbillon, recollement, établissement
BC	Borda-Carnot
c	centre de la conduite
d	diphonique
dyn	dynamique
e	régime établi
f, Frot	frottement
∞	position loin de l'élargissement
g	gaz
l	liquide
o	longueur caractéristique selon le frottement
m	monophasique, mélange, constante
M	Paramètre de Chisholm du type Lockhart & Martinelli
r	recollement
s	singulière

Exposants

n	constante
N	constante de corrélation
'	fluctuation
q	constante de corrélation

INTRODUCTION

Les circuits de transport de mélanges diphasiques gaz (ou vapeur)-liquide comportent souvent un grand nombre de singularités qui provoquent des modifications importantes des caractéristiques de l'écoulement. Parmi ces singularités, l'élargissement brusque correspond à une situation courante et son influence sur l'écoulement, désirée ou non, peut conduire, par exemple, à la contrainte d'usure mécanique de la structure ou encore à l'augmentation du transfert local de masse et de chaleur.

Les études portant sur ce type de situation sont peut nombreuses et portent en général sur des grandeurs globales telles que la chute de pression singulière et le taux de vide moyen pour des rapports de sections très limités. Les meilleurs modèles prédictifs ne décrivent la réalité expérimentale qu'à $\pm 40\%$. La mesure du frottement pariétal et sa contribution à la chute de pression singulière est inexistante parce qu'elle est considérée a priori négligeable. L'inexactitude sur la variation du taux de vide à travers l'élargissement laisse à supposer qu'il reste constant. On note également qu'aucune étude fine de la zone de recirculation et de recollement n'a été conduite.

Pour ces raisons, nous nous sommes proposés d'étudier l'écoulement d'un mélange azote-eau en configuration à bulles dans trois élargissements avec un rapport de sections, $\sigma = 0,111$; $0,250$; et $0,444$ dans le but de fournir des données expérimentales globales et locales sur la chute de pression singulière, le taux de vide et le frottement pariétal. Une telle étude devait nous permettre de tester les modèles existants et d'élaborer des approches nouvelles de prédiction de ces grandeurs. L'analyse peut conduire également à mieux comprendre les phénomènes de séparation et de mélange des phases causés par la présence de l'élargissement.

Dans le premier chapitre, un examen de la position actuelle du problème est proposé. Quelques définitions utiles à la compréhension des phénomènes sont données et nous discutons ensuite les travaux qui ont été réalisés sur les élargissements brusques.

Le second chapitre est consacré à l'analyse théorique de l'élargissement brusque. Nous précisons ensuite les objectifs de la présente étude.

Dans le troisième chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental que nous avons conçu et réalisé, ensuite nous rappelons les propriétés physiques des fluides utilisés enfin nous décrivons les différentes techniques expérimentales mises en œuvre.

Dans le quatrième chapitre, nous rapportons les résultats des mesures de pression et du taux de vide, et nous les comparons aux modèles présentés dans le premier chapitre.

Le cinquième chapitre, est consacré à la détermination du frottement pariétal moyen. Ces résultats sont utilisés pour compléter ceux concernant la pression et le taux de vide afin de confronter les résultats expérimentaux avec l'approche de prédiction de la chute de pression singulière proposée dans le deuxième chapitre. Enfin, nous donnons des résultats de l'analyse statistique des fluctuations du frottement.

Nous concluons enfin ce mémoire en rappelant les principales contributions apportées par cette étude.

N.B.

Nous ne donnons que des résultats représentatifs, pour les chercheurs intéressés voulant davantage de détail concernant les données expérimentales, un Rapport Interne LEMTA ainsi qu'une disquette 135 TPI sont à leur disposition.

CHAPITRE 1

**POSITION ACTUELLE DU
PROBLEME**

CHAPITRE 1

POSITION ACTUELLE DU PROBLEME

Dans ce chapitre, nous définissons quelques notions relatives aux écoulements diphasiques que nous utiliserons par la suite, nous examinons les problèmes que pose la présence de singularités dans les conduites, enfin nous passons en revue des travaux déjà disponibles concernant l'écoulement diphasique dans un élargissement brusque.

1.1 Introduction au problème

Dans plusieurs domaines technologiques, la nécessité de transporter des mélanges diphasiques gaz(ou vapeur)-liquide dans des conduites et divers équipements a suscité de nombreuses études afin de mieux comprendre certains phénomènes (engorgement[1], migration de vide[2], coalescence des bulles[3], etc...) et de fournir des outils généraux (modèles de prédiction du taux de vide, de la chute de pression parmi d'autres) aux concepteurs des systèmes diphasiques.

On remarque cependant que le degré de complexité de ces réseaux industriels est divers. Dans certains cas, un grand nombre de parties du circuit est constitué de toutes formes de singularités telles que coude, té, élargissement ou rétrécissement brusques, étranglements, grilles, etc... Leur présence dans les circuits est souvent à l'origine de modifications importantes de l'écoulement, telles que la séparation des phases, la recirculation locale, l'instabilité ou encore la création de bouchons de liquide ou d'engorgement. Ces phénomènes jouent un rôle important sur le transfert de chaleur, de masse, et de quantité de mouvement et parfois peuvent conduire à des endommagements des conduites(ex.: contraintes de structures associées à la répartition non-uniforme du frottement pariétal, l'érosion de la paroi dans les zones de décollement ou de recollement). Outre ces phénomènes, l'écoulement diphasique subit une perte de pression spécifique à travers la singularité, et celle-ci peut être très importante par rapport à la perte de pression totale dans l'ensemble du circuit.

Parmi les singularités, le cas de l'élargissement brusque correspond à une situation très courante; or un examen de la littérature révèle que très peu de travaux ont été consacrés à l'étude des écoulements diphasiques dans ce type

de singularité. Nous donnons ci-après quelques applications industrielles de l'élargissement brusque en écoulement diphasique, en évoquant les problèmes qu'elles posent et leur intérêt pratique.

- On rencontre les écoulements de deux phases gaz-liquide dans la production pétrolière où les hydrocarbures existant sous forme d'un mélange diphasique sont transportés dans les conduites reliant les puits aux installations de surface. Les conduites comportent des changements de section qui provoquent des pertes de pression singulière en plus des pertes de pression régulières. Il y a également des problèmes de vibrations des conduites dans leurs supports ainsi que la séparation de la phase liquide dans les points bas.
- Dans le domaine de l'automobile, les moteurs du type explosion sont alimentés d'un mélange d'essence pulvérisée et d'air; ce mélange diphasique est canalisé dans le cylindre et la combustion est provoquée par une étincelle électrique. La détente du mélange causée par la chaleur de l'inflammation est utilisée pour actionner un piston et ce mouvement est ensuite transmis aux roues. L'entrée dans le cylindre est munie des soupapes à siège plat, dans lesquelles se produisent des écoulements complexes dans un élargissement brusque. Tout cela entraîne des augmentations localisées de vitesses, ainsi que des décollements, et, par conséquent, la formation de tourbillons, ce qui provoque une perte de pression.
- Les pertes de pression dans les échangeurs de chaleur tels que les radiateurs nid d'abeille utilisés pour la réfrigération de l'air ou les radiateurs de chauffage, comprennent la perte de pression à l'entrée, la perte par frottement dans les tubes et les pertes par élargissement brusque (choc) à la sortie des tubes. La détermination précise des pertes de pression lors de la conception de ces appareils est indispensable.
- Lorsqu'un écoulement sort d'un réseau pénétrant dans un espace illimité (élargissement infini), quelles que soient les conditions de sortie, l'énergie cinétique du jet est toujours perdue pour ce réseau. Dans le but de minimiser cette perte d'énergie, la forme géométrique des organes de sortie a fait l'objet de nombreuses recherches.
- La présence d'un élargissement brusque (siège d'une chute de pression), peut conduire, si la pression statique décroît plus bas que la pression de vaporisation du liquide, à la formation des bulles de

cavitation. Le collapse de ces bulles transmet des ondes de choc vers l'amont et l'aval de l'élargissement. Ces ondes de choc peuvent causer des dégâts importants à la surface des conduites ainsi que du bruit et des vibrations de l'installation.

Le problème qui se pose donc est celui de prédire les modifications apportés par un élargissement brusque à un écoulement à bulles établi, en amont de celui-ci.

Dans la suite de ce chapitre, nous donnons les généralités sur quelques écoulements diphasiques et nous discutons les travaux antérieurs sur les élargissements brusques.

1.2 Généralités sur les écoulements diphasiques.

1.2.1 Les configurations principales en écoulements diphasiques.

On peut obtenir un écoulement diphasique soit en partant d'un seul composant: liquide en ébullition ou vapeur en condensation, ou bien en partant de deux composants gaz et liquide.

Plusieurs configurations d'interfaces appelées "régimes d'écoulements" peuvent se présenter dans un écoulement diphasique, qui sont fonction de la nature des fluides en présence, la géométrie de la conduite et les débits de chacune des phases entre autre. On identifie quatre configurations principales dans un écoulement gaz-liquide co-courant et ascendant en conduite verticale (Figure1.1):

- Ecoulement à bulles: le gaz existe en bulles dispersées dans le liquide.
- Ecoulement à poches: les bulles coalescent pour former des poches de gaz dont la section est proche de celle de la conduite. Les poches sont séparées par des bouchons de liquide.
- Ecoulement "moussant" (churn): les poches s'allongent et leurs interfaces deviennent ondulées. Les bouchons de liquide se rompent. C'est la transition vers l'écoulement annulaire.

- Écoulement annulaire: le gaz se trouve au coeur de la conduite et s'écoule à grande vitesse tandis que le liquide s'écoule sur la paroi en forme de film.

En dehors de ces régimes principaux, on peut obtenir des configurations intermédiaires dans la transition d'un régime à l'autre. Le régime d'écoulement qui se produit dépend de plusieurs paramètres parmi lesquels les débits et les propriétés physiques de chacune des phases, la géométrie de la conduite (les effets de singularités étant d'un intérêt particulier ici) et la gravité selon son orientation vis à vis de la direction principale de l'écoulement. La prédiction analytique du régime d'écoulement diphasique a fait l'objet de nombreuses recherches et a conduit au développement de plusieurs modèles empiriques. En conduite verticale, les travaux de Taitel et al [4], Mishina et Ishii[5], et de McQuillan et Whalley[6] sont les plus récents. Plus récemment, Barnea [7] présente une synthèse des modèles de prédiction qui, outre les effets habituels prend en compte l'inclinaison de la conduite. La carte d'écoulement obtenue pour quatre inclinaisons en écoulement diphasique montant est montrée sur la Figure 1.2. Les régimes sont identifiés en fonction des vitesses débitantes liquide et gaz (eau-air à 0.1 MPa, 25°C, diamètre de conduite $\phi 5,1$ cm).

Il faut remarquer que l'usage des cartes est limité par les caractéristiques particulières de chaque étude, l'imprécision sur la transition entre les régimes, et sur la définition des régimes eux mêmes.

1.2.2 Définitions des grandeurs

Nous rappelons ci-dessous quelques définitions utiles en écoulement diphasique. On suppose que la conduite de section circulaire est lisse et de diamètre d constant dans l'élément de volume considéré. Il y a absence de transfert de masse entre les phases et l'écoulement est isotherme.

Dans tout ce qui suit, l'indice "g" se rapporte à la phase gazeuse, et l'indice "l" au liquide. Les indices 1, 0 et 2 représentent dans la plupart des cas: la position amont, au niveau de l'élargissement, et à l'aval, m et d se rapportent respectivement à l'écoulement monophasique et diphasique.

Les équations fondamentales ont été établies par plusieurs auteurs[8]. La méthode générale consiste à écrire les équations locales pour chaque phase, les moyenniser statistiquement et en tirer des relations de bilan global par l'intégrale sur une portion de la conduite.

Le taux de vide (ou présence de gaz) local, moyenné dans le temps, au point M s'exprime par:

$$\overline{\alpha(M)} = \frac{\sum \text{Temps de présence du gaz}}{\text{Temps total}} = \frac{1}{T} \int_T X_g(M,t) dt \quad (1.1)$$

où T est la durée de l'observation et X_g la fonction de présence du gaz définie par:

$$X_g(M,t) = \begin{cases} 1 & \text{si M appartient à la phase gazeuse} \\ 0 & \text{si M n'appartient pas à la phase gazeuse} \end{cases} \quad (1.2)$$

Le taux de vide global sur une section est défini par la moyenne spatiale $\langle \alpha \rangle$:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{A} \int_A \alpha(M) dA \quad (1.3)$$

A étant l'aire de la section.

Dans la suite, on désignera le taux de vide global $\langle \alpha \rangle$, simplement par α .

Les titres volumique (β) et massique (x) sont définis par:

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad \text{titre volumique} \quad (1.4)$$

$$x = \frac{M_g}{M_g + M_l} = \frac{\rho_g V_g}{\rho_g V_g + \rho_l V_l} \quad \text{titre massique} \quad (1.5)$$

où Q et M sont respectivement les débits volumique et massique. Les vitesses débitantes s'écrivent:

$$V_g = \frac{Q_g}{A} = \frac{M_g}{\rho_g A} \quad \text{vitesse débitante du gaz} \quad (1.6)$$

$$V_l = \frac{Q_l}{A} = \frac{M_l}{\rho_l A} \quad \text{vitesse débitante du liquide} \quad (1.7)$$

On définit les vitesses massiques par:

$$G = \frac{M_g + M_l}{A_g + A_l} = \frac{M}{A} \quad \text{vitesse massique totale} \quad (1.8)$$

$$G_g = \frac{Gx}{\alpha} = V_g \rho_g \quad \text{vitesse massique gaz} \quad (1.9)$$

$$G_l = \frac{G(1-x)}{1-\alpha} = \frac{M(1-x)}{A(1-\alpha)} = V_l \rho_l \quad \text{vitesse massique liquide} \quad (1.10)$$

Dans l'étude de l'élargissement nous utiliserons les paramètres suivants (Figure 1.4b):

$$\sigma = \frac{A_1}{A_2} = \left[\frac{d_1}{d_2} \right]^2 \quad \text{rapport de section} \quad (1.11)$$

$$\zeta = \frac{z}{h} \quad \text{distance réduite mesurée à partir de l'élargissement} \quad (1.12)$$

où h est la hauteur de marche définie par:

$$h = \frac{d_2 - d_1}{2} = \frac{d_2}{2} (1 - \sigma^{0,5}) \quad (1.13)$$

$$\eta = \frac{2r}{d_2} \quad \text{distance radiale réduite} \quad (1.14)$$

1.3 Réorganisation de l'écoulement monophasique en aval de l'élargissement brusque

Plusieurs études ont été réalisées en écoulement monophasique mettant en évidence différents phénomènes tels que les zones de recirculation au voisinage de l'élargissement. Trois cas se présentent selon le régime d'écoulement dans chacune des conduites: laminaire-laminaire; turbulent-

laminaire; turbulent-turbulent. Parmi les études expérimentales en régime turbulent la plupart réalisées dans des élargissements bidimensionnels, on peut citer les travaux de Abbot et Kline[9], Bradshaw et Wong[10], Labbé[11], et Dumaine[12].

Selon Abbot et Kline, la zone séparée peut être divisée en trois régions schématisées sur la Figure 1.4a:

- 1) la première région tridimensionnelle ($0 < \zeta < \zeta_1$) située immédiatement en aval de la marche.
- 2) la deuxième zone de recirculation principale bidimensionnelle ($\zeta_1 < \zeta < \zeta_2$).
- 3) la région de recollement instable ($\zeta_2 < \zeta < \zeta_3$) où les particules s'y trouvant sont soit recirculées, soit entraînées vers l'aval.

Selon les auteurs, les caractéristiques géométriques de ces régions sont déterminées par le rapport de section. Ils ont mis en évidence une valeur critique de σ ($\approx 0,444$) en dessous duquel l'écoulement est symétrique dans l'élargissement; les dimensions des zones de recirculation sont stables dans le temps et ne dépendent alors que de la hauteur de marche. En particulier le point de recollement est situé à une distance de l'ordre de 6 à 7 marches. Pour $\sigma > 0,444$, l'écoulement devient dissymétrique, les longueurs caractéristiques au niveau des parties supérieures et inférieures de la conduite ne sont plus égales et présentent des fluctuations de basses fréquences.

Tant que l'écoulement incident est pleinement turbulent, Abbot et Kline trouvent que les grandeurs caractéristiques sont indépendantes de l'intensité de turbulence et du nombre de Reynolds.

Les phénomènes observés dans la zone de recirculation sont également déterminés par l'épaisseur de la couche limite incidente: selon qu'elle est très petite, du même ordre que la hauteur de marche ou très grande (Bradshaw et Wong[10]).

Labbé[11] a rapporté une étude expérimentale de l'écoulement en aval d'une marche ($h = 5, 10$ ou 15mm ; la section amont est rectangulaire: $60 \times 160\text{mm}$) en régimes d'écoulement permanent et pulsé. Il a effectué ses mesures par vélocimétrie à film chaud (dans le cœur de l'écoulement) et par la méthode polarographique (zone pariétale de l'écoulement). Il montre que le point de recollement est de 4 à 7h. L'analyse spectrale du signal dans la zone recirculée ne fait pas apparaître de fréquence caractéristique. Le tourbillon principal est animé d'une vitesse faible, un peu inférieure à $0,2V_1$. Le point de séparation entre la zone tridimensionnelle et le tourbillon principal est compris

entre 0,9 et 1,7. La longueur des tourbillons se contracte quand la vitesse débitante V_1 augmente.

Runchal[13] a conduit ses investigations dans les régions de réorganisation en aval d'un élargissement brusque en conduite circulaire par la mesure du transfert de masse grâce à la méthode électrochimique. Les caractéristiques de l'expérience correspondent: Re de 2500 à 89000; 2 nombres de Schmidt, 1400 et 2500; $\sigma = 0,25$. Le taux de transfert de masse augmente rapidement et atteint un maximum dans la zone de recollement ($\zeta_r \approx 6 - 8$) et décroît ensuite à sa valeur limite. Il conclut que l'écoulement se rétablit plus vite aux grands nombres de Reynolds à environs 30 marches de la singularité. Enfin il propose une corrélation entre les nombres de Stanton, de Reynolds et de Schmidt dans la zone de recollement du type: $St = \text{const.} \cdot Re^{-q} Sc^{-2/3}$. La constante dépend de la position dans l'écoulement, par exemple au recollement elle vaut 1,431; la valeur de q dépend du type d'électrode: $q=0,45$ pour une électrode localement active et $q=0,33$ si l'électrode est placée dans une large zone active.

Une analyse intégrale du type utilisé pour prédire l'écoulement des jets co-courants a été appliquée au problème de l'élargissement brusque en conduite circulaire par Teyssandier et Wilson[14] pour la prédiction des paramètres tels que les longueurs de recollement, les profils de pression statique etc. L'analyse indique que les conditions en aval jusqu'au recollement sont insensibles au frottement pariétal que le point de pression minimum ne correspond pas au point où la vitesse d'écoulement de retour atteint le maximum. Enfin ils ajoutent que la position de l'établissement de la pression est quelques diamètres plus loin que le point de recollement. La comparaison de la technique aux données expérimentales trouvées dans la littérature est satisfaisante.

Vallette[15] a étudié la réorganisation d'un écoulement turbulent-laminaire ($Re_1=5100$; $Re_2=1700$) en conduites circulaires ($\sigma = 0,111$). Ses mesures velocimétriques et pariétales (la polarographie) lui ont permis de distinguer plusieurs zones dans la transition turbulent-laminaire en fonction de la distance à l'élargissement:

- $0 < \zeta < 15$: la zone de recirculation et l'installation de la turbulence homogène. Le recollement se situe à $\zeta_r \approx 15$.
- $15 < \zeta < 75$: la contrainte pariétale atteint la valeur correspondante à l'écoulement laminaire établi. Les profils de vitesse moyenne évoluent rapidement vers une répartition de type parabolique.

- $75 < \zeta < 225$: la transition turbulent-laminaire progressive due à la dégradation uniforme du niveau énergétique. Diminution du frottement pariétal.
- $\zeta > 225$: l'écoulement est laminaire établi.

Les mesures en régime laminaire-laminaire en aval d'un élargissement brusque entre deux plans parallèles faites par Durst, Melling et Whitelaw[16] montrent, pour des nombres de Reynolds croissants, l'apparition dans certaines régions de profils de vitesse dissymétriques puis la perte de stabilité de l'écoulement en réorganisation. Ils attribuent cette instabilité aux effets tridimensionnels constatés lors des expériences.

D'autres auteurs ont utilisé le transfert thermique pariétal pour caractériser la zone de recirculation: citons Vogel et Eaton[17] et Hall et Pletcher[18]. Vogel et Eaton ont fait des mesures de la dynamique de fluide et du transfert de chaleur en aval d'une marche bidimensionnelle(Re de 13000 à 42000). Le maximum de transfert est obtenu légèrement en aval du recollement, où l'intensité de turbulence atteint son maximum. Hall et Pletcher indiquent que l'augmentation du transfert de chaleur due à la région recirculée peut varier de 20 à 100 % par rapport à un écoulement identique sans décollement. Le point de recollement en écoulement laminaire est situé à une distance de l'ordre de 5 hauteurs de marche de l'élargissement.

De l'ensemble de ces travaux en écoulement monophasique, nous retiendrons que la réorganisation de l'écoulement en aval de l'élargissement brusque dépend de la nature de l'écoulement incident (laminaire ou turbulent); du rapport σ ; de la couche limite incidente et du nombre de Reynolds. Dans le cas d'écoulement turbulent-turbulent, la distance au point de recollement, donnée par différents auteurs est comprise entre 4 et 8 hauteurs de marche; ce qui maintient l'incertitude sur cette donnée importante.

En écoulement diphasique, par contre, aucune étude approfondie sur la réorganisation de l'écoulement ne semble avoir été engagée alors qu'il est tout à fait intéressant d'étudier les modifications provoquées par l'introduction du gaz sur les différentes régions mises en évidence en écoulement monophasique.

1.4 Prédiction du taux de vide global après l'élargissement brusque en écoulement diphasique.

La prédiction de la masse volumique d'un mélange diphasique nécessite la connaissance de la proportion de gaz, ou le taux de vide global, α . L'évaluation de la chute de pression par gravité dans les conduites rectilignes nécessite la connaissance de α . Il intervient également dans le calcul de la chute de pression singulière. Si la prévision du taux de vide en conduites droites a donné lieu à divers travaux les principaux étant cités par Souhar[19]. Les études concernant la réorganisation de la distribution du taux de vide en aval de l'élargissement sont très peu nombreuses.

Petrick et Swanson [20] ont étudié l'effet de l'élargissement sur le taux de vide d'un écoulement air-eau. Leur démarche consiste à explorer expérimentalement les principaux facteurs (pression, vitesse superficielle liquide, titre massique et géométrie de la conduite) dont la vitesse relative des deux phases ou le "glissement" pourrait dépendre et ensuite de tenter de trouver l'effet du changement de la section d'écoulement sur le taux de vide. Leur analyse part de la conservation de la masse:

$$M_l + M_g = \text{const} \quad (1.15)$$

Rappelant les définitions (1.5, 1.6 et 1.7) on obtient l'expression suivante pour le rapport de vitesse:

$$\frac{V_g}{V_l} = \frac{x}{1-x} \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{\rho_l}{\rho_g} \quad (1.16)$$

Dans un système adiabatique le titre massique est constant, donc le taux de vide ne dépend que du glissement selon (1.16). Si l'on applique la relation entre deux points dans un élargissement brusque (amont et aval) en supposant que x et ρ_l restent constants on obtient:

$$\frac{\frac{\alpha_1}{1-\alpha_1}}{\frac{\alpha_2}{1-\alpha_2}} = \frac{\left(\frac{V_g}{V_l}\right)_2 (\rho_g)_2}{\left(\frac{V_g}{V_l}\right)_1 (\rho_g)_1} \quad (1.17)$$

On retient l'hypothèse où la vitesse relative dépend de la vitesse débitante avec liquide seul, V_{l0} , de la façon suivante:

$$\frac{V_g}{V_l} = K V_{l0}^N \quad (1.18)$$

où K et N sont des constantes. La vitesse débitante est une fonction inverse de l'aire de la section et la masse volumique du gaz peut être exprimée par:

$$\frac{1}{\rho_g} = \frac{RT}{PM} \quad (1.19)$$

on obtient alors l'expression finale:

$$\alpha_2 = \frac{1}{\{(P_2 / P_1) [(1/\alpha_1) - 1] / \sigma^N\} + 1} \quad (1.20)$$

où P_1 et P_2 sont les pressions statiques respectivement en amont et en aval de l'élargissement. La constante N est déterminée expérimentalement.

La détermination du taux de vide consiste à mesurer la masse volumique du mélange diphasique (ρ_m) par gammamétrie et déduire ensuite le taux de vide à partir de la relation:

$$\rho_m = (1-\alpha) \rho_l + \alpha \rho_g \quad (1.21)$$

Les expériences ont été conduites dans une canalisation de section rectangulaire σ variant de 0,125 à 0,750 et α_1 de 0,2 à 0,8.

La constante N est trouvée égale à 0,2. Substituant cette valeur dans (1.20) on obtient:

$$\alpha_2 = \frac{1}{\{(P_2 / P_1) [(1/\alpha_1) - 1] / \sigma^{0.2}\} + 1} \quad (1.22)$$

L'écart maximum de cette corrélation avec les mesures est de $\pm 10\%$.

Si l'on pose par exemple $P_1 \approx P_2$ pour un élargissement défini par $\sigma = 0,25$ on obtient $\alpha_2 = 0,077$ pour $\alpha_1 = 0,1$ et $\alpha_2 = 0,26$ pour $\alpha_1 = 0,3$ soit une différence de plus que 20%. Cet important écart montre que la recommandation de Richardson[21] qui propose :

$$\alpha_2 \approx \alpha_1 \quad (1.23)$$

induit une erreur non-négligeable dans la prédiction de la chute de pression singulière. Il a effectué ses mesures en écoulement air-eau en conduite horizontale avec un élargissement brusque ($\sigma = 0,125$ à $0,5$). La même remarque peut être faite pour Velasco([22]) qui, en écoulement vertical, a utilisé cette même égalité.

1.5 Méthodes de calcul du frottement pariétal en conduite à section constante

Nous montrons dans le chapitre suivant que la connaissance du frottement pariétal de l'écoulement établi en aval de l'élargissement est indispensable à l'évaluation de sa contribution à la chute de pression singulière. Dans ce paragraphe, nous développons quelques modèles de prédiction se rapportant à l'écoulement à bulles dans des conduites à section constante.

1.5.1 Modèle de Lockhart et Martinelli

Le modèle de Lockhart et Martinelli[23] consiste à définir un nombre de groupements adimensionnels de variables et à chercher une corrélation généralisée pour ceux-ci. On définit les rapports des gradient de pression:

$$\phi_l^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_d^f}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_l^f} \quad \text{pour la phase liquide} \quad (1.24)$$

et de même,

$$\phi_g^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_d^f}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_g^f} \quad \text{pour la phase gazeuse} \quad (1.25)$$

les indices d, g et l correspondant respectivement à l'écoulement à double phase, gaz seul et liquide seul. L'exposant, f, fait référence au frottement. Lockhart et Martinelli ont corrélé ϕ_l^2 et ϕ_g^2 en fonction du paramètre \mathcal{X} défini par:

$$\chi^2 = \frac{\phi_g^2}{\phi_l^2} = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_l^f}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_g^f} \quad (1.26)$$

Leurs résultats expérimentaux sont indiqués sur la Figure 1.3. La dispersion des points expérimentaux est de $\pm 25\%$. Chisholm[24] a proposé une représentation analytique des courbes de Lockhart et Martinelli:

$$\phi_g^2 = 1 + C\chi + \chi^2 \quad (1.27)$$

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \quad (1.28)$$

Le paramètre C est sans dimension et dépend uniquement du régime de l'écoulement.

Liquide	gaz	C
turbulent	turbulent	21
turbulent	laminaire	12
laminaire	turbulent	10
laminaire	laminaire	5

La courbe moyenne des points expérimentaux $\phi_g(\chi)$ (Figure 1.3) peut conduire à une erreur de 50% sur la chute de pression par frottement.

1.5.2 Travaux de Souhar

Souhar[19] a mesuré le frottement pariétal d'un écoulement diphasique dans une conduite verticale par la méthode polarographique. La comparaison de ses propres résultats à plusieurs modèles de prédiction permet de conclure que le modèle de Lockhart et Martinelli est le plus représentatif avec un écart de 10%. Il a corrélé ses mesures expérimentales au paramètre χ selon le régime d'écoulement (bulles ou poches). Pour le régime à bulles, il a obtenu les relations suivantes:

$$\phi_g = 16,3 + \chi \quad (\text{erreur relative } \approx 4\%) \quad (1.29)$$

et

$$\phi_l = 1 + \frac{33}{\chi} + \frac{266}{\chi^2} \quad (1.30)$$

avec une marge d'erreur de $\pm 8\%$ qui est assez satisfaisant.

1.5.2 Modèle de Bankoff

Bankoff[25] suppose que la distribution de la vitesse et du taux de vide sont de la forme:

$$\frac{v}{V_c} = \left(\frac{y}{R}\right)^{1/m} \quad (1.31)$$

et

$$\frac{\alpha}{\alpha_c} = \left(\frac{y}{R}\right)^{1/n} \quad (1.32)$$

où:

m et n sont des constantes positives,

V_c et α_c respectivement vitesse et taux de vide au centre de la conduite

y distance à la paroi de la conduite.

On obtient ainsi :

$$\frac{\bar{\rho}}{\rho_l} = 1 - \alpha \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \quad (1.33)$$

et

$$\frac{\bar{v}}{V_l} = 1 - x \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \quad (1.34)$$

Appliquant la formule de Blasius (en monophasique), Bankoff obtient:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_g} \right)^{3/4} \left(\frac{\bar{v}}{V_l} \right)^{7/4} \left(\frac{\bar{\mu}}{\mu_l} \right)^{1/4} \quad (1.35)$$

où τ_0 est le frottement pariétal qui correspond à l'écoulement monophasique liquide de vitesse débitante V_l .

Enfin il suppose que la viscosité équivalente du mélange est la même que celle du milieu continu ($\bar{\mu} = \mu_l$) et aboutit à :

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \left(1 - \alpha \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) \right)^{3/4} \left(1 - x \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \right)^{7/4} \quad (1.36)$$

Comparé aux mesures expérimentales de Souhar[19] ce modèle sous-estime largement la valeur réelle du frottement pariétal pour les faibles vitesses débitantes du liquide ($\pm 35\%$). Par contre, pour les grandes vitesses ($V_l \geq 200\text{cm/s}$), le modèle semble donner de bons résultats.

1.6 Méthodes de calcul de la chute de pression singulière en élargissement

La prédiction de la chute de pression singulière, ΔP_s , dans un élargissement brusque a déjà fait l'objet de recherche tant en écoulement monophasique qu'en diphasique. L'approche analytique est pour la plupart fondée sur la formule classique de Borda-Carnot en écoulement monophasique ([26] à [31]). On choisit un volume de contrôle (Figure 1.4b) et on calcule la chute de pression au moyen des équations de bilan.

Depuis que Lottes [26] a rapporté la formule de Romie, il n'y a pas eu beaucoup de modifications sur sa forme. La formulation du modèle est décrite par plusieurs auteurs dont Collier [32] et Delhaye [22]. Les hypothèses suivantes sont généralement faites:

1. contrainte pariétale négligeable
2. fluides isovolumes
3. profil de vitesse uniforme
4. égalité de pression sur $(A_2 - A_1)$ au niveau de l'élargissement
5. écoulement permanent unidirectionnel
6. égalité de pression dans les phases $P_l = P_g$
7. masses volumiques constantes $\rho_{l1} = \rho_{l2}$; $\rho_{g1} = \rho_{g2}$

(1.37)

1.6.1 Ecoulement monophasique

La conservation de la masse dans le volume de contrôle Λ de surface extérieure totale, Σ , peut s'écrire:

$$\int_{\Lambda} \frac{\partial}{\partial t} \rho \, d\Lambda + \int_{\Sigma} \rho \underline{V} \cdot \underline{n} \, d\Sigma = 0 \quad (1.38)$$

où \underline{V} et \underline{n} sont respectivement le vecteur vitesse et la normale extérieur à Σ . Moyennant les hypothèses 2 et 6 (1.37) cette équation se réduit à:

$$V_1 A_1 = V_2 A_2 \quad \text{ou} \quad \sigma V_1 = V_2 \quad (1.39)$$

La forme intégrale de la quantité de mouvement est la suivante:

$$\int_{\Lambda} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \underline{V}) \, d\Lambda + \int_{\Sigma} \rho \underline{V} (\underline{V} \cdot \underline{n}) \, d\Sigma = - \int_{\Sigma} P \underline{n} \, d\Sigma + \int_{\Sigma} \underline{\tau} \cdot \underline{n} \, d\Sigma + \int_{\Lambda} \rho \underline{F} \, d\Lambda \quad (1.40)$$

où P est la pression, $\underline{\tau}$ le tenseur de cisaillement et \underline{F} le vecteur des forces extérieures de volume. Pour l'écoulement permanent,

$$\int_{\Lambda} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \underline{V}) \, d\Lambda = 0 \quad (1.41)$$

Dans le cas d'un écoulement horizontal, de fluide isovolume, et moyennant les hypothèses (1.37), on obtient, à partir de (1.40) :

$$(P_2 - P_1) A_2 = \rho V_1^2 A_1 - \rho V_2^2 A_2 \quad (1.42)$$

Combinant les définitions (1.10) et (1.11) et la conservation de masse (1.39) avec (1.42), on aboutit à :

$$P_2 - P_1 = \rho \sigma(1-\sigma) V_1^2 = \frac{G^2}{\rho} \sigma(1-\sigma) \quad (1.43)$$

L'équation (1.43) est l'expression de Borda-Carnot pour la chute de pression singulière en écoulement monophasique dans un élargissement brusque. Le terme dû au frottement pariétal n'est pas pris en compte. On définit le coefficient de chute de pression singulière K_s de la manière suivante:

$$K_s = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho V_1^2} \quad (1.44)$$

On déduit donc l'expression pour K_s à partir de (1.43) :

$$K_s = 2\sigma(1-\sigma) \quad (1.45)$$

1.6.2 Ecoulement diphasique

1.6.2.1 Modèle homogène

En écoulement diphasique il existe des modèles basés sur l'hypothèse d'un écoulement homogène ainsi que sur celle d'un écoulement hétérogène. L'écoulement homogène considère le mélange comme un seul fluide avec des propriétés moyennes. Il n'y a pas de glissement entre les phases. C'est pourquoi avec une définition appropriée de la masse volumique du mélange, les relations obtenues en écoulement monophasique pourraient alors être utilisées directement. On peut donc reprendre la relation (1.43) en remplaçant ρ par ρ_m :

$$\Delta P_s = \frac{G^2}{\rho_m} \sigma(1-\sigma) \quad (1.46)$$

où la masse volumique moyenne ρ_m peut être calculée en fonction du titre massique, x , et les masses volumiques gaz et liquide par :

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (1.47)$$

Les valeurs données par (1.46) sont le plus souvent trop élevées et les écarts peuvent atteindre 70% dans certains cas (Wadle[31]). Elle est peu sensible au taux de vide et le frottement pariétal est considéré a priori négligeable.

1.6.2.2 Méthode de Romie

La méthode de Romie rapportée par Lottes[26] est basée sur la conservation de la quantité de mouvement. En écoulement hétérogène les deux phases peuvent avoir une vitesse relative. Dans ce cas la conservation des espèces donne une relation similaire à l'équation (1.39) :

$$M_1 = M_2 \quad \text{ou} \quad G_2 = \sigma G_1 \quad (1.48)$$

L'équivalent de l'équation (1.42) en écoulement diphasique pour le bilan de quantité de mouvement s'écrit :

$$P_2 A_2 - P_1 A_1 = \rho_l V_{l1}^2 A_{l1} + \rho_g V_{g1}^2 A_{g1} - \rho_l V_{l2}^2 A_{l2} - \rho_g V_{g2}^2 A_{g2} \quad (1.49)$$

Si on suppose que $x = x_1 = x_2$, avec les autres hypothèses dans (1.37) on aboutit à:

$$\Delta P_s = \sigma G_1^2 \left[\left\{ \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha_1)\rho_l} + \frac{x^2}{\alpha_1\rho_g} \right\} - \sigma \left\{ \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha_2)\rho_l} + \frac{x^2}{\alpha_2\rho_g} \right\} \right] \quad (1.50)$$

Romie[26] est le premier à exprimer la chute de pression singulière sous cette forme. Lottes, après comparaison avec d'autres méthodes et avec les données expérimentales (écarts < 10%), l'a recommandée comme étant la meilleure. Weisman et al[33] a vérifié le modèle avec ses résultats expérimentaux d'un écoulement fréon-vapeur de fréon en élargissement brusque($\sigma = 0,25$ et $0,56$). Quant à Janssen et Kervinen[34], les valeurs calculées sont à 15% près. Par contre Wadle[31] en supposant un taux de vide constant a obtenu jusqu'à +70% d'écart moyen. Suleman et al.[35] ont rapporté des écarts moyens de $\pm 30\%$. Ces résultats montrent que ce modèle reste encore imprécis et qu'il y a besoin d'amélioration qui pourrait être au niveau de la prise en compte du frottement pariétal.

1.6.2.3 Méthode de Lottes

Lottes a supposé que toute la chute de pression a lieu dans la phase liquide, et écrit la conservation de quantité de mouvement de la façon suivante:

$$P_1 + \frac{\rho_l V_{l1}^2}{2g} = P_2 + \frac{\rho_l V_{l2}^2}{2g} + K \frac{\rho_l V_{l1}^2}{2g} \quad (1.51)$$

Posant $x \approx 0$, les vitesses liquides peuvent s'écrire:

$$V_{l1} = \frac{V_0}{1-\alpha_1} ; \quad V_{l2} = \left(\frac{V_0}{1-\alpha_2} \right) \sigma \quad (1.52)$$

L'hypothèse que la perte de pression se fait dans le liquide donne le coefficient, K:

$$K = \left(1 - \sigma \frac{1-\alpha_1}{1-\alpha_2} \right)^2 \quad (1.53)$$

Substituant (1.53) dans (1.51) et mettant $\alpha_1 = \alpha_2$ on obtient enfin:

$$\Delta P_s = \sigma(1-\sigma)G_1^2 \left[\frac{1}{(1-\alpha)^2 \rho_l} \right] \quad (1.54)$$

Le premier reproche qu'on peut faire à ce modèle réside dans le fait qu'il suppose l'égalité des taux de vide amont et aval. Et comme précédemment, il ne prend pas en compte le frottement pariétal. L'erreur relative obtenue par Wadle[31] avec cette formule est de 35% en moyenne et peut atteindre 200% dans certains cas.

1.6.2.4 Méthode de Richardson

Richardson[21] a effectué ses mesures en écoulement air-eau dans une conduite rectangulaire horizontale. Le rapport de section était de 0,125 à 0,5. Il n'a pas trouvé de variation du taux de vide. Il a considéré ΔP_s comme étant proportionnelle aux énergies cinétiques des phases et simplifié ensuite la formule obtenue en négligeant la vitesse de gaz. Il a exprimé la perte d'énergie cinétique ΔKE_{loss} par:

$$\frac{\Delta KE_{loss}}{\Delta KE} = \frac{\Delta KE - \Delta P_s}{\Delta KE} = 1 - \sigma \quad (1.55)$$

où ΔKE est définie par:

$$\Delta KE = \frac{\rho_l(1-\alpha)}{2g} (V_{l1}^2 - V_{l2}^2) \quad (1.56)$$

d'où,

$$\Delta P_s = (1-\sigma^2) \frac{1}{2} G_1^2 \left[\frac{\sigma(1-x)^2}{(1-\alpha)\rho_l} \right] \quad (1.57)$$

L'écart moyen des données de Wadle[31] vis à vis de cette formule est de l'ordre de 90%. Le fait de négliger la variation de α et du frottement pariétal est une cause probable de cet important écart.

1.6.2.5 Méthode de Wadle

Wadle a fait l'hypothèse que le changement dans un élargissement brusque provient des effets de la décélération. Il a supposé donc que la chute de pression est proportionnelle à la différence de pression dynamique entre les section 1 et 2. La pression dynamique s'écrit:

$$P_{dyn} = \frac{1}{2} \rho_g \left(\frac{Mx}{\rho_g} \right)^2 + \frac{1}{2} \rho_l \left(\frac{M(1-x)}{\rho_l} \right)^2 \quad (1.58)$$

Si la chute de pression singulière est proportionnelle à la différence de pression dynamique entre 1 et 2, alors,

$$\Delta P_s = K \left\{ \frac{1}{2} M_1^2 \left(\frac{x_1^2}{\rho_{g1}} + \frac{(1-x_1)^2}{\rho_{l1}} \right) + \frac{1}{2} M_2^2 \left(\frac{x_2^2}{\rho_{g2}} + \frac{(1-x_2)^2}{\rho_{l2}} \right) \right\} \quad (1.59)$$

Moyennant les hypothèses 2,6 et 8 de (1.37), l'équation(1.59) se réduit à:

$$\Delta P_s = (1-\sigma) \frac{1}{2} G_1^2 K \left[\frac{x^2}{\rho_g} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l} \right] \quad (1.60)$$

où K est un coefficient à déterminer expérimentalement. A partir des données de plusieurs auteurs il propose $K = \frac{2}{3}$.

1.6.2.6 Méthode de Chisholm

La formule proposée par Chisholm et Sutherland[36] est basée sur la conservation de la quantité de mouvement:

$$\Delta P_s = \sigma (1-\sigma)^2 G_1^2 (1-x)^2 \left\{ 1 + \frac{C}{\chi_M} + \frac{1}{\chi_M^2} \right\} \frac{1}{\rho_l} \quad (1.61)$$

avec,

$$\chi_M = \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (1.62)$$

et

$$C = \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \right] \left[\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} + \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \right] \quad (1.63)$$

1.6.2.7 Autres travaux

Relatif à l'élargissement brusque, les travaux de l'équipe de Masbernat[64] consistent à modéliser la variation de pression, la dissipation d'énergie et la distribution des phases en écoulement diphasique. Leurs résultats expérimentaux permettent de déterminer :

- l'évolution de la pression
- l'évolution de la fraction moyenne de phase (méthode du conductimètre à champ tournant)
- la structure locale du champ de vitesses liquides moyennes et composantes du tenseur de Reynolds de la phase continue et le champ de taux de vide local.

De même, leur modèle est fondé sur le modèle local à deux fluides 2D basé sur des fermetures pour le glissement, les forces interfaciales et le cisaillement turbulent de la phase liquide. Ce modèle qui a été développé pour les jets diphasiques pour lesquels il a conduit à de bons résultats semble nécessiter un effort supplémentaire pour prévoir l'écoulement dans un

élargissement brusque. Néanmoins, cette approche est encourageante dans la mesure où elle conduit à des évolutions des paramètres calculés semblables à ceux mesurés, et de ce fait on peut espérer que ce modèle de calcul soit au point dans un avenir immédiat. Dès lors, nos données locales expérimentales concernant l'évolution du taux de vide, de la pression et du frottement seraient d'un intérêt évident pour caler le modèle.

1.6.3 Discussions

Les modèles basés sur le bilan de quantité de mouvement sont les plus proches des mesures expérimentales (Delhaye[22] et Wadle[31]) mais leur défaut principal consiste à négliger le frottement pariétal dans le volume de contrôle. Seules les forces de pression sur les deux sections de la frontière du volume de contrôle sont considérées, les efforts à l'intérieur du volume de contrôle n'interviennent pas explicitement. Les prédictions sont plus faibles que l'expérience.

Quant aux modèles basés sur le bilan d'énergie, la prise en compte des effets dissipatifs n'est pas possible due à l'absence d'une méthode de calcul de ce terme. Ces modèles donnent des valeurs nettement supérieures aux résultats expérimentaux.

Seul un modèle basé sur le bilan de quantité de mouvement avec une prise en compte du frottement pariétal ou un modèle basé sur le bilan d'énergie avec une prise en compte de la dissipation visqueuse est capable de représenter l'écoulement réel.

L'idée de négliger l'influence d'une des phases comme l'avait proposé Richardson[21] et Lottes[26] est simpliste et les résultats obtenus ainsi sont souvent trop écartés de l'expérience.

La corrélation semi-empirique de Wadle[31] n'est basée sur aucune équation de conservation. Mais elle donne de meilleures prédictions de la chute de pression singulière avec un choix approprié du coefficient K. Le critère pour ce choix reste encore à établir.

Compte tenu de ce constat de l'état de l'art caractérisé par l'incohérence des modèles de prédictions, nous présenterons une nouvelle approche de calcul de la chute de pression singulière dans le chapitre suivant. Nous y recommanderons également des méthodes simples pour la détermination du taux de vide moyen établi en aval de l'élargissement.

CHAPITRE 2

ANALYSE THEORIQUE



CHAPITRE 2

ANALYSE THEORIQUE

Il ressort de l'examen de la littérature dans le Chapitre 1 qu'une meilleure modélisation de la chute de pression singulière à travers un élargissement au moyen du bilan de la quantité de mouvement doit prendre en compte le frottement pariétal. C'est ce que nous développons dans la suite d'abord pour l'écoulement monophasique et ensuite pour l'écoulement diphasique. Pour la prédiction du taux de vide moyen en aval de l'élargissement, il n'existe pratiquement pas de modèles ni de corrélations, nous recommandons donc quelques relations valables en conduite rectiligne et qui prennent en considération la géométrie de la canalisation.

2.1 Nouvelle approche de calcul de la chute de pression singulière

2.1.1 Ecoulement monophasique

La formulation de l'équation de Borda-Carnot (1.21) est fondée sur l'hypothèse d'une répartition uniforme de vitesse dans la section en amont de l'élargissement. Dans les conditions réelles d'un écoulement turbulent $Re_1 > 4000$, où le profil de vitesse est quasiment uniforme, cette hypothèse peut être considérée comme étant valable. Par contre, la validité du fait de négliger le frottement pariétal reste encore à vérifier. Nous reprenons donc l'équation (1.21) pour y ajouter le terme de frottement:

$$\Delta P_s = \Delta P_{BC} + \Delta P_{Frot} \quad (2.1)$$

Un schéma typique de l'évolution du frottement pariétal est montré sur la Figure 2.1. Le frottement pariétal moyen temporel passe successivement par des valeurs positives, négatives puis positives. Cette évolution permet de définir une longueur, l_0 , où les effets cumulés du frottement négatif et positif s'annulent:

$$\int_0^{\ell_0} \tau(z) dz = 0 \quad (2.2)$$

La chute de pression ΔP_c calculé à cette distance ($z=\ell_0$) ne correspond pas à la chute de pression singulière ΔP_s (Figure 2.2); la chute de pression singulière est la différence des intersections au niveau de l'élargissement ($z=0$) des courbes de distributions de pression linéaires d'un écoulement établi aussi bien en amont de l'élargissement qu'en aval. En effet c'est ΔP_c que la formule classique prédit:

$$\Delta P(z=\ell_0) = \Delta P_c \quad \text{avec } \ell_0 > \ell_e \quad (2.3)$$

où ℓ_e est la longueur d'établissement de l'écoulement à l'aval de la singularité. L'équation de la droite de la distribution de la pression longitudinale dans l'élargissement peut être écrite de la manière suivante:

$$\Delta P(z) = \Delta P_s - \Delta P_f(z) \quad (2.4)$$

où la chute de pression singulière peut être exprimée par:

$$\Delta P_s = \Delta P_c + \Delta P_f(z=\ell_0) \quad (2.5)$$

Pour $z > \ell_0$ le frottement pariétal est constant, on peut donc écrire:

$$[P(\ell_0) - P(z)] A_2 = \tau \cdot 2\pi R_2(z-\ell_0) \quad (2.6)$$

et pour $z=0$,

$$P(0) = P(\ell_0) - \frac{2\ell_0}{R_2} \tau \quad (2.7)$$

Donc,

$$\begin{aligned} \Delta P_f(z=\ell_0) &= [P(0)-P(\ell_0)] = - \frac{2\ell_0}{R_2} \tau \\ &= 2(1 - \sigma^{1/2}) \frac{\ell_0}{h} \tau \end{aligned} \quad (2.8)$$

où $\zeta_0 = \frac{l_0}{h}$

Rappelant la relation(1.21) pour ΔP_c et la relation(2.8) on peut récrire l'équation(2.5):

$$\Delta P_s = \frac{G_1^2}{\rho} \sigma(1-\sigma) + 2(1-\sigma^{1/2}) \zeta_0 \tau \quad (2.9)$$

Et le coefficient de chute de pression (1.22) devient:

$$K_s = 2\sigma(1-\sigma) + \frac{\sigma^2(1-\sigma^{1/2})}{2} \zeta_0(\sigma, Re_1) \lambda(Re_1, \sigma^{1/2}) \quad (2.10)$$

où les quantités ζ_0 et λ sont fonction de σ et Re_1 .

Afin d'estimer la valeur relative que représente le terme correctif du frottement, on peut faire un calcul simple pour un écoulement donné dans un élargissement brusque. Si l'on écrit l'équation(2.10) sous la forme:

$$K_s = A + B \quad (2.11)$$

A et B représentant respectivement les termes de type Borda-Carnot et la contribution dûe au frottement, ce pourcentage peut être défini par: $\frac{B}{A} \times 100\%$.

Soit Re_{d1} le nombre de Reynolds variant de 2×10^4 à 2×10^5 et le rapport de section, σ de 0,1 à 0,9. On peut choisir la longueur $\zeta_0 = 15,0$ et calculer λ par la formule de Blasius: $\lambda = (100 Re_{d1})^{-0,25}$. Les résultats de ce calcul sont rapportés sur la Figure 2.3a.

Dans ces conditions, la contribution à la chute de pression singulière due au frottement reste au maximum de l'ordre de 5%. Ce pourcentage est d'autant plus important que le nombre de Reynolds est faible. C'est en effet aux faibles valeurs de Re que les pertes visqueuses deviennent significatives. Les termes de turbulence sont négligeables devant elles. Pour un nombre de Reynolds donné, la contribution du terme de frottement croit avec σ . Cela veut dire que le maximum de ce rapport est atteint quand σ tend vers 1,0 qui est le cas d'une conduite rectiligne. La limite de $\sigma = 0$ est le cas d'un jet de liquide dans un bac de diamètre infiniment grand devant celui de la conduite d'arrivée. Dans ce cas

la contribution du frottement à la chute de pression singulière est inférieure à 1%.

Le terme correctif dû au frottement à la paroi en écoulement monophasique est faible(moins de 5%); la formule de Borda-Carnot prédit donc assez bien la chute de pression singulière dans ce type d'écoulement.

2.1.2 Ecoulement diphasique

Les hypothèses sont les mêmes que (1.37) à l'exception de la prise en compte du frottement pariétal. L'évolution du frottement pariétal semblable à celle obtenue en écoulement monophasique est schématisée sur la Figure 2.1. On peut représenter également l'évolution de la pression comme sur le schéma de la Figure 2.2 en écoulement monophasique. Suivant la même analyse, la chute de pression singulière peut s'écrire:

$$\Delta P_{s,d} = \Delta P_c + \Delta P_f(l_0) \quad (2.12)$$

ici, ΔP_c est l'expression donnée par Romie (équation(1.50)); cette équivalence est déduite du fait que l'expression de Romie ne tient pas compte du frottement à la paroi, ce qui rejoint notre définition de ΔP_c (2.3).

$$\Delta P_{s,d} = \Delta P_c + 2(1 - \sigma^{1/2}) \zeta_0 \tau_d \quad (2.13)$$

Le coefficient de chute de pression diphasique calculé à partir de l'énergie cinétique du liquide s'écrit alors:

$$K_{s,d} = \frac{\Delta P_{sd}}{\frac{1}{2}\rho_l V_{l1}^2} = \frac{\Delta P_c}{\frac{1}{2}\rho_l V_{l1}^2} + 2(1 - \sigma^{1/2})\zeta_0 \frac{\tau_d}{\frac{1}{2}\rho_l V_{l1}^2} \quad (2.14)$$

Le terme $\frac{\tau_d}{\frac{1}{2}\rho_l V_{l1}^2}$ peut être écrit sous la forme:

$$\frac{\tau_d}{\tau_0} \cdot \frac{\tau_0}{\frac{1}{2}\rho_l V_{l2}^2} \left\{ \frac{V_{l2}}{V_{l1}} \right\}^2 = \Phi_l^2(\chi_2) \lambda(Re_{l1}, \sigma^{1/2}) \sigma^2 \quad (2.15)$$

où τ_0 est le frottement pariétal avec liquide seul dans la section A_2 , $\lambda(Re_{l1}, \sigma^{1/2})$ est le coefficient de résistance dans une conduite pour un nombre de Reynolds ($Re_{l2} = \frac{2R_2 V_{l2}}{v_l}$), ϕ_l et χ_2 sont les paramètres classiques de Lockhart-Martinelli et v_l la viscosité cinématique du liquide.

Combinant les équations (2.15) et (1.50) avec (2.14) le coefficient de chute de pression singulière devient:

$$K_{s,d} = 2\sigma \left[\frac{1}{1-\alpha_1} - \frac{\sigma}{1-\alpha_2} \right] + 2\sigma \left[\frac{1}{\alpha_1} - \frac{\sigma}{\alpha_2} \right] \left[\frac{x^2}{(1-x)^2} \right] \left[\frac{\rho_l}{\rho_g} \right] + 2\sigma^2(1-\sigma^{1/2}) \zeta_0 \phi_l^2(\chi_2) \lambda(Re_{l1} \sigma^{1/2}) \quad (2.16)$$

Remarquons qu'en écoulement monophasique l'équation(2.16) se réduit à l'expression(2.10). La détermination de la chute de pression singulière à partir de ce modèle demandera donc une relation précise entre α_1 et α_2 et une autre donnant ζ_0 en fonction de σ et probablement d'autres paramètres aussi tels que la vitesse massique, G , le titre massique, x et le taux de vide, α . $\phi_l^2(\chi_2)$ peut être calculé à partir de la corrélation de Lockhart-Martinelli[23] (voir Figure1.3).

De même qu'en écoulement monophasique, nous pouvons estimer le pourcentage qu'apporte le terme correctif dû au frottement pariétal dans l'équation(2.16) en posant $K_{s,d} = A + B$. Pour cela nous nous proposons les conditions suivantes:

- 1) 3 nombres de Reynolds $Re_{l1} = 2 \times 10^4$, 5×10^4 , et 10^5 .
- 2) le titre volumique β variant de 0,01 à 0,3
- 3) le rapport de section σ variant de 0,1 à 0,9
- 4) les propriétés des fluides:

eau:	$\rho_l = 1000 \text{kg/m}^3$;	$v_l = 0,01 \text{cm}^2/\text{s}$
azote:	$\rho_g = 1,15 \text{kg/m}^3$;	$v_g = 0,1488 \text{cm}^2/\text{s}$.
- 5) la longueur $\zeta_0 = l_0/h \approx 15$.

Nous calculons le taux de vide moyen avec la relation d'Armand: $\alpha = 0,833\beta$ et supposons que $\alpha_1 = \alpha_2$. On peut calculer le titre massique par la relation suivante:

$$x = \frac{Re_g v_g \rho_g}{Re_g v_g \rho_g + Re_l v_l \rho_l} \quad (2.17)$$

A partir de la définition du nombre de Reynolds et le titre massique, nous pouvons déterminer le nombre de Reynolds du gaz:

$$Re_g = \frac{Re_l v_l \beta}{(1-\beta) v_g} \quad (2.18)$$

Selon la valeur de Re on calcule pour les deux fluides le coefficient de résistance avec la formule de Blasius pour l'écoulement turbulent sinon $\lambda=64/Re$ pour un écoulement laminaire. Le gradient de pression est donné par:

$$\frac{dP}{dz} = \lambda \cdot \frac{1}{2} \frac{\rho V^2}{D} \quad (2.19)$$

et rappelant la définition du paramètre de Lockhart-Martinelli χ^2 qui est le rapport du gradient de pression liquide à celui du gaz, nous pouvons écrire:

$$\chi^2 = \frac{\lambda_l \rho_l \left[\frac{Re_l v_l}{Re_g v_g} \right]^2}{\lambda_g \rho_g} \quad (2.20)$$

Nous pouvons enfin calculer le paramètre $\phi_l^2(\chi)$ donné par la l'expression suivante(Souhar[19]):

$$\phi_l^2(\chi) = 1 + \frac{33}{\chi} + \frac{266}{\chi^2} \quad \text{dans une conduite rectiligne} \quad (2.21)$$

Les résultats de ce calcul sont rapportés sur la Figures2.3 pour un nombre de Reynolds liquide($Re = 2 \times 10^4$). La contribution du frottement pariétal à la chute de pression singulière en écoulement diphasique croit avec le rapport de section σ ainsi qu'avec le titre volumique β . Pour l'écoulement à bulles qui nous concerne ici ($\alpha < 0,3$) le pourcentage de la contribution est d'environ 25 à 30%. Cette proportion diminue avec le nombre de Reynolds liquide. Si donc le fait de négliger le frottement pariétal est justifié en écoulement monophasique, il n'en est pas de même en écoulement diphasique où l'erreur induite deviendra très significative dans l'ordre de 20%.

2.2 Taux de vide moyen.

Le taux de vide intervient dans la formule(2.16) et nous avons démontré que la présence de gaz ne permet plus de négliger les effets pariétaux. La détermination précise du taux de vide est donc indispensable pour sa prise en compte. L'approche la plus simple est le modèle homogène où on remplace le fluide diphasique par un fluide monophasique équivalent. Les vitesses des deux phases sont supposées identiques et uniformes dans la section de la conduite. Ces conditions permettent de calculer le taux de vide en fonction du titre volumique:

$$\alpha = \beta = \frac{V_g}{V_l + V_g} \quad (2.22)$$

Exprimé ainsi, le taux de vide n'est pas fonction du diamètre de la conduite et cela implique que $\alpha_1 = \alpha_2$.

Par ailleurs, il existe des modèles de prédiction du taux de vide moyen en conduites rectilignes, qui sont fonctions indirectes de la section de la conduite et que nous pouvons appliquer à l'élargissement brusque. Wallis[37] prend deux profils de vitesse et permet un glissement local entre les phases. Dans le cas d'un écoulement à bulles, il obtient:

$$\alpha = \frac{\beta}{\left(1 + \frac{(1-\alpha)^2 v_\infty}{V_l + V_g}\right)} \quad (2.23)$$

où v_∞ est la vitesse ascensionnelle d'une bulle dans un milieu infini donné par:

$$v_\infty \approx 1,41 \left[\frac{\sigma(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} \right]^{0,25} \quad (2.24)$$

ici σ est la tension superficielle du liquide. La somme de vitesses $V_l + V_g$ est plus grande en amont qu'en aval de l'élargissement et de ce fait, $\alpha_1 > \alpha_2$.

Un calcul simple conduit à la relation liant α_1 et α_2 :

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{V_{l1} + V_{g1} + (1-\alpha_1)^2 v_\infty}{V_{l1} + V_{g1} + \frac{(1-\alpha_2)^2}{\sigma} v_\infty} \quad (2.25)$$

Le modèle de Zuber et Findlay[38] est similaire à celui de Wallis parce que leur schéma de profils de vitesse permet aussi un glissement entre les phases mais ces profils sont incurvés à la différence de ceux de Wallis qui sont plats. Ils obtiennent l'expression suivante pour le taux de vide moyen:

$$\alpha = \frac{\beta}{\left(C_o + \frac{v'_\infty}{V_l + V_g} \right)} \quad (2.26)$$

où v'_∞ est généralement prise égale à v_∞ (équation(2.24)), et C_o égale à 1, si le profil du taux de vide est plat, 1,1 à 1,2 si les bulles sont concentrées au centre de la conduite, et inférieure à 1 si les bulles se concentrent au voisinage de la paroi.

Un calcul simple avec $v'_\infty = v_\infty$ conduit à la relation liant α_1 et α_2 :

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{C_o(V_{l1} + V_{g1}) + v_\infty}{C_o(V_{l1} + V_{g1}) + \frac{v_\infty}{\sigma}} \quad (2.27)$$

2.3 Objectifs de l'étude.

A partir de la revue précédente de la littérature on constate que très peu de données expérimentales en écoulement diphasique à travers un élargissement brusque sont disponibles pour l'ingénieur de conception vis à vis de ce genre de singularité. Dans la plupart des cas, ces données sont des mesures globales et par conséquent n'apportent pas assez de renseignements sur des phénomènes locaux dans l'écoulement.

Aucune référence n'est faite à l'influence du régime d'écoulement dans les modèles de prédiction de la chute de pression singulière. De ce fait, il est difficile de savoir la limite de leur validité. On note de même qu'il existe de très grands écarts entre les prédictions de ces modèles et les mesures expérimentales, allant parfois du simple au double .

Partant de ces considérations, nous nous sommes proposés de:

- 1) fournir des données expérimentales précises de
 - la chute de pression singulière ΔP_s ,
 - du frottement pariétal moyen τ au voisinage de l'élargissement
 - du taux de vide α en amont et aval de l'élargissement.
- 2) donner une description fine de l'écoulement surtout au voisinage de l'élargissement et préciser les mécanismes de séparation ou mélanges des phases
- 3) tester les modèles de calcul généraux avec nos mesures directes des différents termes qui interviennent



CHAPITRE 3
DISPOSITIF EXPERIMENTAL



CHAPITRE 3

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

3.1 Montage expérimental

L'étude de l'influence de l'élargissement brusque sur l'évolution longitudinale des différents termes intervenant dans la chute de pression singulière dans un écoulement à bulles étant notre but principal, le montage expérimental a été réalisé de façon à assurer un régime d'écoulement établi en amont de l'élargissement au niveau de la première section de mesure par le choix d'une longueur de conduite suffisante (la section se situe à $L/D_1 > 60$). De grandes distances en aval de l'élargissement sont également nécessaires pour pouvoir suivre la réorganisation de l'écoulement ($L \approx 2\text{m}$ soit $L/D_2 > 30$).

Le montage expérimental schématisé sur les Figures 3.1 et 3.2 est constitué essentiellement de deux circuits: un circuit gaz et un circuit liquide qui alimentent la veine d'expérience. La source de gaz (azote) est une batterie de neuf bouteilles d'azote à 200 bars située à l'extérieur du bâtiment. Pour des raisons de sécurité, le gaz passe d'abord par un détendeur réglable avec une pression de sortie maximale de 20 bars avant son entrée dans le bâtiment. Les propriétés physiques de l'azote sont proches de celles de l'air. Le débit de gaz est mesuré par un débitmètre massique du type HASTINGS - la gamme de débit est de 0-50 litres d'air/minute dans les conditions standards ($P = 10^5$ Pascal et $T = 273$ K). Le gaz est introduit dans la veine d'expérience par l'injecteur où il est mélangé avec le liquide.

Le liquide est une solution aqueuse de Ferricyanure-Ferrocyanure de Potassium (concentration, $C_{\text{Ferri}} \approx 2 \times 10^{-6}$ mole cm^{-3}) avec un excès de chlorure de Potassium ($C \approx 3,0 \times 10^{-4}$ mole cm^{-3}). La mise en oeuvre de la méthode polarographique et de la visualisation envisagées dans cette étude conduit à un choix de matériaux compatibles avec la solution corrosive; aussi le circuit liquide est fabriqué en PolyMéthAcrylate de Méthyle (PMMA, Altuglass ou plexiglass) et en chlorure de Polyvinyle (P.V.C.), matériaux chimiquement inertes et isolants électriques, de même sa transparence favorise l'observation de l'écoulement, et aucune pièce métallique n'est au contact du liquide.

Le bac de stockage a une contenance de 500 litres. Il est muni d'un échangeur, alimenté par un circuit frigorifique, permettant la régulation en température à $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Le liquide filtré circule à l'aide d'une pompe (Guinard M2C 26-25 - débit nominal de $30\text{m}^3\text{h}^{-1}$ - hauteur de refoulement de 28m) dans la veine d'expérience. Deux débitmètres à turbine et un thermomètre à contact (Vertex : $\pm 0,1^\circ\text{C}$) servent respectivement à mesurer le débit et à réguler la température du liquide.

3.2 Veine d'expérience

La veine d'expérience est constituée par deux conduites cylindriques verticales des diamètres différents (D_1 et D_2) et de 7m de longueur. Chacune des conduites est un assemblage des tronçons d'éléments de tube en plexiglass raccordés par brides qui assurent le centrage tandis que l'étanchéité est obtenue par joints toriques.

La conduite supérieure est fixe, son diamètre intérieur est $D_2=60\text{mm}$ pour tous les cas étudiés. Pour la conduite inférieure, deux cas se présentent: soit une conduite $D_1=44\text{mm}$, également fixe; soit une conduite de diamètre intérieur $D_1 = 40, 30$ et 20mm , et de diamètre extérieur de $\phi 60\text{mm}$ pouvant coulisser dans la conduite supérieure. Les caractéristiques géométriques des élargissements sont résumées dans le Tableau 3.1 [55].

Les premiers essais ont été effectués sur l'élargissement fixe $\phi 44/60\text{mm}$ (rapport de section $\sigma = 0,538$: Figure 3.1a). Immédiatement à l'entrée de la veine d'expérience se trouve un injecteur de gaz cylindrique, percé de 100 trous de $\phi 1\text{mm}$ (Figure 3.1b). La veine est équipée de 11 prises de pression permettant de mesurer la chute de pression singulière ΔP_s , et de 18 sondes électrochimiques circulaires pariétales dans l'élément principal de mesure permettant de suivre l'évolution du frottement à la paroi $\tau(z)$ en aval de l'élargissement. La répartition des sondes est donnée sur la Figure 3.1a. A l'intérieur d'un des deux autres éléments est collée une mince feuille de platine (anode) tandis que le second porte un thermomètre de précision, placé juste avant la sortie de la veine d'expérience, pour contrôler la température. La veine se termine par un séparateur de gaz et de liquide: le liquide revient au bac de stockage, et le gaz est évacué à l'extérieur du bâtiment.

L'étendue de la zone de recirculation étant fonction de σ , l'implantation des dispositifs de mesure ne peut certainement pas être faite pareillement pour tous les élargissements. De même pour un σ donné, une étude fine de la zone

de recirculation par la mesure de la pression, du taux de vide et du frottement demanderait environ 20 prises de pression, 20 sondes optiques et 20 sondes électrochimiques. La lourde conséquence de ces considérations au niveau technique et économique nous a amené à modifier la veine d'expérience pour obtenir un système coulissant. Le montage est schématisé sur les Figures 3.2. Les modifications apportées à la veine sont les suivantes:

- la conduite supérieure de diamètre $\phi 60$ mm est fixée au séparateur gaz-liquide; elle comprend un élément pouvant comporter une sonde optique. Ce dernier peut être inséré à n'importe quel endroit de la conduite (Figure 3.2 b). L'élément principal de mesure, de longueur 500 mm, est constitué de deux parties démontables (Figure 3.2 c); la section extérieure est rectangulaire (95 x 115 mm), l'intérieur est circulaire ($\phi 60$ mm). Cet élément est équipé de 18 sondes électrochimiques doubles réparties sur une génératrice de longueur 72 mm. Dans la section contenant la première sonde double nous avons installé une prise de pression et une sonde optique monofibre muni d'un système de déplacement permettant d'explorer un diamètre.

- la conduite inférieure ($D_1 = \phi 40, \phi 30$ ou $\phi 20$ mm) est montée sur un système de déplacement vertical permettant d'avoir une course maximum de 350 mm (Figure 3.2 d). L'élément coulissant de longueur 600 mm et de diamètre extérieur de 60 mm est usiné à partir d'un "rondin" de plexiglass. Celui ci coulisse dans l'élément principal de mesure. Il comporte:

- 2 prises de pression, l'une à 60 mm de l'élargissement ramenée à l'extérieur par une conduite réalisée dans le tube et l'autre à 500 mm de l'élargissement,
- une sonde optique en face de la deuxième prise de pression.

Les autres éléments de la conduite inférieure sont fabriqués avec un tube aux normes industrielles. Le centrage et la restriction à un déplacement vertical de la conduite sont assurés par le guide fixé au sol, dans lequel coulisse le dernier élément de la conduite. La position de l'élargissement est affichée par des pieds à coulisse électronique DIGIROCH à becs simples et d'envergure maximale 500mm. Le pied de référence est fixé sur le support du montage expérimental tandis que le pied coulissant est vissé sur le système de déplacement qui l'entraîne.

3.3 Propriétés physiques et chimiques du liquide et du gaz

3.3.1 Propriétés physiques et chimiques du liquide

concentration , C

La concentration du Ferricyanure a été mesurée à l'aide d'un spectrophotomètre d'absorption du type JEAN et CONSTANT préalablement étalonné avec des solutions connues (Figure 3.3a). Le résultat obtenu:

$$C_{\text{Ferri}} = 1,97 \times 10^{-6} \text{ mole cm}^{-3}$$

Les concentrations du Ferrocyanure et du chlorure de Potassium présents dans le liquide sont :

$$C_{\text{Ferro}} \approx 6 \times 10^{-6} \text{ mole cm}^{-3}$$

$$C_{\text{KCl}} \approx 3 \times 10^{-4} \text{ mole cm}^{-3}$$

masse volumique , ρ

La masse volumique du liquide a été mesurée à 20°C par un densimètre de précision:

$$\rho_{\text{l}} = 1010 \text{ kg m}^{-3} .$$

viscosité cinématique , ν

Celle ci a été mesurée par la méthode du tube capillaire :

$$\nu_{\text{l}} = 9,8 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

coefficient de diffusion , \mathfrak{D}

La valeur de \mathfrak{D} a été déterminée par la méthode du disque tournant (Suleman[39]). Elle est proche de celle calculée par la formule d'Heisenberg (Fig. 3.3b) :

$$\mathfrak{D} = 2,5 \times 10^{-10} \frac{T}{\nu \rho}$$

tension superficielle , σ

La tension superficielle a été mesurée à $T \approx 20^\circ\text{C}$ par un tensiomètre de mouillage (arrachement de la lame) de J. CUASTALLA : $\sigma = 7,05 \times 10^{-2} \text{ N m}^{-1}$ ($7,2 \times 10^{-2} \text{ N m}^{-1}$ pour l'eau) et montre que la présence des substances électrolytiques dans la solution a une influence négligeable sur la tension superficielle.

Les propriétés physiques du liquide sont rassemblées dans le Tableau 3.2 [55].

3.3.2 Propriétés physiques du gaz

Le choix de l'azote (N_2) pour les essais est nécessité par l'inadmissibilité de l'oxygène dissous dans la solution polarographique. Ce gaz est inerte, disponible en grande quantité et peu coûteux. Ses propriétés physiques [40] sont proches de celles de l'air. Dans les conditions standards ($P=10^5$ pascal, $T = 298 \text{ K}$):

$$\begin{aligned} \rho_g &\approx 1,15 \text{ kg m}^{-3} \\ \mu_g &\approx 1,74 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-1}\text{s}^{-1} \end{aligned}$$

Les propriétés physiques du gaz sont aussi rapportées dans le Tableau 3.2 [55].

3.4 Débitmétrie liquide et gaz

Liquide

Le débit du liquide a été mesuré par des débitmètres à turbine du type Endress et Hauser DMI 460 couvrant une gamme de débits de 0,3 à 3 m^3/h et de 1,5 à 15 m^3/h avec une précision de $\pm 0,5\%$ sur pleine échelle. La tension de sortie varie linéairement avec le débit volumique. Ces débitmètres ont été étalonnés (Figure 3.4):

$$Q_1 = 1,781 \times 10^{-3} V - 4,1 \times 10^{-5} \quad \text{pour le petit débitmètre} \quad (3.1)$$

et

$$Q_2 = 8,384 \times 10^{-3} V - 1,2 \times 10^{-4} \quad \text{pour le grand débitmètre.} \quad (3.2)$$

où V = tension en volts. Q = débit en m^3/s .

Gaz

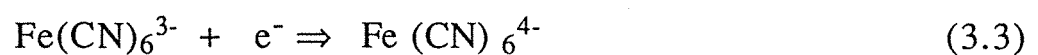
Le débitmètre Hastings[41] utilisé permet la mesure du débit massique de l'air ou de tout autre gaz indépendamment de la pression et de la température. Le principe de fonctionnement consiste à faire passer le gaz par un tube chauffé, modifiant ainsi la répartition de la température le long du tube. La différence de température entre deux thermocouples placés symétriquement par rapport au milieu du tube chauffé dépend uniquement du débit massique et de la chaleur massique du gaz. Les calculs permettent donc d'obtenir une fonction linéaire entre le débit massique et la tension de sortie. Ce capteur série STH gamme 0-50 litres/min avec lecteur/alimentation PR-4 de Schaefer Technics est étalonné à l'usine avec l'air et donc la valeur indiquée doit être multipliée par le facteur de conversion (=1.02) pour l'azote. Ce facteur est le rapport de la chaleur massique de l'air à celle de l'azote. La précision des mesures du débit de gaz est de $\pm 1\%$.

3.5 Techniques de mesure

3.5.1 Méthode Polarographique

Il s'agit d'une méthode électrochimique, qui permet la mesure locale et instantanée du gradient pariétal de vitesse du mouvement des liquides au voisinage de la paroi. Ses principes fondamentaux et sa mise en œuvre ont été largement décrits par Reiss et Hanratty[42], Cognet[43], Lebouché[44], etc. Cette méthode a été également adaptée pour l'étude des écoulements diphasiques Nakoryakov et al[45], Souhar et Cognet[46], Souhar([19], [47], [48]) et plus récemment par Suleman et Souhar[52].

Le liquide est une solution d'un couple oxydant-réducteur en présence d'un électrolyte support en large excès. L'élément de mesure (cathode - Figure 3.5) de très petites dimensions, par rapport à l'anode, inséré dans la paroi est porté à un potentiel cathodique tel que la concentration du réactif est nulle sur la surface de l'électrode et égale à C_0 loin de celle-ci. La contre-électrode (anode) est placée suffisamment loin de la cathode et assure la continuité du circuit électrique. La réaction de réduction à la cathode est la suivante :



L'apport d'ions à la cathode sous l'effet du champ électrique est neutralisé par l'électrolyte support (KCl). Si de plus on néglige les phénomènes de convection naturelle, l'apport du réactif à l'électrode de mesure ne peut se faire que par transport convectif et diffusif. L'équation du bilan de matière s'écrit alors :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{V} \text{grad } C = \mathcal{D} \Delta C \quad (3.4)$$

où C est la concentration du réactif
 V la vitesse locale

Faisant les hypothèses suivantes :

- écoulement permanent bidimensionnel
- nombre de Schmidt est suffisamment grand ($Sc = \frac{v}{\mathcal{D}} \approx 10^3$). Pour qu'on puisse considérer que la couche limite de concentration développée sur l'électrode est bien dans la sous-couche visqueuse où la vitesse évolue linéairement : $u = S y$
- $\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$
- pas de vitesse transversale $V = 0$

L'équation (3.4) se réduit à

$$S y \frac{\delta C}{\delta x} = \mathcal{D} \frac{\delta^2 C}{\delta y^2} \quad (3.5)$$

La solution de cette équation sous forme adimensionnelle s'écrit :

- pour une sonde simple rectangulaire ($L \times l$)

$$K^+ = 0,807 (S^+)^{1/3} \quad (3.6)$$

où

$$S^+ = S \frac{l^2}{D} \quad (3.7)$$

$$S = \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \text{gradient pariétal de vitesse} \quad (3.8)$$

$$K^+ = K \frac{l}{D} \quad (3.9)$$

$$K = \frac{i}{nFC_0A} = \text{coefficient de transfert de masse} \quad (3.10)$$

i = courant ; A = surface de l'électrode,

n = nombre d'électrons mis en jeu ($n = 1$ dans notre cas)

F = nombre de Faraday (= 96500 coulombs)

- Une sonde circulaire se comporte de la même façon que la sonde rectangulaire (Py et Gosse[49], et Cognet et Drouin[50]), en remplaçant la longueur caractéristique de la sonde rectangulaire par la valeur $0,82d$ du diamètre de l'électrode circulaire.

- L'utilisation d'une sonde unique ne permettant pas d'accéder à la direction de l'écoulement, la technique des sondes différentielles doubles a été étudiée et développée par Py et Gosse[49], Lebouché[51], Labbé[11]. Dans cette technique, deux électrodes rectangulaires identiques parallèles sont séparées par une mince feuille d'isolant. Elles sont disposées perpendiculairement à l'écoulement. Selon le sens de l'écoulement, l'une des deux électrodes se trouve dans le sillage de l'autre et le courant recueilli sur la sonde amont est plus important que celui recueilli sur l'aval. Ainsi, le signe de la différence entre les courants relevés aux deux électrodes permet de détecter le sens de l'écoulement. Dans ce cas on montre:

$$K_d^+ = 0,21 (S_d^+)^{1/3} \quad (3.11)$$

avec

$$S_d^+ = S \frac{(2l)^2}{D} \quad \text{et} \quad K_d^+ = K \frac{2l}{D} \quad (3.12)$$

Trois courbes de réduction de $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-}$ ou polarogrammes obtenues pour des vitesses d'écoulement différentes sont représentées sur la Figure 3.6a. Les courants limites sont atteints pour une tension de polarisation de 100 mV. Le plateau s'étend jusqu'au environs de 600 mV et nous permet de fixer la tension de polarisation à 350 mV.

Nous avons étalonné les sondes simples et doubles en moyennant les courants recueillis dans un écoulement monophasique connu (conduite droite $\phi 60\text{mm}$, sans élargissement) afin d'assurer leur bon fonctionnement et de vérifier les relations 3.6 et 3.11. L'exemple d'étalonnage indiquée sur la Figure 3.6b montre qu'en général, la loi de la puissance $1/3$ est satisfaite, mais le coefficient est différent de celui donné par la théorie selon les sondes (ex. 0,852 au lieu de 0,807 et 0,172 au lieu de 0,21). Cette différence est expliquée par les inexacitudes commises : sur la surface active des sondes, sur la concentration et sur le coefficient de diffusion. Une fois étalonnées, ces sondes permettent de mesurer le frottement pariétal τ avec une précision de $\pm 5\%$.

3.5.2 Méthode optique

La mesure du taux de vide a été effectuée directement à l'aide des capteurs à fibre optique OPTOFLOW, (fabriqué sous licence EDF). Le principe repose sur une mesure des variations du coefficient de réflexion à l'extrémité d'une fibre optique plongée dans l'écoulement (voir Figure 3.7). En effet, lorsqu'une fibre est plongée dans un milieu d'indice différent du sien, le coefficient de réflexion croît avec la différence d'indice. L'indice de l'azote étant beaucoup plus faible que celui de l'eau, le passage d'une bulle est aisément détecté par une augmentation brutale du coefficient de réflexion. C'est ainsi que le taux de vide local est déduit.

L'ensemble du capteur comprend un module-opto-électronique et une sonde à fibre optique reliée au boîtier électronique par un câble optique. La lumière émise par la diode électroluminescente (DEL) modulée à la fréquence

d'horloge (2,5 MHz) est acheminée jusqu'à la sonde à fibre par l'intermédiaire du coupleur à fibre et du connecteur optique. Une partie de la lumière réfléchiée en présence de gaz retourne vers le photo-détecteur. Le signal électrique fourni par celui-ci est ensuite traité pour donner trois types de sorties :

- analogique (0/2 volts) ;
- logique (TTL - 0/5 volts) ;
- intégrée (0/1 volt) \Rightarrow (0% / 100%).

Les caractéristiques détaillées du capteur sont rappelées sur la fiche technique Annexe I. La précision sur la mesure du taux de vide est de $\pm 2\%$.

La sonde est montée sur un support qui permet le déplacement diamétral de la sonde ($\pm 0,04\text{mm}$) par une vis micrométrique (Figure 3.8). Le profil de taux de vide de chaque section est ensuite intégré selon la relation (1.3) pour obtenir la valeur moyenne $\alpha(z)$:

$$\alpha(z) = \frac{1}{A} \int_A \alpha(r,z) dA \quad (3.12)$$

où $A = \pi R^2$ et $dA = 2\pi r dr$ pour la section circulaire. Remplaçant A et dA dans (3.12), on obtient:

$$\alpha(z) = \frac{2}{R^2} \int_0^R \alpha(r,z) r dr \quad (3.13)$$

Nous pouvons estimer (3.13) par :

$$\alpha(z) = \frac{2}{R^2} \sum_i (\alpha(r_i,z) r_i \Delta r) \quad (3.14)$$

en discrétisant sur le nombre de points de mesure.

3.5.3 Dispositif de mesure de pression

Deux méthodes de mesure de pression ont été utilisées : l'une par une série de manomètres piézométriques adaptés à la mesure de pression en écoulement diphasique et l'autre par un capteur de pression différentielle.

Il y a au moins 8 prises de pression dont 4 avant et 4 après l'élargissement. Un récipient sert à collecter les bulles qui peuvent être entraînées dans la tuyauterie reliant ces prises de pression aux manomètres. En outre sur chaque ligne est intercalé un tube capillaire afin d'amortir les fluctuations de niveau dans le tube piézométrique. Nous schématisons la technique de mesure de pression par le manomètre classique sur la Figure 3.9a et par le capteur de pression sur la Figure 3.9b.

Soit Δz la distance entre deux prises de pression 1 et 2 et Δh la différence manométrique des niveaux 1' et 2' sur la Figure 3.9a, la hauteur piézométrique au point 1 est égale à celle au point 1' et peut s'écrire:

$$\frac{P_1}{\rho g} + z_1 = \frac{P_{1'}}{\rho g} + z_{1'} \quad (3.15)$$

où $P_1, P_{1'}$ = pression au point 1 et 1'
 $z_1, z_{1'}$ = hauteur du point 1 et 1' à partir d'une référence horizontale.

ρ = masse volumique du liquide manométrique

g = accélération de la pesanteur

On peut également écrire, pour les points 2 et 2':

$$\frac{P_2}{\rho g} + z_2 = \frac{P_{2'}}{\rho g} + z_{2'} \quad (3.16)$$

Notant que $P_{2'} - P_{1'} = 0$ et remplaçant les différences $P_2 - P_1, z_2 - z_1, z_{2'} - z_{1'}$ respectivement par $\Delta P, \Delta z$ et Δh on obtient:

$$\frac{\Delta P}{\Delta z} = \left(\frac{\Delta h}{\Delta z} - 1 \right) \rho g \quad (3.17)$$

Lorsque le capteur de pression différentielle est employé (Figure 3.9b), on peut aboutir aussi à la relation (3.17); dans ce cas, $\Delta h = \Delta h_2 - \Delta h_1$ où Δh_1 et Δh_2 représentent respectivement la différence piézométrique entre la charge

constante et la prise 1 et 2. La précision sur la mesure de la pression est de $\pm 0,5\%$.

3.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons décrit le dispositif expérimental et les différentes techniques de mesures utilisées. Le bon fonctionnement des sondes (optiques et électrochimiques) a été contrôlé par des étalonnages, le dispositif de mesure de la pression par les essais en écoulement monophasique permet de vérifier la loi de perte de charge régulière de type Blasius (chapitre 4). Nous pouvons donc procéder à la suite de ce travail pour effectuer une campagne de mesures de ces grandeurs: la pression, le taux de vide et le frottement pariétal.

CHAPITRE 4

MESURES DE LA PRESSION ET DU TAUX DE VIDE

CHAPITRE 4

MESURES DE LA PRESSION ET DU TAUX DE VIDE

Dans la première partie de ce chapitre, nous donnons les résultats de mesure de la pression, en commençant par l'évolution longitudinale de la pression statique à partir de laquelle la chute de pression singulière est déduite. Nous donnons ensuite les résultats de mesures de taux de vide. Ces premiers résultats permettent d'apporter une description locale et globale de l'écoulement. Enfin nous confrontons nos résultats expérimentaux aux méthodes de prévision décrites dans le premier chapitre.

4.1 Mesures de la pression

Le dispositif de mesure de pression décrit en section 3.5.3 a été utilisé pour mesurer l'évolution de la pression statique longitudinale avant et après l'élargissement brusque en écoulements monophasique et diphasique. Nous avons employé soit des manomètres classiques soit un capteur de pression différentiels (Figure 3.9 a et b). La première technique est plus facile à mettre en oeuvre et moins couteuse mais la lecture est moins précise à faibles valeurs de Δh . Dans ces derniers cas nous avons utilisé les capteurs de pression.

Soit Δz la distance entre deux prises de pression 1 et 2 et Δh la différence manométrique sur la Figure 3.9, le gradient de pression est donné par:

$$\frac{\Delta P}{\Delta z} = \left(\frac{\Delta h}{\Delta z} - 1 \right) \rho g \quad (4.1)$$

où $\Delta P = P_2 - P_1$ est la différence de pression entre les prises.

4.1.1 Distribution de pression longitudinale

Quelques résultats typiques de la distribution de pression statique le long de la veine d'essai en écoulement monophasique dans les élargissements: $\sigma = 0,111-0,250-0,444$ sont rassemblés dans les Tableaux 4.1 à 4.3 [55] et représentés sur la Figure 4.1 pour $\sigma = 0,111$. La première prise de pression est

considérée comme référence et donc l'ordonnée représente la différence de pression statique ΔP entre celle-ci et une autre prise située à une distance réduite longitudinale ζ .

Les résultats mettent en évidence trois zones d'évolution de la pression imposée par l'élargissement brusque:

- en amont de la singularité, l'écoulement est établi et ceci se traduit par une décroissance linéaire de la pression statique.
- le changement de section entraîne une augmentation de pression. Au voisinage immédiat de l'élargissement brusque dans la zone dite de recirculation et de recollement, cette évolution n'est pas linéaire.
- plus loin en aval, la distribution rejoint une décroissance linéaire caractéristique de la grande conduite. Le début de la nouvelle évolution linéaire permet de définir une longueur de rétablissement de l'écoulement selon la pression.

Chacune des trois zones est étudiée ci-après d'abord pour l'écoulement monophasique et ensuite pour l'écoulement diphasique.

1) En écoulement monophasique, nous avons calculé le coefficient de perte de charge régulière, λ , dans les deux conduites amont et aval (première et troisième zones décrites ci-dessus) afin de le comparer à la formule classique de Blasius en régime turbulent établi. Ce coefficient est défini par :

$$\lambda = \frac{\Delta H}{\Delta z} \cdot \frac{2 \rho g D}{V_l^2} \quad (4.2)$$

avec :

ΔH : perte de charge sur une longueur Δz

V_l : vitesse débitante du liquide

D : diamètre de la conduite

Dans la formule de Blasius pour les conduites lisses, le coefficient λ est fonction uniquement du nombre de Reynolds en écoulement turbulent ($4000 < Re < 10^5$):

$$\lambda = \frac{0.316}{Re^{0.25}} \quad (4.3)$$

Les résultats de calcul sont reportés dans le Tableau 4.4 [55] pour les diamètres 20, 30 et 40mm, et résumés sur la Figure 4.2. Nos mesures sont en bon accord

avec la formule de Blasius à $\pm 10 \%$. Il s'agit donc d'un écoulement turbulent établi dans une conduite lisse.

2) La deuxième zone, zone de recirculation et de recollement, est le siège d'une croissance rapide de la pression statique. La pression à la sortie immédiate de la canalisation de faible diamètre est égale à celle obtenue à l'entrée de la canalisation de grand diamètre. Ceci laisse prévoir que l'hypothèse classique: $P_0 = P_1$ pourrait être correcte (voir hypothèses (1.37)). Les points sont regroupés sous la forme d'un rapport de la différence de pression à la chute de pression singulière: $\frac{\Delta P(\zeta)}{\Delta P_{BC}}$ où $\Delta P(\zeta)$ est la différence de pression en absence du terme d'élevation (Teyssandier et Wilson[14] l'ont appelée la chute de pression locale singulière) et ΔP_{BC} est la chute de pression singulière calculée par la formule de Borda-Carnot (équation(1.43)); les résultats sont donnés dans les Tableaux 4.5 à 4.7 [55] ainsi que sur les Figures 4.3a-c. Les profils de pression obtenus par Teyssandier et Wilson[14] pour $\sigma=0,16 - 0,250 - 0,39$ sont superposés sur les Figures 4.3 pour comparaison. Il est à noter que les rapports de section, σ , ne correspondent pas tous aux nôtres. D'une manière générale leurs prédictions (valables jusqu'au recollement) sont assez conformes à nos résultats sauf à la remontée de pression où nos valeurs expérimentales sont plus faibles.

L'évolution décroissante de la pression rappelle la distribution de pression dans la canalisation de faible diamètre. La pression décroît jusqu'à un minimum à la distance ζ_1 . Cela montre que l'écoulement incident se comporte comme un jet de diamètre d jusqu'à ζ_1 (voir la Figure 4.4) où les lignes de courant commencent à s'écarter vers la paroi. La distance, ζ_1 diminue légèrement lorsque le rapport de section augmente (pour $\sigma = 0,111 - 0,250 - 0,444 \Rightarrow \zeta_1 \approx 3,5 - 3,5 - 3,0$). Les longueurs caractéristiques selon la pression sont rapportées dans le Tableau 4.8 [55] et sur les Figures 4.5a-c. On constate la même tendance dans les résultats de Teyssandier et Wilson. En moyenne, cette distance est quasiment constante et égale à 3,5 en valeur réduite pour les trois élargissements (elle est de l'ordre de 3 selon les courbes de Teyssandier et Wilson[14]).

Entre ζ_1 et ζ_3 (le point où l'écoulement "se ré-établit") l'écoulement connaît une forte augmentation de pression. On peut supposer que c'est dans cette région qu'existe le maximum de turbulence ou mélange. A la remontée de la pression, $\Delta P(\zeta)$ passe par zéro à la distance ζ_2 où la valeur de la pression est égale à celle mesurée au début de l'élargissement. La distance ζ_2 vaut 4,5

environ pour les trois élargissements(Tableau4.8 [55] et Figures4.5a-c). $\zeta_2 \approx 4$ sur les courbes de Teyssandier et Wilson[14].

La longueur de rétablissement d'un écoulement perturbé par une singularité est une donnée très utile lors de la conception des installations comprenant de telles singularités. La pression $\Delta P(\zeta)$ (Figures4.3a-c) augmente jusqu'à un maximum à $\zeta = \zeta_3$ pour rejoindre la décroissance linéaire caractéristique de la canalisation de grand diamètre. Cette longueur est appelée ici "longueur de rétablissement de l'écoulement selon la pression". Elle est pratiquement constante pour chaque élargissement(Figures4.5a-c) et ne dépend pas du nombre de Reynolds. Elle vaut respectivement 12,5 ; 17,0 ; 24,0 pour les élargissements: 0,111-0,250-0,444. Si la distance réduite était définie par : $\frac{z}{D_2}$ les trois valeurs se seraient confondues à 4,2 diamètres environ.

3) La troisième zone($\phi 60\text{mm}$) comme la première présente une distribution de pression linéaire. Elle est délimitée par ζ_3 . Ce point se situe approximativement à une distance fixe ($\approx 4,5$ diamètres). Nous avons cherché aussi à vérifier l'équation de Blasius dans cette canalisation. Les résultats obtenus y compris ceux de la canalisation($\phi 60\text{mm}$) entière sans élargissement sont rassemblés dans le Tableau4.9 [55] et rapportés sur la Figure4.6.

En absence ou avec un élargissement, les valeurs du coefficient de perte de charge mesurées vérifient assez bien la formule de Blasius. L'écart est de 6% environ en moyenne. Ces mesures montrent que l'influence de l'élargissement a donc quasiment disparu à 5 diamètres, position moyenne où l'évolution de la pression rejoint une décroissance quasi-linéaire.

Les courbes de la pression statique en fonction de ζ (Figure4.1) permettent de déterminer la chute de pression singulière. Elle est obtenue par le prolongement des deux droites(zones 1 et 3) à l'axe $\zeta = 0$. La différence des intersections des deux droites à l'élargissement est définie comme la chute de pression singulière, ΔP_s .

On retrouve la même forme d'évolution de pression longitudinale en écoulement diphasique: une décroissance linéaire avant l'élargissement, une zone non-linéaire au voisinage immédiat de l'élargissement et ensuite une zone établie avec une évolution linéaire décroissante au-delà de ζ_3 . La Figure4.7 montre les mesures effectuées dans un élargissement $\phi 20/60\text{mm}$ en écoulement à bulles (pour $V_{l1}=200\text{cm/s}$). Les variations correspondantes dans le voisinage de l'élargissement sont présentées sur la Figure4.8 (pour $V_{l1}=200, 300$ et

400cm/s). Les données sont rassemblées respectivement dans les Tableaux 4.10 à 4.12 [55] pour les élargissements 20/60, 30/60 et 40/60mm.

A grands débits liquides le gaz a une faible influence sur l'évolution de pression dans la petite conduite; c'est le cas par exemple dans l'élargissement $\phi 30/60$ mm à $V_{l1}=400$ cm/s où toutes les courbes se confondent avant l'élargissement. Le changement brusque de section donne lieu à une chute brusque de vitesses débitantes liquide et gaz et une augmentation de la pression. La montée de pression dépend de la vitesse de gaz. Les courbes qui étaient confondues dans la petite conduite commencent donc à s'écarter dans la zone de recirculation. Elles sont complètement séparées à $\zeta > \zeta_3$.

Au voisinage de l'élargissement, nous avons rassemblé l'évolution de pression sous forme d'un coefficient de chute de pression local défini par l'expression:

$$K(\zeta) = \frac{\Delta P(\zeta) - \Delta P_{\text{pesanteur}}}{\frac{1}{2} \rho V_{l1}^2} \quad (4.4)$$

où $\Delta P(\zeta) = P(z) - P(0)$ et $\Delta P_{\text{pesanteur}} \approx \int_0^z (\rho_g \alpha_2(z) + \rho_l (1 - \alpha_2(z))) g dz$. Le

taux de vide moyen, $\alpha_2(z)$, qui intervient dans cette relation est mesuré dans la deuxième partie de ce chapitre. Les coefficients de chute de pression locaux calculés par la relation (4.4) sont reportés dans les Tableaux 4.13 à 4.15 [55] et sur la Figure 4.9. A partir de ces courbes, on peut identifier, comme en écoulement monophasique, trois longueurs caractéristiques: ζ_1 où la pression est minimale, ζ_2 où la pression est nulle et ζ_3 pour l'établissement de la pression en écoulement diphasique (voir Tableau 4.16 [55] et Figures 4.10a-c).

D'une manière générale le point de pression minimale ζ_1 reste égal (=3,5) à celui trouvé en écoulement monophasique pour tous les élargissements. Cependant cette valeur semble augmenter pour le plus faible σ : 0,111 où en moyenne, $\zeta_1 \approx 4,5$. De même, le point de pression nulle (ζ_2) est proche de celui obtenu en écoulement monophasique. ζ_2 est approximativement égale à 5,0. Cette distance augmente avec la vitesse de gaz et diminue lorsque la vitesse liquide augmente. Par exemple, pour la même vitesse de liquide, $V_{l1}=100$ cm/s, en élargissement $\phi 30/60$ mm, $\zeta_2=6$ pour $V_g=10,3$ cm/s et $\zeta_2=8$ pour $V_g=42,4$ cm/s (Tableau 4.16 [55]); alors que pour une vitesse de gaz donnée $V_g \approx 42$ cm/s, $\zeta_2=8$ et 5 respectivement pour $V_{l1}=100$ et 200cm/s. Contrairement à l'observation faite pour ζ_1 et ζ_2 "l'établissement

de la pression" en écoulement diphasique se situe à des valeurs ζ_3 plus élevées que celles obtenues en écoulement monophasique. La distance est égale respectivement à 15, 20 et 25 pour les élargissements 20/60mm, 30/60mm et 40/60mm. Exprimées en nombre de diamètres, les trois valeurs correspondent à 5 diamètres environ soit 1,5 diamètres plus long qu'en écoulement monophasique.

4.1.2 Chute de pression singulière

La pression avant l'élargissement $P_1(z)$, peut être représentée par la droite :

$$P_1(z) = P_1 + m_1 z \quad (4.5)$$

et en aval par:

$$P_2(z) = P_2 + m_2 z \quad (4.6)$$

Si l'élargissement est pris pour origine, m_1 et m_2 sont les pentes, P_1 et P_2 les intersections respectives des pressions au niveau de l'élargissement. On déduit facilement la chute de pression singulière totale :

$$\Delta P_s = P_1 - P_2 \quad (4.7)$$

Le Tableau 4.17 [55] rapporte les résultats expérimentaux de la chute de pression singulière $\Delta P_{s(\text{exp})}$. Sur les Figures 4.11 sont portées les valeurs du coefficient de la chute de pression singulière, K_s , en écoulement monophasique, dont la définition est rappelée ci-dessous:

$$K_s = \frac{\Delta P_s}{\frac{1}{2} \rho V_{l1}^2} \quad (4.8)$$

Les prédictions de K_s par la formule de Borda-Carnot (relation (1.43)) sont également portées sur la Figure 4.11 pour comparaison. Les points expérimentaux se rapprochent de la prédiction aux grands débits liquides. Pour $Re_1 > 50000$ l'écart des mesures reste par rapport à Borda-Carnot inférieur à 10%. Nous estimons que cette précision est assez bonne pour la prédiction de la chute de pression singulière en écoulement monophasique. En

effet, nous avons remarqué dans le deuxième chapitre que la contribution du frottement pariétal à la chute de pression singulière en écoulement monophasique était négligeable (<5%). Nous n'attendons donc pas à une grande amélioration de la formule de Borda-Carnot par la prise en compte de la contribution due au frottement, proposée dans cette étude. Nous ne pouvons confronter la nouvelle approche aux mesures expérimentales qu'après la présentation des résultats de mesures de frottement pariétal. Cette comparaison sera faite au chapitre suivant.

En écoulement diphasique, la distribution non-uniforme du taux de vide moyen d'une section à l'autre au voisinage de l'élargissement complique l'emploi des relations (4.5 à 4.7). La solution consiste à l'intégration du terme de pesanteur:

$$\int_0^z (\rho_g \alpha_2(z) + \rho_l (1 - \alpha_2(z))) g dz \quad \text{et l'ajout de celui-ci à la mesure avant}$$

d'exécuter les opérations (4.5 à 4.7). Nous avons déterminé la chute de pression par cette méthode dans le cas de l'élargissement $\phi 20/60$ pour les comparer aux résultats obtenus quand cette correction n'est pas effectuée. Les résultats de ce calcul sont indiqués sur la Figure 4.31 avec un écart relatif moyen de moins de $\pm 1\%$. Cet écart est faible ce qui nous permet de déterminer ΔP_s sans prendre en compte la distribution du taux de vide.

Les résultats de mesure de la chute de pression singulière en écoulement diphasique sont présentées dans le Tableau 4.18 [55] et seront comparées aux modèles existants (Chap. 1) dans la troisième partie de ce chapitre après la présentation des résultats du taux de vide. Une comparaison plus complète des calculs semi-empiriques développés dans cette étude sera faite dans le cinquième chapitre où les résultats de mesure du frottement pariétal sont présentés.

4.2 Mesures du taux de vide

4.2.1 Le taux de vide en amont de l'élargissement brusque

Les mesures du taux de vide ont été limitées à un demi-diamètre du fait de la symétrie de la conduite, que nous avons vérifiée pour deux vitesses liquides ($V_{l1} = 200$ et 300 cm/s) et quatre vitesses de gaz (Figures 4.12a-b et Tableau 4.19) dans l'élargissement $\phi 20/60$ mm. Toutes les vitesses indiquées

sont celles mesurées dans la conduite à faible diamètre(D_1) en cm/s. L'abscisse de la figure est la distance réduite radiale, $\eta = 2r/D_2$.

Ces profils du taux de vide $\alpha(r)$ servent également pour la comparaison des mesures à 500mm ($\zeta = -25$) avant l'élargissement par rapport à celles faites à 3mm($\zeta=0,15$) de l'entrée de la canalisation à grand diamètre. On constate que chacune des paires de profils (avant et après l'élargissement) sont identiques, l'écart entre leurs moyennes reste inférieur à 5%. Au delà du rayon de la petite conduite($r > R_1$), le taux de vide est nul: $\alpha(r)_{r>R_1} = 0$ ce qui montre qu'il n'existe pas de bulles dans cette zone. L'identité des deux profils indique que l'écoulement diphasique amont conserve ses propriétés à $z = 3$ mm en aval de l'élargissement. C'est pourquoi nous avons choisi de mesurer $\alpha_1(r)$ à $z = 3$ mm.

Des profils de taux de vide typiques mesurés dans la conduite $\phi 30$ mm avant l'élargissement sont montrés sur les Figures4.13a-c pour trois vitesses débitantes liquides(100, 200 et 400cm/s) et 12 vitesses de gaz. Les résultats complets sont rassemblés dans le Tableau4.20 [55]. Le Tableau4.21 [55] rapporte les mesures du taux de vide effectuées dans la conduite $\phi 40$ mm pour trois vitesses liquides(100,150 et 200cm/s) et 9 vitesses de gaz.

A partir de ces profils du taux de vide, on peut dégager trois formes de distribution selon le régime d'écoulement:

- un maximum à $r = 0$ sur l'axe. Cela se produit pour des vitesses de gaz élevées(voir la configuration 4 sur le schéma de la Figure4.14a). Les bulles se rassemblent vers le cœur de l'écoulement.
- quand on réduit le débit de gaz au contraire, les bulles se dirigent vers la paroi. Cet appauvrissement de gaz au cœur de l'écoulement donne la configuration 1 du schéma Figure4.14a.
- En dehors de ces deux configurations, on peut rencontrer d'autres régimes intermédiaires ayant un profil de taux de vide plat ou avec un pic entre la paroi et le cœur de l'écoulement.

Ces observations sont résumées sur la Figure4.14b sous forme d'une "carte d'écoulement" et dans le Tableau4.22 [55] avec les vitesses débitantes liquides et gaz portées respectivement sur l'ordonnée et l'abscisse. Par rapport à la carte d'écoulement classique qui est basée sur le régime de l'écoulement (bulles, poches etc; voir Figure1.2), le domaine exploré dans cette étude

correspond à la zone d'écoulement à bulles, proche de la transition bulles/poches. En effet la frontière 4/5 de la Figure 4.14 correspond approximativement à cette transition donnée par la carte de Barnea[7].

Le taux de vide moyen $\langle \alpha(\zeta) \rangle = \alpha(\zeta)$ dans une section est évalué par l'intégration de chaque profil sur la section (relation (3.14)). Les résultats obtenus sont rassemblés dans le Tableau 4.23 [55] et portés sur les Figures 4.15. Ils seront discutés et comparés à quelques modèles de prédiction dans la section 4.3.1.

4.2.2 Le taux de vide en aval de l'élargissement brusque

Dans cette section nous donnons les résultats de l'évolution du taux de vide depuis l'élargissement jusqu'à son rétablissement. Ensuite nous présentons les résultats de mesures localisés sur la zone de recirculation.

4.2.2.1 Réorganisation de la distribution de la phase gazeuse en aval de l'élargissement

Des évolutions typiques des profils de taux de vide $\alpha(\eta, \zeta)$ le long de la grande canalisation (ϕ 60 mm) dans deux élargissements sont montrées sur les Figures 4.16 et 4.17 (pour $\sigma=0,111$) et dans les Tableaux 4.24 à 4.28 [55] pour $\sigma=0,111$ et 0,250. La distance réduite longitudinale varie de 0 à 65 pour $\sigma=0,111$ et de 0 à 100 pour $\sigma=0,250$, et celle-ci est portée le long des figures. Sur les figures sont également indiqués les vitesses débitantes liquides et gaz et les diamètres des conduites.

Dans l'élargissement $\sigma=0,111$, quatre vitesses liquides ($V_{l1}=100,200,300$ et 400 cm/s: Tableaux 4.24 à 4.27 [55] et $V_{l1}=100$ et 200 cm/s: Figures 4.16 et 4.17) et plusieurs vitesses de gaz sont explorées. Dans le cas de l'élargissement $\sigma=0,250$ les mesures ont été limitées à une seule vitesse débitante liquide ($V_{l1}=400$ cm/s) et trois vitesses débitantes de gaz ($V_{g1}=10,3,65$ et 109 cm/s).

A l'entrée de la conduite à grand diamètre ($\phi 60$ mm), le profil du taux de vide a une configuration qui dépend du régime d'écoulement (voir Figure 4.14). L'identité de ce premier profil à celui obtenu en amont de l'élargissement a été évoqué dans la section précédente.

La déviation de l'écoulement diphasique du cœur vers la paroi modifie progressivement le profil du taux de vide. Entre $R_1 < r < R_2$, le taux de vide $\alpha(\eta, \zeta) \approx 0$ pour $\zeta < 2$. Ce qui suggère que l'écoulement est monophasique dans

le coin au fond de la marche. La conséquence de ce phénomène est la non uniformité des transferts thermiques et massiques le long de la conduite ainsi que des contraintes pariétales. Le maximum de taux de vide se trouve dans la région de l'axe.

A $\zeta > 2$ entre $R_1 < r < R_2$ le taux de vide $\alpha(\eta, \zeta)$ augmente. Un deuxième pic est constaté sur les profils dans cette région. La valeur du pic augmente avec ζ tandis que sa position radiale tend vers la paroi. Quant au maximum qui se trouvait au coeur de l'écoulement, il diminue et atteint le même ordre de grandeur que ce nouveau pic à $\zeta \approx 12$ il et le profil du taux de vide devient pratiquement plat. Ce point donne une indication de la position probable du recollement de l'écoulement, qui sera vérifiée par les mesures électrochimiques du chapitre 5.

Des profils longitudinaux du taux de vide à $\eta = 0,9$ près de la paroi dans deux élargissements $\sigma = 0,111$ et $\sigma = 0,250$ sont montrées sur les Figures 4.33. Au départ, le taux de vide près de la paroi est nul mais celui-ci devient important à $\zeta > 2$. Il augmente jusqu'à atteindre un plateau à $\zeta \approx 8$.

De même, nous avons porté le rapport du taux de vide au centre de la conduite à celui mesuré à $\zeta = 0$ en fonction de la distance réduite sur les Figure 4.19 pour les deux élargissements, $\sigma = 0,111$ et $0,250$. Il diminue jusqu'à un minimum à $\zeta \approx 10$ et ensuite remonte pour se stabiliser à $\zeta > 50$.

Le taux de vide moyen $\alpha_2(\zeta)$ et le rapport $\frac{\alpha_2(\zeta)}{\alpha_1}$ sont portés en fonction de ζ sur la Figure 4.20 ($\sigma = 0,111$ et $V_{l1} = 300 \text{ cm/s}$) et pour deux élargissements: $\sigma = 0,111$ et $0,250$ dans Tableaux 4.29 et 4.30 [55]. Selon la définition de la moyenne, on peut montrer facilement que la valeur de ce rapport à $\zeta = 0$ est égale à σ (rapport de section). Les mesures expérimentales confirment ceci.

Il y a une forte augmentation du taux de vide moyen entre $\zeta = 0$ et 8 et atteint une première valeur limite entre $\zeta = 8$ et 16 . Ce premier plateau est constaté sur toutes les courbes et indique probablement la zone où s'achève un mélange homogène des deux phases. La valeur du rapport $\frac{\alpha_2(\zeta)}{\alpha_1}$ de ce plateau dépend plus de la vitesse du liquide que du gaz. Elle est de:

40% pour $V_{l1} = 100 \text{ cm/s}$;

50% pour $V_{l1} = 200 \text{ cm/s}$;

60% pour $V_{l1} = 300 \text{ cm/s}$;

70% pour $V_{l1} = 400 \text{ cm/s}$ pour l'élargissement $\sigma = 0,111$ (voir Figure 4.20). Elle est de 80% pour l'élargissement $\sigma = 0,250$ avec $V_{l1} = 400 \text{ cm/s}$.

Après un premier plateau, le taux de vide moyen augmente jusqu'à atteindre une valeur maximale à $\zeta \approx 30$. Il diminue aussitôt pour atteindre de nouveau une deuxième valeur limite à $\zeta \approx 50$. Cette deuxième valeur limite est du même ordre de grandeur que la première pour toutes les courbes. C'est ce taux de vide moyen qui sera pris pour α_2 (mesuré) dans tous les calculs où il intervient. Nous comparons nos mesures aux méthodes de calcul dans la section 4.3.1.

Ces résultats nous ont permis de suivre la réorganisation globale de la distribution de gaz dans l'écoulement depuis l'entrée de la canalisation $\phi 60\text{mm}$ jusqu'à l'obtention de profils du taux de vide stable. Cependant, il nous a paru utile d'effectuer davantage des mesures plus fines dans la zone au voisinage immédiat de l'élargissement, qui présente un intérêt particulier dans cette singularité. Les résultats des mesures sont rapportés dans la section suivante.

4.2.2.2 Etude locale de la distribution de phase dans la zone de recirculation

Dans le cas des élargissements $\phi 20/60$ ($\sigma=0,111$) et $\phi 40/60$ ($\sigma=0,444$), nous avons fait une campagne de mesures de taux de vide dans la zone dite de recirculation afin de construire des cartes d'iso-taux de vide. Quelques résultats typiques sont donnés dans les Tableaux 4.31 à 4.38 [55], à titre d'exemple, pour l'élargissement $\sigma=0,111$; $V_{l1}=200\text{cm/s}$; $V_{g1}=23,5\text{cm/s}$ ils sont portés sur la Figure 4.21a et pour l'élargissement $\sigma=0,444$; $V_{l1}=100\text{cm/s}$; $V_{g1}=5,8\text{cm/s}$ ils sont portés sur la Figure 4.22a. Quoique qualitatives, ces cartes donnent un portrait des lignes de courant de l'écoulement. A l'entrée dans la canalisation à grand diamètre, les lignes d'iso-taux de vide sont rapprochées et pratiquement parallèles jusqu'à $\zeta = 1$ où elles commencent à se séparer. Les lignes décrivent la forme d'un jet s'étalant jusqu'à $\zeta \approx 8$ au cœur de l'écoulement. Les lignes iso-taux de vide sont les plus serrées à la paroi dans la zone de recirculation/recollement: $5 < \zeta < 12,5$, ce qui indique un fort gradient de taux de vide. Aussitôt après le recollement, ces lignes iso-taux de vide recommencent de s'écarter autour de $\zeta \approx 12$; c'est le début d'une nouvelle couche limite.

Les mêmes résultats décrits dans le paragraphe précédent sont présentés en trois dimensions sur les Figures 4.21b et 4.22b qui mettent en perspective l'évolution du taux de vide local. L'appauvrissement du cœur de l'écoulement de bulles en faveur de la paroi crée une vallée entre $\zeta \approx 2$ et $\zeta \approx 8$. La remontée du taux de vide est rapide et mène à un plateau.

L'évolution du rapport de taux de vide au centre de l'écoulement $\alpha(0,\zeta)$ à celui mesuré à $\zeta=0$ pour chacun des deux élargissements ($\sigma=0,111$ et $0,444$) est montrée sur les Figures 4.23a et b. Dans le premier cas, tous les points, à l'exception du couple $V_{l1} : V_{g1} = 200 : 23,5$ cm/s, se confondent et restent inférieurs à 1. Le minimum est de 75% à $\zeta \approx 6$. Dans le cas de $\sigma = 0,444$, le rapport augmente d'abord jusqu'à 120% environs à $z \approx 5$ et diminue par la suite. Le minimum est atteint à $z \approx 20$ et vaut 60% environs. Au-delà de cette distance, les points s'écartent.

Les moyennes du taux de vide pour $\sigma=0,111$; $V_{l1}=200$ cm/s sont rapportées sur la Figure 4.24. Nous avons moyenné de deux façons; la première en prenant $R=R_2 = 30$ mm dans la relation:

$$\alpha = \frac{2}{R^2} \int_0^R \alpha(r) r dr \quad (4.9)$$

Par contre, la moyenne corrigée était faite sur la section d'un jet diphasique simple de rayon R fonction de la distance de l'élargissement et de la longueur de recollement:

$$R = \begin{cases} R_1 + (R_2 - R_1) \frac{z}{z_r} = R_1 + \frac{z}{\zeta_r} & \text{pour } 0 < z < z_r \\ R_2 & \text{pour } z > z_r \end{cases} \quad (4.10)$$

avec $R_1, R_2 =$ respectivement les rayons des conduites amont et aval de l'élargissement et $z_r =$ la longueur de recollement ($\zeta_r =$ longueur réduite $\approx 12,5$).

Cette deuxième approche permet d'éviter la discontinuité des courbes du taux de vide moyenne au niveau de l'élargissement.

Dans le cas de l'élargissement $\sigma=0,111$, les courbes (Figure 4.24) sont caractérisées par un saut à $\zeta \approx 10$ et les valeurs du taux de vide moyenne restent inférieures à α_1 . Par contre dans le deuxième élargissement, $\sigma=0,444$ aucun saut caractéristique n'est constaté. Les valeurs moyennes sont peu influencées par la singularité et sont du même ordre de grandeur que α_1 à $\zeta > 10$.

Nous avons aussi tenté de rassembler le taux de vide local réduit par sa valeur à l'axe en fonction de r/z . Les résultats typiques sont portés sur les Figures 4.25 et 26. La forme de distribution obtenue dépend de la configuration du profil du taux de vide à l'entrée de la conduite $\phi 60$ mm. Si le régime de

l'écoulement est tel que le premier profil est du type 1 de la Figure 4.14, le rapport $\frac{\alpha(\eta, \zeta)}{\alpha(0, \zeta)}$ peut atteindre 3; c'est le cas de la Figure 4.26a. Pour le reste, la distribution a la forme d'une "cloche".

4.3 Comparaison des résultats aux modèles de prédiction

Les modèles de prédiction du taux de vide et de la chute de pression singulière, que nous avons exposés dans le Chapitre 1 et 2 sont comparés les uns avec les autres par rapport aux mesures expérimentales.

4.3.1 Prédiction du taux de vide moyen

Le taux de vide moyen α_1 dans les conduites $\phi 20,30$ et 40mm en amont de l'élargissement brusque est donné dans le Tableau 4.23 [55]. Dans l'analyse qui va suivre, nous n'avons pris que les points expérimentaux avec $\beta < 0,3$.

Le taux de vide moyen α_1 est porté en fonction du titre volumique β sur la Figure 4.27. On peut représenter ces mesures par une droite moyenne:

$$\alpha_1 = 0,83\beta \quad (4.11)$$

Rappelons que le coefficient 0,833 a également été obtenu par Armand [52] pour un écoulement diphasique dans une conduite droite verticale. Les points sont très dispersés et la prédiction du taux de vide au moyen de cette relation ne peut donc être satisfaisante.

Les modèles de Wallis, Armand, Zuber et Findlay et Bankoff sont comparés aux mesures expérimentales respectivement sur les Figures 4.28a à d. Les coefficients de corrélation, R et les pentes, p entre le taux de vide calculé et les points expérimentaux sont rassemblés dans le Tableau 4.40 [55]. La meilleure pente de $p = 1,08$ est obtenue par le modèle de Wallis avec un coefficient de corrélation, $R = 0,99$. Pour ce qui concerne les autres modèles, R est de l'ordre de 0,73 et donc moins satisfaisants pour prédire α_1 .

Nous avons procédé de la même façon que pour α_1 dans l'analyse du taux de vide moyen α_2 en aval de l'élargissement. Les valeurs de α_2 (mesuré) sont portées respectivement en fonction du titre volumique, β et du taux de vide moyen amont, α_1 sur les Figures 4.29a et b. On constate aussi une grande dispersion des points sur la Figure 4.29a moindre sur la Figure 4.29b. La corrélation des points donne les relations suivantes:

$$\alpha_2 = 0,70 \beta \quad (4.12)$$

et

$$\alpha_2 = 0,83\alpha_1 \quad (4.13)$$

La dernière relation montre qu'on peut commettre une erreur de l'ordre de 20% sur le taux de vide moyen par l'hypothèse que $\alpha_2 \approx \alpha_1$. (Velasco[22]). Nous avons confronté les modèles de Wallis, Armand, Bankoff, Zuber&Findlay, Findlay et Petrick&Swanson sur les Figures 4.60a à 4.60f. Les coefficients de corrélation, R , et les pentes, p , entre le taux de vide calculé et les points expérimentaux sont donnés dans le Tableau 4.40.

Les meilleurs résultats sont obtenus par le modèle de Findlay ($R : p = 0,93:0,99$) et la corrélation semi-empirique de Petrick et Swanson ($R : p = 0,86:0,98$). Le modèle de Wallis vient en troisième position avec ($R : p = 1,20:0,90$). Les points sont très dispersés dans les modèles d'Armand, Bankoff, et Zuber&Findlay avec un coefficient de corrélation de 0,72.

Au vu de la dispersion importante entre les modèles de prédiction et les mesures expérimentales nous avons décidé de constituer nos propres données de taux de vide pour mieux tester les méthodes de calcul de la chute de pression singulière.

4.3.2 Prédiction de la chute de pression sans le terme du frottement

Nous avons maintenant suffisamment de données expérimentales pour tester les modèles de prédiction de la chute de pression singulière en écoulement diphasique, qui sont exposés dans le premier chapitre. Pour ce qui concerne la méthode de calcul développée dans cette étude au chapitre 2, nous attendrons le cinquième chapitre qui traite les mesures du frottement pariétal avant de le tester.

Les données expérimentales sont présentées dans le Tableau 4.18 [55]. Quatre modèles sont comparés aux résultats expérimentaux sur les Figures 4.32 à 4.36.

Le modèle de Richardson (Figure 4.32) est systématiquement en-dessous de l'expérience d'environ 50%.

Le modèle de Chisholm(Figure4.33) donne des prédictions qui sont trop faibles par rapport à l'expérience meilleures cependant que les modèles de Richardson et de Wadle(non modifié). Les écarts sont en moyenne de $\pm 30\%$.

Utilisant le modèle de Wadle sous la forme de l'équation(1.60), avec $K=2/3$, les points obtenus sont fonction de σ (Figure 4.34a) et ils sont très écartés des points expérimentaux. Puisque Wadle n'a pas spécifié le critère de choix du coefficient K, nous avons cherché à modifier son équation en multipliant par $8\sigma/3$. Cette modification regroupe les points sur le diagonal mais elle reste de même insensible au débit de gaz(Figure4.34b). Cette insensibilité est due au faite que la relation(1.60) considère pratiquement comme négligeable les faibles valeurs de titres massiques telles que les nôtres qui sont de l'ordre de 10^{-4} .

Les équations basées sur la conservation de la quantité de mouvement sont les plus proches de l'expérience. Les écarts sont en moyenne $\pm 25\%$. Les points sont plus dispersés aux faibles débits. Les meilleurs parmi ces modèles sont: le modèle homogène (équation(1.46)) sur la Figure4.35 et l'équation de Romie(1.50) sur la Figure 4.36.

En raison des écarts importants vis à vis de l'expérience, nous ferons des mesures du frottement pariétal dans le chapitre suivant et nous testerons alors la méthode de calcul proposée dans le chapitre 2.

CHAPITRE 5

**MESURES DU FROTTEMENT
PARIETAL**



CHAPITRE 5

MESURES DU FROTTEMENT PARIETAL

Ce chapitre donne en premier lieu les résultats de mesures du frottement pariétal moyen en aval de l'élargissement brusque pour plusieurs débits liquides et gaz. L'évolution longitudinale du frottement moyen le long de la conduite aval permet de déterminer les différentes longueurs caractéristiques. Nous faisons ensuite une analyse statistique des signaux provenant des sondes électrochimiques. Enfin nous comparons les données expérimentales de la chute de pression singulière au modèle de calcul que nous proposons.

5.1 Frottement pariétal moyen

Les sondes de mesures ont été étalonnées dans une conduite verticale cylindrique en écoulement monophasique. L'étalonnage et la qualification du dispositif sont décrits dans la section 3.5 et montrent que le frottement pariétal est proportionnel à i^3 . Cependant ces étalonnages n'ont servi que pour s'assurer du bon fonctionnement des sondes car les variations éventuelles des conditions expérimentales (concentration de la solution polarographique, dégradation de l'état de la surface des sondes etc) demandent que ceux-ci soient faits régulièrement. Il convient alors, pour éviter ces difficultés, de déterminer:

$$\frac{\bar{\tau}}{\bar{\tau}_\infty} = \frac{\bar{i}^3}{i_\infty^3} \quad (5.1)$$

avec :

- $\bar{\tau}$ le frottement pariétal moyen en écoulement monophasique ou à bulles (V_{l1}, V_{g1}) à la distance ζ .
- $\bar{\tau}_\infty$ le frottement pariétal moyen en écoulement monophasique liquide de vitesse débitante équivalente V_{l1} , mesuré à la distance $\zeta = \infty$ où l'influence de l'élargissement est supposée négligeable. On peut l'évaluer à partir de la formule de Blasius.

Chaque couple de sondes peut servir comme sonde double, ou simple selon que les deux sondes sont activées ou une seule. Dans le premier cas on mesure un frottement moyen algébrique, et dans le second cas on détermine la valeur absolue du frottement.

5.1.1 Evolution de la densité de probabilité

Nous avons procédé à l'acquisition et du traitement des signaux provenant des sondes électrochimiques sous forme de densité de probabilité, $p(i)$, à l'aide d'un calculateur de traitement du signal HP1000. Sous cette forme, on peut accéder aux grandeurs moyennes et aux divers moments. De plus, la place mémoire occupée par une densité de probabilité est plusieurs fois moins grande que celle nécessaire pour un signal temporel requis pour les même analyses.

A titre d'exemple, des évolutions typiques des densités de probabilité (sondes doubles) pour l'écoulement monophasique sont montrées sur la Figure 5.1a pour l'élargissement $\phi 20/60\text{mm}$ ($V_{l1} = 100\text{cm/s}$) et sur la Figure 5.1b pour l'élargissement $\phi 40/60\text{mm}$ ($V_{l1} = 100\text{cm/s}$). La distance réduite longitudinale de l'élargissement, ζ et l'intensité, i en μA sont indiquées sur les axes de coordonnées des figures. Dans le cas de l'écoulement diphasique, les courbes d'évolution de la densité de probabilité pour une vitesse liquide $V_{l1}=150\text{cm/s}$, et deux vitesses de gaz dans l'élargissement $\sigma=0,444$ sont données sur les Figures 5.2. A partir de ces résultats, on constate que la distribution et la position du pic caractéristique de la densité de probabilité dépend du régime de l'écoulement et de la distance axiale de l'élargissement.

En écoulement monophasique, d'une manière générale les courbes se trouvent du côté positif de i à la sortie immédiate de l'élargissement et se déplacent progressivement vers des $i < 0$ jusqu'au point ζ_1 (voir le schéma sur la Figure 5.3a) où la distribution a son pic à l'origine. Cette observation indique que l'écoulement au voisinage de la paroi dans cette première zone, s'effectue, en moyenne, dans la direction principale. Nous rappelons que l'existence de la zone avait été aperçue dans les résultats de mesures de la pression et du taux de vide donnés dans le chapitre précédent: elle est marquée par un prolongement de la distribution de pression linéaire amont et une absence de bulles près de la paroi. A $\zeta=\zeta_1$, la densité de probabilité est presque symétrique autour de $i=0$. C'est un point de séparation et le frottement moyen est nul. On peut déjà constater concernant cette zone qu'il s'agit d'un tourbillon collé au fond de la marche. La longueur, ζ_1 , sera considérée comme la taille du "petit tourbillon".

La détermination de cette taille par une méthode d'intégration de la densité de probabilité est décrite ci-dessous. Enfin on remarque que les courbes obtenues dans la zone possèdent un caractère de grandes fluctuations autour de leur moyenne; ceci se traduit par un étalement de la distribution de la densité de probabilité sur une grande plage de i .

Quand on s'éloigne de l'élargissement ($\zeta > \zeta_1$), les courbes basculent du côté négatif de i et ceci jusqu'à $\zeta = \zeta_2$. Cette évolution montre que l'écoulement moyen au voisinage de la paroi s'effectue dans le sens inverse de l'écoulement principal. Cette observation met en évidence la présence d'un deuxième tourbillon situé entre ζ_1 et ζ_2 , que nous appellerons le "grand tourbillon". Les courbes sont moins étalées et ont un pic plus net que celles de la première zone; il y a donc moins de fluctuations.

Comme à ζ_1 , la densité de probabilité à ζ_2 est pratiquement symétrique autour de l'origine $i = 0$, indiquant de nouveau un point de partage de l'écoulement à la paroi ou de frottement moyen nul. Ce point est appelé "le point de recollement" car il indique la position du point d'arrêt où la ligne de courant "décollée" à l'élargissement "se recolle" de nouveau à la paroi. Les densités de probabilité autour de ζ_2 sont plates, sans pic principal et s'étalent sur une grande plage. Le point de recollement ne se situe donc pas à un point fixe mais fluctue dans une "zone" de recollement. Sa position moyenne à partir de l'élargissement est appelée "longueur de recollement" dans la suite.

Au-delà de ζ_2 l'écoulement s'effectue de nouveau dans la direction principale puisque les courbes sont à droite de l'origine $i > 0$. Les pics nets loin de l'élargissement montrent qu'il y a moins de fluctuations. La forme et la position de la densité de probabilité se stabilisent.

Cependant on remarque qu'une partie de la densité de probabilité reste toujours du côté négatif de i tant que $\zeta < \zeta_3$ (où $\zeta_3 > \zeta_2$), ce qui signifie qu'un écoulement de retour existe dans toute cette région ($0 < \zeta < \zeta_3$). L'écoulement s'effectue toujours dans le sens principal quand la densité de probabilité est nulle pour $i \leq 0$. Cela n'indique pas forcément que l'écoulement est établi mais qu'il n'y a jamais d'écoulement de retour.

Comme en écoulement monophasique la distribution de la densité de probabilité du courant recueilli en écoulement diphasique est fonction de la distance considérée en aval de l'élargissement se situant successivement du côté positif, négatif et positif. Cependant, aux forts débits de gaz, une partie de $p(i)$ reste toujours négative. Le domaine des profils plats est plus étendu qu'en écoulement monophasique ceci est dû aux fluctuations supplémentaires introduites par la présence des bulles.

Les observations et les remarques faites concernant les densités de probabilité dans les paragraphes précédents restent très qualitatives, c'est pourquoi nous avons cherché à paramétrer ces caractéristiques par une méthode utilisant l'intégrale de la densité de probabilité, $p(i)$. La méthode consiste à intégrer la densité de probabilité par rapport à l'origine, $i=0$. Soit \mathcal{P}^+ et \mathcal{P}^- tel que "l'intégrale totale" de la densité de probabilité, \mathcal{P} , puisse s'écrire:

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}^+ + \mathcal{P}^- \quad (5.2)$$

où l'intégrale positive, \mathcal{P}^+ , est définie par:

$$\mathcal{P}^+ = \int_0^{\infty} p(i) di \quad (5.3)$$

et l'intégrale négative, \mathcal{P}^- , par:

$$\mathcal{P}^- = - \int_{-\infty}^0 p(i) di \quad (5.4)$$

Selon la définition de la densité de probabilité, la valeur de l'intégrale totale, \mathcal{P} , ne peut pas dépasser l'unité:

$$(-1 \leq \mathcal{P} \leq +1) \quad (5.5)$$

Si

$\mathcal{P} = -1$, l'écoulement au voisinage de la paroi s'effectue dans le sens inverse de l'écoulement principal

$\mathcal{P} = 0$, un point d'arrêt où il y a une égale probabilité de mouvement dans le sens direct ou inverse de la direction principale

$\mathcal{P} = +1$, l'écoulement au voisinage de la paroi s'effectue dans le même sens que l'écoulement principal

Entre ces extrêmes, existent plusieurs possibilités intermédiaires. Avec ces définitions, il est possible de calculer \mathcal{P} en fonction de ζ pour un écoulement donné et en déduire les longueurs caractéristiques:

ζ_1 , la taille du petit tourbillon \Rightarrow première position où $\mathcal{P} = 0$

ζ_2 , définit la position du recollement \Rightarrow deuxième position où $\mathcal{P} = 0$

ζ_3 , la position où disparaît l'écoulement de retour $\Rightarrow \mathcal{P} = +1$.

Nous avons calculé \mathcal{P} pour trois élargissements: $\sigma=0,111-0,250-0,444$ en écoulement monophasique et pour plusieurs débits liquides. Les résultats du calcul sont présentés sur les Figures 5.4a à 5.4c (Tableaux 5.1 à 5.3 [55]) et permettent de faire les remarques suivantes:

- 1) la taille du petit tourbillon (ζ_1) est de 1,5 et ne dépend ni de l'élargissement ni du débit en écoulement diphasique.
- 2) le point de recollement (ζ_2) est de 11, 11 et 10 respectivement pour les élargissements: $\sigma=0,111-0,250-0,444$ et ne semble pas dépendre du débit liquide. On peut en déduire la taille du deuxième tourbillon: $\zeta_2 - \zeta_1$.
- 3) il n'existe plus d'écoulement de retour à partir de $\zeta_3 = 15, 18$ et 20 respectivement pour les élargissements: $\sigma=0,111-0,250-0,444$ et ne semble pas dépendre du débit liquide.

De même qu'en écoulement monophasique, nous avons calculé l'intégrale totale en écoulement diphasique des résultats typiques sont montrés sur la Figure 5.5 pour $\sigma=0,111$ ($V_{g1}=200$ et 300 cm/s). Les données pour $\sigma=0,111-0,250-0,444$ sont rassemblées dans les Tableaux 5.4 à 5.9 [55]. Sur chaque figure sont reportés pour comparaison, les résultats obtenus en écoulement monophasique du débit liquide équivalent.

L'introduction du gaz dans l'écoulement modifie sensiblement le profil de $\mathcal{P}(\zeta)$. La taille de la première zone de recirculation reste pratiquement inchangée pour toutes les vitesses de gaz ($\zeta_1 \approx 1,5$). Cette observation permet d'affirmer que cette zone est fermée à l'écoulement principal. D'ailleurs la visualisation de l'écoulement et les mesures du taux de vide, montrent une absence de bulles de gaz dans la zone.

Le point de recollement, ζ_2 , est avancé lorsque le débit de gaz augmente. Dans l'élargissement $\sigma=0,111$ par exemple (Figure 5.5b), pour $V_{g1}=300$ cm/s, $\zeta_2 \approx 10,5$ pour $V_{g1}=0$ alors que $\zeta_2 \approx 13$ pour $V_{g1}=140$ cm/s. Par contre l'écart entre ζ_2 (diphasique) et ζ_2 (monophasique) diminue lorsque le débit liquide

augmente; par rapport à l'exemple qui vient d'être donnée pour le même débit de gaz $V_{g1}=140\text{cm/s}$, $\zeta_2 = 15$ pour $V_{l1}=200\text{cm/s}$. Ces résultats indiquent que ζ_2 est une fonction de β .

La distance longitudinale où la valeur limite de \mathcal{P} ($=+1$) est atteinte est également prolongée lorsque le débit de gaz augmente. Dans certains cas, \mathcal{P} ne peut attendre la valeur $+1$ (voir Figure 5.5a avec $V_{l1}=200\text{cm/s}$ et $V_{g1} > 46\text{cm/s}$). Si nous invoquons la définition attribuée à ζ_3 , sa valeur sera égale à ∞ , ce qui n'aurait plus de sens à moins de modifier sa définition pour dire que c'est la position où \mathcal{P} atteint simplement sa valeur limite. Pour ces régimes d'écoulement, la présence d'écoulement de retour au voisinage de la paroi n'est pas due uniquement à la présence d'un élargissement. Souhar[19] a montré qu'au passage d'une poche, l'écoulement du film liquide s'effectue dans le sens inverse de l'écoulement principal et que le gradient de vitesse est négatif. En effet, les vitesses concernées en aval de l'élargissement ($V_{l2}=22,2$ et $V_{g2} > 5\text{cm/s}$) correspondent aux régimes à poches sur la carte d'écoulement de Barnea(Figure 1.2). La transition bulles/poches est progressive et donc l'écoulement de retour qui l'accompagne s'effectue lui aussi progressivement. Ce phénomène peut également expliquer l'allongement de la zone de recirculation. Il y a une superposition de deux phénomènes : à l'écoulement secondaire dans la zone de recirculation causé par la présence de l'élargissement s'ajoute cet effet de bulles.

Les différentes longueurs mises en évidence ci-dessus sont rassemblées dans le Tableau 5.10 [55] et portées sur la Figure 5.6 en fonction du nombre de Reynolds, Re , pour l'écoulement monophasique et sur la Figure 5.7 en fonction du titre volumique, β , pour l'écoulement diphasique. La longueur de recollement est de 11 marches environs et augmente légèrement avec β . La taille du petit tourbillon est d'environ 1,5 et ne dépend pas de β .

Nous avons également porté sur les figures la longueur ζ_0 qui est définie dans le chapitre 2. La détermination de ζ_0 est décrite dans la section suivante.

5.1.2 Calcul du frottement pariétal moyen à partir de la densité de probabilité

La densité de probabilité nous permet également de déterminer la moyenne du courant et d'accéder ainsi au frottement pariétal moyen relatif par la relation(5.1) de la manière suivante :

$$\bar{i}^3 = \int_{-\infty}^{+\infty} i^3 p(i) di \quad (5.6)$$

où $p(i)$ est la densité de probabilité du courant i .

Le rapport du frottement pariétal moyen $\frac{\bar{\tau}}{\tau_{\infty}}$ en écoulement monophasique le long de la conduite en aval des élargissements $\sigma=0,111-0,250-0,444$ est reporté sur les Figures 5.8a à 5.8c en fonction de la distance réduite longitudinale, ζ . Les courbes sont paramétrées par la vitesse débitante liquide V_{l1} . Ces mesures ont été effectuées par les sondes doubles. En écoulement diphasique, les résultats typiques paramétrés par la vitesse de gaz sont montrés sur la Figure 5.9 pour $\sigma=0,111$ ($V_{l1}=200$ et 300cm/s), la Figure 5.10 pour $\sigma=0,250$ ($V_{l1}=200$ et 400cm/s) et la Figure 5.11 pour $\sigma=0,444$ ($V_{l1}=100$ et 150cm/s). Sur chaque figure sont reportés pour comparaison, les résultats obtenus en écoulement monophasique du débit liquide équivalent. Les données expérimentales sont indiquées dans les Tableaux 5.1 à 5.9 [55].

Tous les points se regroupent pour obtenir à peu près une évolution unique pour chaque élargissement. On constate la même forme d'évolution du frottement pariétal moyen relatif que celle obtenue pour l'intégrale des densités de probabilité totale: un frottement moyen positif à l'entrée de la canalisation $\phi 60\text{mm}$ jusqu'à ζ_1 ; ensuite entre ζ_1 et ζ_2 , il est négatif; et enfin au-delà de ζ_2 , il est de nouveau positif. En écoulement monophasique, le rapport minimum se trouve à $\zeta \approx 5$ pour tous les élargissements et égal à -1 environ pour $\sigma=0,111$; $-0,7$ pour $\sigma=0,250$ et $-0,3$ pour $\sigma=0,444$. Un maximum est atteint à $\zeta=15$ pour $\sigma=0,111$; 22 pour $\sigma=0,250$ et 30 pour $\sigma=0,444$. Exprimée en nombre de diamètres, cette distance est égale pour tous les élargissements à 5 diamètres environ. Le rapport maximum du frottement pariétal est de $2,0$ pour $\sigma=0,111$; $1,8$ $\sigma=0,250$ et $1,3$ $\sigma=0,444$. Il cesse d'évoluer au-delà de 8 diamètres environ; c'est-à-dire à $\zeta \geq 25, 35,$ et 50 pour respectivement $\sigma=0,111-0,250-0,444$. Nous avons appelé cette distance ζ_e ; elle représente la longueur d'établissement de l'écoulement selon le frottement. Elle est indiquée aussi sur les Figures 5.6 et 5.7 pour tous les essais.

En écoulement diphasique, l'évolution du frottement pariétal moyen est complexe. Le frottement minimum est du même ordre de grandeur qu'en écoulement monophasique et se trouve aussi à $\zeta \approx 5$ au centre du tourbillon principal. Les positions du frottement nul correspondent aux points où $\mathcal{P}=0$. Il n'y a pas de pic maximum caractéristique du frottement pariétal en contraste

avec l'écoulement monophasique. Le frottement limite est plus élevé que celui mesuré en écoulement monophasique de vitesse liquide équivalente et augmente lorsque le débit de gaz augmente. Au-delà d'un certain débit de gaz, le frottement relatif limite cesse d'augmenter et commence même à diminuer. La valeur limite est plus élevée pour les faibles σ et dépend du débit de gaz. Elle atteint presque 4 pour $V_{\ell 1}=300\text{cm/s}$ dans $\sigma=0,111$ alors qu'elle est de l'ordre de 1,5 pour $V_{\ell 1}=150\text{ cm/s}$ dans $\sigma=0,444$.

Sur le schéma de la Figure 5.3b, nous montrons l'évolution typique du frottement pariétal en aval de l'élargissement et la méthode de déterminer la longueur ζ_0 définie dans le deuxième chapitre. Cela consiste à sommer les surfaces hachurées en fonction de ζ jusqu'à obtenir zéro. La surface en dessous de l'axe ζ est considérée comme négative. Les résultats de ce calcul sont rassemblés dans le Tableau 5.10 [55] et sur la Figure 5.6 pour l'écoulement monophasique en fonction du nombre de Reynolds, Re , et sur la Figure 5.7 pour l'écoulement diphasique en fonction du titre volumique, β . La longueur dépend de l'élargissement et légèrement du débit de gaz. Elle est respectivement de 25, 15 et 20 dans les élargissements 20/60, 30/60 et 40/60mm. Ces résultats montrent que $\zeta_0 < \zeta_e$ dans la plupart des cas, mais ceci ne remet pas en cause la nouvelle approche de calcul de la chute de pression singulière où nous avons supposé que $\zeta_0 \geq \zeta_e$, car ζ_0 reste du même ordre que ζ_e .

Nous avons également comparé les résultats de mesures du frottement moyen aux modèles de prévision du frottement pariétal sous forme des paramètres de Lockhart-Martinelli (ϕ_ℓ , ϕ_g et χ) dans la section suivante mais auparavant, nous donnons les résultats de mesures du frottement pariétal obtenus par les sondes simples.

En effet nous avons aussi déterminé le rapport du "frottement pariétal absolu" (relations 5.1 et 5.5) à l'aide des sondes simples. Les résultats se trouvent dans les Tableaux 5.1 à 5.9 [55]. En écoulement monophasique, le

rapport, $\frac{\bar{\tau}}{\tau_\infty}$ est porté sur les Figures 5.12a à 5.12c en fonction de la distance réduite à l'élargissement, ζ . Un examen des courbes permet de faire les remarques suivantes:

- 1) dans le petit tourbillon défini par $0 < \zeta < 1,5$ le rapport est constant et égal respectivement à 1,5 ; 0,3 et 0,1 pour les élargissements $\sigma=0,111-0,250-0,444$. Nous rappelons que les

mesures par les sondes doubles dans cette zone sont positives décroissantes (Figure 5.16).

- 2) une montée brutale entre $\zeta = 2$ et 6. Le maximum à $\zeta=6$ est de 7 pour $\sigma=0,111$; de 1,5 pour $\sigma=0,250$; et de 1,2 pour $\sigma=0,444$. Cette distance correspond à peu près à la position du frottement minimum obtenue par les sondes doubles.
- 3) au point du recollement ($\zeta_2 \approx 10$), le rapport est toujours en décroissance.
- 4) le minimum est atteint à $\zeta \approx 15$. Ce minimum est d'autant plus marqué que σ est grand. Il n'est pratiquement pas apparent pour $\sigma=0,111$.
- 5) un deuxième maximum (inexistant pour $\sigma=0,111$) se trouve à $\zeta \approx 20$ pour $\sigma=0,250$ et à $\zeta \approx 32$ pour $\sigma=0,444$ (≈ 5 diamètres pour les deux élargissements).
- 6) la valeur limite se situe à 8 diamètres environ comme pour les sondes doubles.

Nous avons représenté, les courbes de $\frac{\bar{\tau}}{\tau_\infty}$ pour $V_{R1}=100\text{cm/s}$ dans les trois élargissements sur la Figure 5.16 en comparaison avec ceux mesurés par les sondes doubles.

En écoulement diphasique, les résultats sont portés sur les Figures 5.13 à 5.15. Les mêmes remarques que précédemment peuvent être faites pour l'évolution du frottement pariétal relatif à l'exception des modifications des points suivants:

- 2) la valeur maximum augmente avec le débit du gaz.
- 4) un minimum est aussi apparent pour $\sigma=0,111$ à $\zeta \approx 15$
- 5) deuxième maximum inexistant pour tous les élargissements.
- 6) La valeur limite dépend du débit de gaz et de l'élargissement. Elle est de 4 pour $\sigma=0,111$ et inférieure à 2 pour les deux autres élargissements.

5.1.3 Comparaison avec les modèles de prédiction du frottement pariétal moyen

Nous confrontons nos résultats du frottement pariétal moyen limite mesuré loin de l'élargissement ($\zeta = '\infty'$) aux prévisions des modèles développés dans le premier chapitre. Sur la Figure 5.17a, nous rapportons la

comparaison des valeurs de ϕ_g dans les trois élargissements avec celles calculées en utilisant les corrélations de Lockhart et Martinelli et les travaux de Souhar. Dans tous les essais, le régime du liquide est turbulent et celui du gaz laminaire.

Les points expérimentaux sont largement sous-estimés par les modèles pour l'élargissement $\sigma=0,111$, l'écart entre les valeurs mesurées et celles prévues est de 50%. Par contre, pour les élargissements $\sigma=0,250$ et $0,444$, ces modèles semblent donner de bons résultats (15% environ d'écart vis à vis de la courbe moyenne de Lockhart et Martinelli).

Une corrélation des points expérimentaux de la Figure 5.21 donne une relation du type:

$$\phi_g = 20 + \chi \quad (5.7)$$

avec une erreur relative de $\pm 10\%$, soit:

$$\frac{\bar{\tau}}{\bar{\tau}_\infty} = 1 + \frac{40}{\chi} + \frac{400}{\chi^2} \quad (5.8)$$

Cette relation est proche de celle obtenue par Souhar [19] dans une conduite cylindrique verticale pour le même régime d'écoulement (à bulles).

Nous rapportons aussi ces résultats sous forme du rapport $\frac{\bar{\tau}}{\bar{\tau}_\infty}$ sur la Figure 5.17b en comparaison avec le modèle de Bankoff; l'écart entre la prévision et l'expérience est supérieur à 50% pour $\sigma=0,111$. Par contre les points correspondant à $\sigma=0,250$ et $0,444$ s'écartent moins du modèle (15% environ).

Ces écarts importants entre les mesures et les modèles classiques surtout dans le cas de l'élargissement $\sigma=0,111$ pouvaient provenir du fait du non-établissement de l'écoulement en aval de l'élargissement à la limite de distance de nos essais. Le frottement serait encore en évolution. En effet la distance la plus éloignée dans $\sigma=0,111$ est de 40 marches par rapport à l'élargissement $\sigma=0,444$ où $\zeta_\infty \approx 80$.

5.2 Fluctuation du frottement pariétal

Le frottement pariétal, τ , peut être décomposé en frottement moyen, $\bar{\tau}$, et une partie fluctuante, τ' :

$$\tau = \bar{\tau} + \tau' \quad (5.9)$$

d'où on tire le taux de fluctuation:

$$\tau'^* = \frac{(\overline{\tau'^2})^{0.5}}{\bar{\tau}} \quad (5.10)$$

avec l'écart type,

$$(\overline{\tau'^2})^{0.5} = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} (bi^3 - \bar{\tau})^2 p(i) di \right)^{0.5} \quad (5.11)$$

Grâce à la proportionnalité évoquée par la relation(5.1) on peut remplacer τ par i^3 dans (5.9) à (5.11). On calcule d'abord i^3 avec la relation (5.6) à partir de la densité de probabilité $p(i)$ avant d'évaluer (5.11).

Nous portons τ'^* (sondes simples) en fonction de la distance réduite à l'élargissement, ζ , sur les Figures 5.18a à 5.18c pour l'écoulement monophasique dans les trois élargissements.

Le taux de fluctuation(sondes simples) part de 100% à l'entrée de la canalisation à grand diamètre pour atteindre 60% environ à $\zeta \approx 6$ et augmente ensuite pour atteindre un maximum de 80% environs dans la zone juste après le recollement($\zeta \approx 12$). On retrouve des valeurs habituelles (écoulement turbulent monophasique en conduite cylindrique) de 30% en s'éloignant de l'élargissement $\zeta > 25$ où l'écoulement peut être considéré comme établi.

Nous avons calculé le taux de fluctuation(sondes simples) en écoulement diphasique de la même façon qu'en écoulement monophasique (équations 5.10 et 5.11). Les résultats typiques sont présentés par la Figure5.19 ($\sigma = 0,111$). La même forme d'évolution du taux de fluctuation est obtenue mais leurs valeurs limites sont beaucoup plus importantes. A titre d'exemple pour $V_{\ell 1} = 300$ cm/s dans l'élargissement $\phi 20/60$ mm, $\tau'^* = 30\%$ à $\zeta = 40$ en écoulement

monophasique; par contre en écoulement diphasique avec la même vitesse débitante liquide,

$$\tau'^*_{\max} = 45\% \text{ à } \zeta=40 \quad \text{pour } V_{g1} = 46,9 \text{ cm/s}$$

$$\tau'^*_{\max} = 45\% \text{ à } \zeta=40 \quad \text{pour } V_{g1} = 94 \text{ cm/s}$$

$$\tau'^*_{\max} = 50\% \text{ à } \zeta=40 \quad \text{pour } V_{g1} = 140,7 \text{ cm/s}$$

Le taux de fluctuation du frottement pariétal donné par les sondes doubles tend vers l'infini au passage à zéro du frottement moyen. En effet la forme de son évolution est semblable au schéma montré sur la Figure 5.20. Les deux asymptotes verticales délimitent les frontières des deux zones de recirculation. Les Figures 5.21a à 21c présentent les courbes expérimentales du taux de fluctuation de frottement pariétal (sondes doubles) dans trois élargissements en écoulement monophasique. Les zones de recirculation sont rigoureusement identiques pour toutes les vitesses liquides dans chaque élargissement. Au-delà d'une distance de 15 marches de l'élargissement, le taux de fluctuation tend vers une constante ($\tau'^*_{\infty} = 50\%$ pour tous les élargissements). Ces valeurs sont légèrement plus élevées que celles connues dans un écoulement monophasique turbulent en conduite droite où $\tau'^* \approx 40\%$ (sondes doubles). Le rétablissement parfait de l'écoulement dans une configuration comme la nôtre ne peut donc se produire à l'intérieur de la zone d'intérêt.

Les valeurs de τ'^* (sondes doubles) en écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 20/60\text{mm}$ sont rapportées sur la Figure 5.22. On observe une décroissance jusqu'à une valeur constante à partir de 20 marches environ. Cette valeur est très élevée par rapport à celle en écoulement monophasique de débit liquide équivalent. Elle augmente lorsque le débit de gaz augmente; dans l'élargissement $\phi 20/60\text{mm}$ par exemple:

$$\text{pour } V_{l1} = 200 \text{ cm/s} \quad \tau'^* \approx 120\% \quad \text{pour } V_{g1} = 23,5 \text{ cm/s}$$

$$\tau'^* \approx 200\% \quad \text{pour } V_{g1} = 94,0 \text{ cm/s.}$$

Par contre le taux de fluctuation diminue lorsque le débit liquide augmente. Prenons encore l'exemple de l'élargissement $\phi 20/60\text{mm}$:

$$\text{pour } V_{g1} = 94 \text{ cm/s} \quad \tau'^* \approx 100\% \quad \text{pour } V_{l1} = 300 \text{ cm/s.}$$

5.3 Analyses statistique et fréquentielle du frottement pariétal

Outre la détermination du taux de fluctuation du frottement pariétal dans le paragraphe précédent, nous nous sommes intéressés au calcul des autres propriétés statistiques tels que les coefficients de dissymétrie, \mathfrak{A} et d'aplatissement, \mathfrak{E} et le facteur d'intermittence, γ_i afin de préciser d'avantage l'évolution du comportement turbulent de l'écoulement au voisinage de la paroi. Enfin et dans le même but, nous avons fait des mesures spectrales des signaux recueillis sur les sondes polarographiques dans la région du recollement.

5.3.1 Coefficients de dissymétrie (\mathfrak{A}), d'aplatissement (\mathfrak{E}) et facteur d'intermittence (γ_i).

Les coefficients de dissymétrie (\mathfrak{A}) et d'aplatissement (\mathfrak{E}) et le facteur d'intermittence (γ_i) permettent en particulier de caractériser les écarts de la loi de probabilité obtenue par rapport à la loi de Gauss: $\mathfrak{A}=0$, $\mathfrak{E}=3$ et par définition, $\gamma_i=1$ (voir les relations ci-dessous). Nous avons obtenu ces coefficients par le traitement sur le HP1000 des densités de probabilité.

Le coefficient de dissymétrie \mathfrak{A} est défini par:

$$\mathfrak{A} = \frac{\overline{\tau^3}}{(\overline{\tau^2})^{3/2}} \quad (5.12)$$

où

$$\overline{\tau^3} = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} (bi^3 - \bar{\tau})^3 p(i) di \right)^{0.5} \quad (5.13)$$

De même le coefficient d'aplatissement \mathfrak{E} s'exprime,

$$\mathfrak{E} = \frac{\overline{\tau^4}}{(\overline{\tau^2})^2} \quad (5.12)$$

avec,

$$\overline{\tau^4} = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} (b_i^3 - \bar{\tau})^4 p(i) di \right)^{0.5} \quad (5.13)$$

Les dénominateurs des relations(5.12 et 5.14) sont obtenus à partir de l'écart type(5.13).

Enfin, le facteur d'intermittence γ_i est défini par le rapport:

$$\gamma_i = \frac{3}{\bar{\tau}} \quad (5.16)$$

Nous représentons sur la Figure5.23 l'évolution du coefficient de dissymétrie \mathfrak{A} en fonction de la distance réduite ζ , en écoulement monophasique pour trois vitesses débitantes liquides, $V_{\ell 1}=100, 150$ et 200cm/s (élargissement $\sigma=0,444$). Les résultats obtenus en écoulement diphasique pour les mêmes vitesses liquides et plusieurs débits de gaz sont portés sur la Figure5.24. De même, les résultats de calcul des coefficients $\bar{\tau}$ et γ_i sont indiqués sur les Figures5.25 à 5.28. Ces résultats permettent de constater que:

- 1) l'évolution du coefficient de dissymétrie est semblable à celle obtenue pour la fonction d'intégrale(section5.1): partant de valeurs positives, il passe par des valeurs négatives et ce devient ensuite positif quand on s'éloigne de l'élargissement.
- 2) les passages à zéro correspondent respectivement aux longueurs ζ_1 du petit tourbillon et ζ_2 du recollement. Les faibles valeurs de \mathfrak{A} dans les environs de ces zones de séparation indiquent que la valeur la plus probable du frottement pariétal se confond avec la valeur moyenne: une symétrie de la densité de probabilité autour de la moyenne. C'est aussi dans ces zones que $\bar{\tau}$ est le plus grand ($\bar{\tau} > 30$ à ζ_1 et $\bar{\tau} \approx 20$ à ζ_2).
- 3) la valeur minimale de $\mathfrak{A} \approx -2$ se trouve à $\zeta \approx 5$ (à l'intérieur du grand tourbillon); et la valeur maximale de 2 à $\zeta \approx 12,5$.
- 4) le coefficient de dissymétrie devient insensible à l'évolution de l'écoulement au-delà de $\zeta \approx 40$ où $\mathfrak{A} \approx 1$ (et $\bar{\tau} \approx 5$). Ces valeurs importantes du coefficient de dissymétrie et d'aplatissement traduisent un faible caractère gaussien de la densité de probabilité des signaux.

5.3.2 Analyse spectrale

Cette analyse a été conduite dans le but de comprendre le caractère instationnaire ou non de la position du point de recollement. Sur la Figure 5.29, on a présenté, dans l'espace fréquence, des spectres de fréquence en écoulement monophasique ($V_{\ell 1} = 150 \text{ cm/s}$) dans un élargissement: $\phi 40/60 \text{ mm}$ pour $0 < \zeta < 15$. En écoulement diphasique, nous nous sommes placés sur "le point de recollement", et pour une vitesse débitante liquide ($V_{\ell 1} = 150$), nous avons fait varier le débit de gaz. Les spectres obtenus sont portés sur la Figure 5.30.

L'examen de ces spectres montre une absence de pics caractéristiques, ce fait peut être attribué à l'absence de fréquence privilégiée aussi bien en écoulement monophasique qu'en diphasique de la position moyenne de recollement.

5.4 Comparaison des résultats de mesures expérimentales à la nouvelle approche de calcul de la chute de pression singulière

Avec les résultats de mesures du frottement pariétal présentés dans ce chapitre nous avons pu calculer la chute de pression singulière dans les élargissements par la méthode décrite dans le deuxième chapitre. Les résultats sont représentés sur la Figure 5.31. Les chutes de pression singulière calculée en ordonnée et celle mesurée en abscisse.

Aux grandes pertes de pression $\Delta P > 2000 \text{ Pa}$, le présent modèle développé dans le chapitre 2, prédit les points à mieux que 5%. Mais pour les $\Delta P < 2000 \text{ Pa}$, les points sont confondus avec ceux obtenus par le modèle de Romie et le modèle homogène, où les résultats sont moins bons. Les écarts, surtout aux faibles valeurs de ΔP , peuvent provenir des erreurs de mesures de celles-ci et des différentes grandeurs qui interviennent dans le modèle de calcul: le taux de vide et le frottement.

5.5 Conclusion

On peut tirer de l'étude expérimentale qui vient d'être décrite, les conclusions suivantes:

- La mise en évidence d'un tourbillon situé entre $0 < \zeta < 1,5$ où l'écoulement au voisinage de la paroi s'effectue dans le même sens

que l'écoulement principal (frottement positif). Sa taille ne dépend ni du régime d'écoulement ni du rapport de section.

- Un deuxième tourbillon se trouve entre le premier et le point de recollement. Ici, l'écoulement au voisinage de la paroi s'effectue dans la direction inverse de l'écoulement principal (frottement négatif).
- Le point de recollement caractérisé par un frottement moyen nul, est situé à 11 hauteurs de marche de l'élargissement en écoulement monophasique. En écoulement à bulles, cette distance augmente lorsque le débit de gaz augmente et peut atteindre 15 hauteurs de marche dans certains cas. L'absence de pics sur les spectres des signaux électrochimiques indique l'inexistence d'une fréquence privilégiée aussi bien en écoulement monophasique qu'en diphasique de la position moyenne de recollement.
- Le frottement pariétal moyen cesse d'évoluer au-delà de 8 diamètres environ de l'élargissement.
- La comparaison du frottement pariétal moyen limite mesuré loin de l'élargissement($\zeta = \infty$) avec les modèles de Bankoff et Lockhart et Martinelli montre un écart de $\pm 15\%$ dans les élargissement $\sigma = 0,250$ et $0,444$ et $\pm 50\%$ dans l'élargissement $\sigma = 0,111$. Une corrélation des points expérimentaux donne une relation proche de celle obtenue par Souhar dans une conduite cylindrique verticale.
- L'évolution des quantités statistiques(taux de fluctuation, coefficients de dissymétrie d'aplatissement et d'intermittance) permet d'apporter une description plus fine des zones au voisinage de l'élargissement. Ces quantités restent inchangées à $\zeta > 40$ mais leurs valeurs sont très élevées par rapport à celles connues en écoulement monophasique turbulent.

CONCLUSION

CONCLUSION

L'étude présentée concerne l'influence de l'élargissement brusque d'une conduite verticale de section circulaire, sur le comportement d'un écoulement à bulles. Au cours de ce travail, nous avons conçu et réalisé un montage expérimental qui a permis d'explorer trois rapports de section des conduites amont et aval: $\sigma = 0,111$; $0,250$ et $0,444$. Plusieurs techniques de mesures ont été utilisées parmi lesquelles: les sondes optiques à cœur de l'écoulement, les prises et capteurs de pression en paroi et les sondes électrochimiques simples et doubles, qui nous ont permis d'obtenir respectivement des données concernant la distribution du taux de vide, la pression à la paroi et le frottement pariétal au voisinage de la singularité, résultats présentés dans les quatrième et cinquième chapitres et classés selon les méthodes d'investigation.

Cette banque de données nous a permis sur le plan global d'invalider un certain nombre de corrélations existantes concernant le taux de vide, le frottement pariétal et la chute de pression singulière et de proposer de meilleurs outils pour le calcul de ces paramètres qui sont les plus utiles pour l'ingénieur. Sur le plan local, nos résultats ont permis de donner une tendance générale de l'organisation de l'écoulement au voisinage immédiat de la singularité.

Dans la synthèse qui suit, les résultats expérimentaux, relatifs à notre contribution, sont regroupés selon la région considérée:

- en amont de la singularité
 - zone de recirculation en aval de l'élargissement
 - zone de recollement
 - écoulement rétabli après le recollement.
-
- La singularité se situe à plus de 60 diamètres de l'entrée de la veine d'essai, une distance suffisamment grande pour assurer un régime d'écoulement établi en amont de celle-ci. En effet, la distribution de pression statique dans cette région tant en écoulement monophasique que diphasique est caractérisée par une décroissance linéaire(voir le paragraphe4.1.1).

La mesure du taux de vide a été limitée à une seule station (500mm avant l'élargissement). Les profils du taux de vide obtenus nous ont permis d'identifier cinq configurations de distribution de bulles selon le régime de l'écoulement, que nous avons résumées sur la Figure 4.14 sous forme d'une "carte d'écoulement".

Nous n'avons pas effectué de mesures du frottement pariétal dans la conduite amont puisqu'a priori, il n'intervient pas dans les méthodes de prévision de la chute de pression singulière.

- Les mesures du frottement pariétal en aval de l'élargissement mettent en évidence deux tourbillons contrarotatifs : le premier est plus petit et se situe entre $0 < \zeta < 1,5$ indépendamment du régime de l'écoulement ou du rapport de section. Dans cette région le frottement est positif et montre que l'écoulement au voisinage de la paroi s'effectue dans le même sens que l'écoulement principal. La distribution de pression poursuit sa décroissance linéaire avec une continuité à la singularité. Cette continuité laisse présager que l'hypothèse classique: $P_0 = P_1$ pourrait être correcte (voir hypothèses(1.37)). Les profils du taux de vide ainsi que l'observation de l'écoulement montrent une absence de bulles de gaz dans ce tourbillon entre $R_1 < r < R_2$.

Le deuxième tourbillon se situe entre le premier et le "point" de recollement. L'écoulement pariétal s'effectue dans le sens inverse de l'écoulement principal(frottement négatif). Au centre du tourbillon($\zeta \approx 5$), le frottement atteint une valeur minimale, l'intégrale de la densité de probabilité $\mathcal{P} \approx -1$ et la distribution de pression passe par une inflexion et commence à augmenter. C'est aussi au centre du tourbillon que la vitesse de retour atteint sa valeur maximale[14]. Le taux de vide, quant à lui, présente une évolution presque linéaire entre $0 < \zeta < 5,0$. La migration de bulles vers la paroi se poursuit progressivement. Les observations faites jusqu'à ce point semblent être insensible au débit du gaz. Au-delà de 5 hauteurs de marche le frottement pariétal croît. On constate une sorte de palier du taux de vide moyen entre $\zeta=5$ et le point de recollement. Ce palier peut être interprété comme un pseudo établissement du mélange des phases

traduisant une absence d'évolution significative de la distribution des bulles dans la conduite.

- Le point de recollement, caractérisé par un frottement pariétal moyen nul, fluctue dans une "zone de recollement". Sa position moyenne est située à 11 hauteurs de marche et augmente légèrement avec β . L'analyse statistique du frottement montre que le taux de fluctuation tend vers l'infini dans cette zone. Les valeurs du coefficient de dissymétrie sont faibles mais le coefficient d'aplatissement peut atteindre des valeurs notables ($\epsilon \approx 20$). Une analyse fréquentielle montre l'absence de fréquence privilégiée aussi bien en écoulement monophasique qu'en diphasique de la position moyenne de recollement. La zone de recollement marque le début d'une deuxième inflexion de la distribution de la pression. L'établissement de la pression vient peu après.

- Le rétablissement de l'écoulement après le recollement peut être basé sur:

- 1) la reprise d'une distribution de pression linéaire (après 5 diamètres).
- 2) l'atteinte d'un taux de vide moyen limite (premier plateau à 5 diamètres et deuxième à 10 diamètres environ).
- 3) l'atteinte d'un frottement pariétal limite (après 8 diamètres).

Se basant sur l'évolution du frottement moyen, on peut fixer le rétablissement de l'écoulement à 8 diamètres au-delà duquel toutes ces grandeurs peuvent être considérées comme "établies".

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux à plusieurs travaux antérieurs et en ce qui concerne le taux de vide moyen, l'écart entre nos mesures de α_1 , α_2 et les modèles de Bankoff, Armand, Zuber et Findlay est de $\pm 25\%$. Nous avons donc proposé des corrélations simples (4.12 et 4.14) qui sont fonction uniquement des vitesses débitantes du liquide et du gaz. La dispersion des points est inférieure à 5%. La relation linéaire entre α_1 et α_2 (équation(4.15)) montre qu'on peut commettre une erreur de l'ordre de 20% sur le taux de vide par l'hypothèse $\alpha_2 = \alpha_1$ selon Velasco. La dispersion des points autour de la corrélation de Petrick et Swanson est de 15%.

Les mesures de la chute de pression singulière en écoulement monophasique sont prévues à mieux que $\pm 10\%$ par la formule de Borda-

Carnot. En écoulement diphasique, la comparaison des mesures avec les modèles de Richardson, Wadle, Chisholm, Romie et homogène montre des écarts importants (paragraphe 4.3.2) pouvant atteindre 100%. Les meilleurs d'entre eux sont le modèle homogène et celui de Romie qui prédisent la chute de pression à $\pm 25\%$ en moyenne. Par rapport à la nouvelle approche de calcul proposée dans le deuxième chapitre, la dispersion des points expérimentaux est de $\pm 5\%$ aux grandes chutes de pression: $\Delta P > 2000\text{Pa}$. Mais lorsque $\Delta P < 2000\text{Pa}$, les points sont confondus avec ceux obtenus par le modèle de Romie où les résultats sont moins bons.

La comparaison des résultats concernant le frottement pariétal moyen limite avec les modèles de Bankoff et Lockhart et Martinelli montre un écart de $\pm 15\%$ dans les élargissement $\sigma = 0,250$ et $0,444$ et $\pm 50\%$ dans l'élargissement $\sigma = 0,111$. Nous avons corrélé les points expérimentaux et obtenu une relation proche de celle obtenue par Souhar dans une conduite cylindrique verticale.

Ce travail a permis:

- d'invalider un certain nombre de corrélations existantes concernant la chute de pression singulière et le taux de vide et de proposer de meilleurs outils pour le calcul de ces deux paramètres.
- d'apporter suffisamment de données locales, et une description fine de l'écoulement etc... qui servira de base pour:
 - les approches de calcul en développement à Toulouse (Masbernat et coll.)
 - le Code MELODIF développé à l'E.D.F., Chatou.

En perspectives, il serait souhaitable:

- d'étendre ce type d'étude aux régimes à poches et annulaire, régimes qui présentent un grand intérêt industriel.
- d'effectuer des mesures de vitesses de bulles et liquide et le taux de turbulence dans le voisinage de la singularité.

REFERENCES



- [1] Moalem M.D. et Dukler A.E., 1981, "New concept on the mechanisms of flooding and flow reversal phenomena", Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 8, p. 453-463.
- [2] Beattie D.R.H., 1972, "Two-phase structure and mixing length theory", Nuclear Eng. and Design, Vol. 21, p. 46-64.
- [3] Kirpatrick R.D. et Lockett M.J., 1974, "The influence of approach velocity on bubble coalescence", Chem. Eng. Sc., Vol. 29, p. 2363-2373.
- [4] Taitel Y., Barnea D. et Dukler A.E., 1980, "Modeling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes", A.I.Ch.E.J., Vol. 26, p. 345-354.
- [5] Mishima Y. et Ishii M., 1984, "Flow regime transition criteria for two phase flow in vertical tubes", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 27(5), p. 723-736.
- [6] McQuillan K.W. et Whalley P.B., 1985, "Flow patterns in vertical two phase flow", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 11, p. 161-175.
- [7] Barnea D., 1987, "A unified model for predicting flow-pattern transitions for the whole range of pipe inclinations", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No.1, p. 1-12.
- [8] Delhaye J.M., 1981, "Basic equations for two-phase flow modelling", dans "Two-phase flow and heat transfer in the process and power industries, édité par Bergles A.E., Collier J.G., Delhaye J.M., Hewitt G.F. et Mayinger F., Ed. Hemisphere Publishing Corporation, p. 40-97.
- [9] Abott D.E. et Kline S.J., 1962, "Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward facing steps", J. Basic Engrg, Trans. A.S.M.E. D84, p.317.

- [10] Bradshaw P. et Wong F.Y.F, 1972, "The reattachment and relaxation of turbulent shear layer ", J. Fluid Mech., Vol. 52, part 1, p. 113-135.
- [11] Labbé M., 1975, "Contribution à l'étude de la recirculation en aval d'une marche en écoulement pulsé", Thèse de Docteur-Ingénieur, Nancy.
- [12] Dumaine J.Y., 1979, "Approche expérimentale des zones de recirculation et de recollement en aval d'une marche bidimensionnelle en écoulement permanent et pulsé", Thèse de Docteur-Ingénieur, Nancy.
- [13] Runchal A.K., 1971, "Mass transfer investigation in turbulent flow downstream of a sudden enlargement of a circular pipe for very high Schmidt number", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 14, p. 781-792.
- [14] Teyssandier R.G. et Wilson M.P., 1974, "An analysis of flow through sudden enlargements in pipes", J. Fluid Mech., Vol. 64, part 1, p. 85-95.
- [15] Vallette P., 1980, "Etude expérimentale de la réorganisation turbulent laminaire d'un écoulement en aval d'un élargissement brusque", Thèse de Doctorat ès-Sciences, Nancy.
- [16] Durst F., Melling A., Whitelaw J.H., 1974, "Low Reynolds number flow over a sudden plane symmetrical expansion", J. Fluid Mech., Vol. 64, part 1, p. 111-128.
- [17] Vogel J.C. et Eaton J.K., 1985, "Combined heat and mass transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step", J. Heat Transfer, Trans. A.S.M.E., Vol. 107, p.922-929.
- [18] Hall E.J. et Pletcher R.H., 1985, "Application of a viscous-inviscid interaction procedure to predict separated flows with heat transfer", J. Heat Transfer, Trans. A.S.M.E., Vol. 107, p.557-563.

- [19] Souhar M., 1982, "Contribution à l'étude dynamique des écoulements diphasiques gaz-liquide en conduite verticale: cas des régimes à bulles et à poches", Thèse de Doctorat ès-Sciences, Nancy.
- [20] Petrick M. et Swanson B.S., 1959, "Expansion and contraction of an air-water mixture in a vertical flow", A.I.Ch.E.J., Vol. 5, No. 4 p. 440-445.
- [21] Richardson B., 1958, "Some problems in horizontal two-phase, two-component flow", Report ANL-5949.
- [22] Delhay J.M., 1981, "Singular pressure drops", dans "Two-phase flow and heat transfer in the process and power industries, édité par Bergles A.E., Collier J.G., Delhay J.M., Hewitt G.F. et Mayinger F., Ed. Hemisphere Publishing Corporation, p. 124-150.
- [23] Lockhart R.W. et Martinelli R.C., 1949, "Proposed correlation of data for isothermal two-phase two-component flow in pipes", Chem. Eng. Progress Vol. 45, No.1, p. 39-48.
- [24] Chisholm D., 1983, "Two-phase flow in pipelines and heat exchangers", Longman Inc.
- [25] Bankoff S. G., 1960, "A variable density single fluid model for two-phase flow with particular reference to steam water flow", J. Heat Transfer, Vol. 82, p. 265-272.
- [26] Lottes P.A., 1961, "Expansion losses in two-phase flow", Nucl. Sci. Engrg, Vol. 9, p. 26-31.
- [27] Benedict R.P., Carlucci N.A. et Swetz S.D., 1966, "Flow losses in abrupt enlargements and contractions", J. Eng. Power, Trans. A.S.M.E., No.88, p.73-81.
- [28] Benedict R.P., Wyler J.S., Dudek J.A. et Gleed A.R., 1976, "Generalised flow across an abrupt enlargement", J. Eng. Power, Trans. A.S.M.E., No.98, p.327-334.
- [29] Idel'cik I.E., 1969, "Momento des pertes de charge", Ed. Eyrolles.

- [30] Souhar M., Suleman S.O. et Cognet G., 1987, "Modèle de calcul de la chute de pression en élargissement brusque en écoulement à bulles-confrontations expérimentales", Actes du 8^e Congrès Français de Mécanique, Nantes, p. 174-175.
- [31] Wadle M., 1989, "A new formular for the pressure recovery in an abrupt diffusor", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 15, No.2, p. 241-256.
- [32] Collier J.G., 1976, "Single-phase and two-phase flow in primary circuit components ", dans "Two-phase flows and heat transfer", Vol. I, édité par Kakaç S. et Mayinger F., Hemp. Publ. Corp., p.313-355.
- [33] Weisman J., Hussain A., and Harshe B., 1976, "Two-phase pressure drop across abrupt area changes and restrictions", Proc. of condensed papers, Two-phase flow and heat transfer Symposium-Workshop, p. 301-303.
- [34] Janssen E. et Kervinen J.A., 1966, "Two-phase pressure drop across contractions and expansions: water and steam at mixtures 600 to 1400 psi", Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Vol.5, p. 13-23.
- [35] Suleman S.O., Souhar M. et Cognet G., 1990, "Ecoulement diphasique dans les élargissements brusques", Rapport du Contrat Programme Diphasique, Rouen.
- [36] Chisholm D. et Sutherland L.A., 1969, "Prediction of pressure gradients in pipeline systems during two-phase flow", Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 184, Pt 3C, p.24-32.
- [37] Wallis G.B., 1969, "One-dimensional two-phase flow", Ed. McGraw-Hill Book.
- [38] Zuber N., et Findlay J.A., 1965, "Average volumetric concentration in two phase flow systems", J. Heat Transfer, Vol. 87, p. 453-468.

- [39] Suleman S.O., 1985, "Ecoulement diphasique gaz-liquide en conduite verticale: élargissement brusque", Rapport de D.E.A., Nancy.
- [40] Notice Technique Air Liquide
- [41] Notice Technique Schaefer Technics
- [42] Reiss L.P. et Hanratty T.J., 1963, "An experimental study of the viscous sublayer", A.I.Ch.E.J., Vol. 9, No.2, p.154.
- [43] Cognet G., 1968, "Contribution à l'étude de l'écoulement de Couette par la méthode polarographique", Thèse de Doctorat ès-Sciences, Nancy.
- [44] Lebouché M., 1968, "Contribution à l'étude des mouvements turbulents des liquides par la méthode polarographique", Thèse de Doctorat ès-Sciences, Nancy.
- [45] Nakaryakov V.E., Kashinsky O.N., Burdukov A.P. et Odnoral V.P., 1981, "Local characteristics of upward gas-liquid flows", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 71, p. 63-81.
- [46] Souhar M. et Cognet G., 1978, "Electrochemical method for dynamic measurements in two-phase flow", Proc. of the dynamic flow Conf., Marseille, p.605-613.
- [47] Souhar M., 1979, "Etude du frottement pariétal dans les écoulements diphasiques en conduites verticales: cas des régimes à bulles et à poches", Thèse de Docteur-Ingénieur, Nancy.
- [48] Souhar M., 1987, "Etude expérimentale de la turbulence près de la paroi en écoulement à bulles", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 30, No.9, p. 1813-1823.
- [49] Py B. et Gosse J., 1969, "Sur la réalisation d'une sonde polarographique sensible à la vitesse et à la direction de l'écoulement", C.R.A.S. Paris, t269, série A, p. 401.

- [50] Cognet G. et Drouin D., 1977, Rapport interne LEMTA
- [51] Lebouché M., 1973, "Sur la mesure polarographique du gradient pariétal de vitesse dans les zones d'arrêt amont et du décollement du cylindre", C.R.A.S. Paris, t276, série A, p. 1245.
- [52] Suleman S.O. et Souhar M., 1990, "Some local experimental data of a bubble flow across a sudden expansion", dans "Multi-phase transport and particulate phenomena", édité par Veziroglu T.N., Ed. Hemisphere Publishing Corporation, Vol. 1, p. 119-128.
- [53] Notice Technique Photonetics
- [54] Masbernard L. et Suzanne C., 1990, "Elargissement brusque en écoulement vertical gaz-liquide", Rapport du Contrat Programme Diphasique, Rouen.
- [55] Suleman S.O., 1990, Rapport Interne LEMTA : "Tableaux et Figures des mesures en écoulement gaz-liquide dans un élargissement brusque", Nancy.

ANNEXE I

SPECIFICATIONS TECHNIQUES DE LA SONDE OPTIQUE [53]

SPECIFICATIONS TECHNIQUES OPTOFLOW

OPTRODE A FIBRE OPTIQUE

- Volume de mesure : 50 μm X 50 μm X 50 μm
- Matériaux employés : Silice, Acier Inox, Résine Epoxy
- Longueur de la partie immergée : 20 à 400 mm, à préciser à la commande
- Diamètre de l'aiguille rigide : 2,8 mm
- Presse-étoupe : Auxitrol MPG 125-AT (taraudage 1/8 NPT)
- Résistance mécanique de l'optrode : Testée jusqu'à des vitesses d'écoulement de 20 m/s
- Tenue à la température : 0°C - 60°C en standard
0°C - 125°C en option
- Liaison au module opto-électronique par câble optique souple de 4,5 m.

MODULE OPTO-ELECTRONIQUE

- Affichage numérique du taux de vide moyen en %
- Précision sur la mesure du taux de vide : $\pm 2\%$
- Constantes d'intégration : 10s ou 100s, sélectables
- Sortie analogique intégrée : 0-1 volt pour 0-100 % de taux de vide
- Sortie analogique : 0-2 volts ; temps de montée : 10 μs
(en fonction des conditions d'écoulement)
- Sortie TTL correspondant à la sortie analogique
- Affichage analogique du changement de phase par échelle lumineuse
- Connecteur câble optique : type Amphenol SMA 906
- Dimensions et masses :
Module opto-électronique : Format Europe 3U, 4E, 350g.
Coffret portable avec alimentation pour 4 modules : 155 mm X 155 mm X 250 mm (prof.), 2,5 kg sans les modules.
Rack avec alimentation pour 16 modules : 19" - 3U

La société Photonetics se réserve le droit de modifier ces caractéristiques sans préavis.

OPTOFLOW est une marque déposée

FIGURES

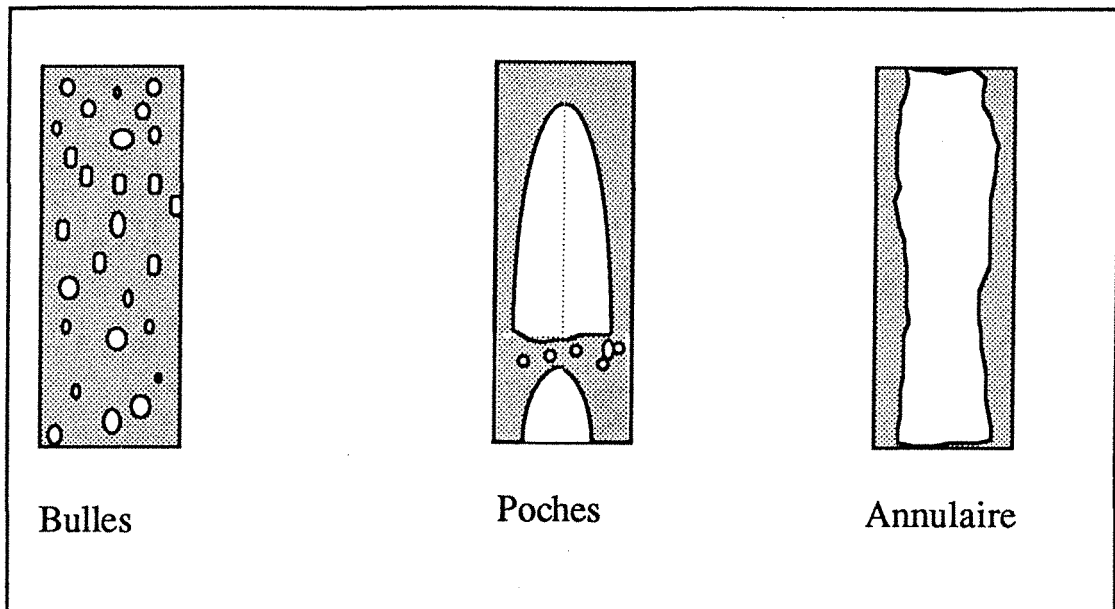


Fig. 1.1 Régimes de l'écoulement gaz-liquide dans une conduite verticale -co-courant ascendant.

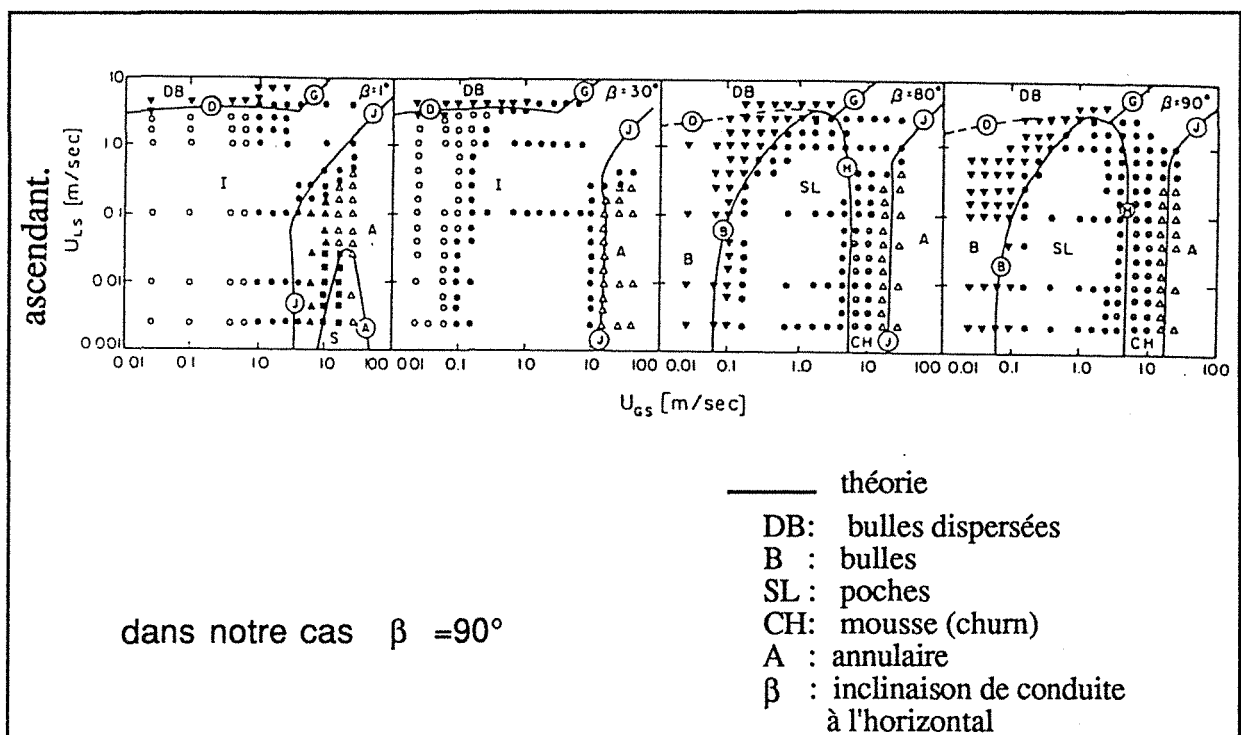
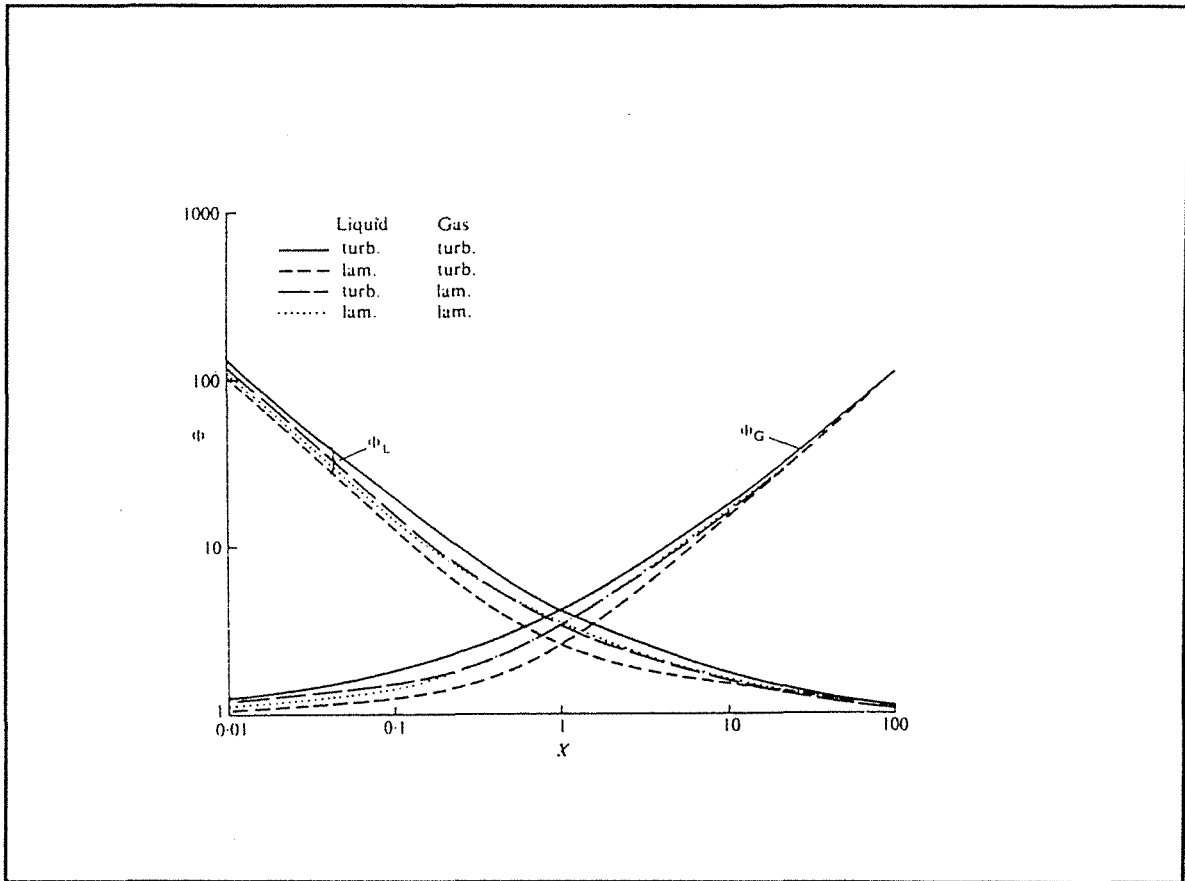


Fig.1.2 Carte d'écoulement diphasique [7]



où

$$\phi_l^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_d^f}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_l^f} \quad \text{pour la phase liquide}$$

$$\phi_g^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_d^f}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_g^f} \quad \text{pour la phase gazeuse}$$

$$\chi^2 = \frac{\phi_g^2}{\phi_l^2} = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_l^f}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_g^f}$$

Fig 1.3 Corrélations de Lockhart et Martinelli [23]

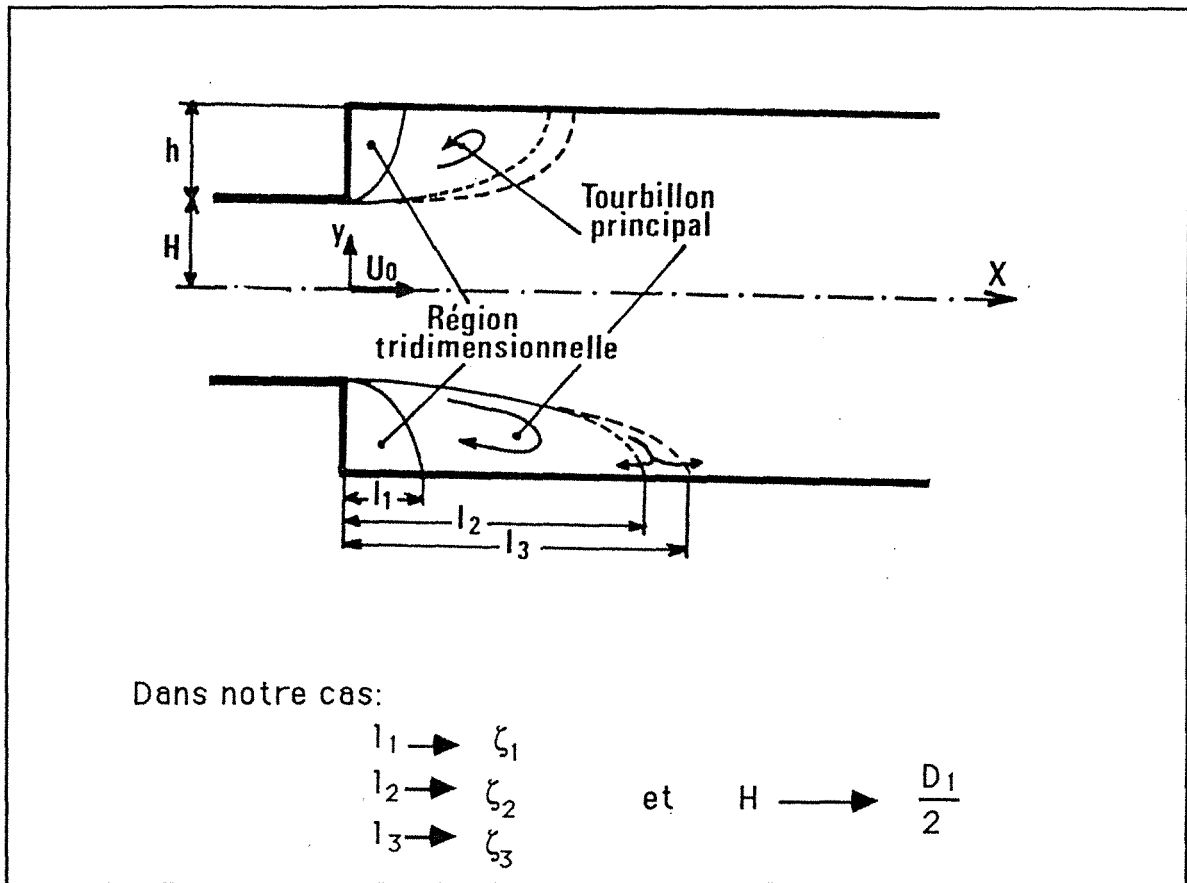


Fig 1.4a Zones de recirculation selon Abott & Kline[9]

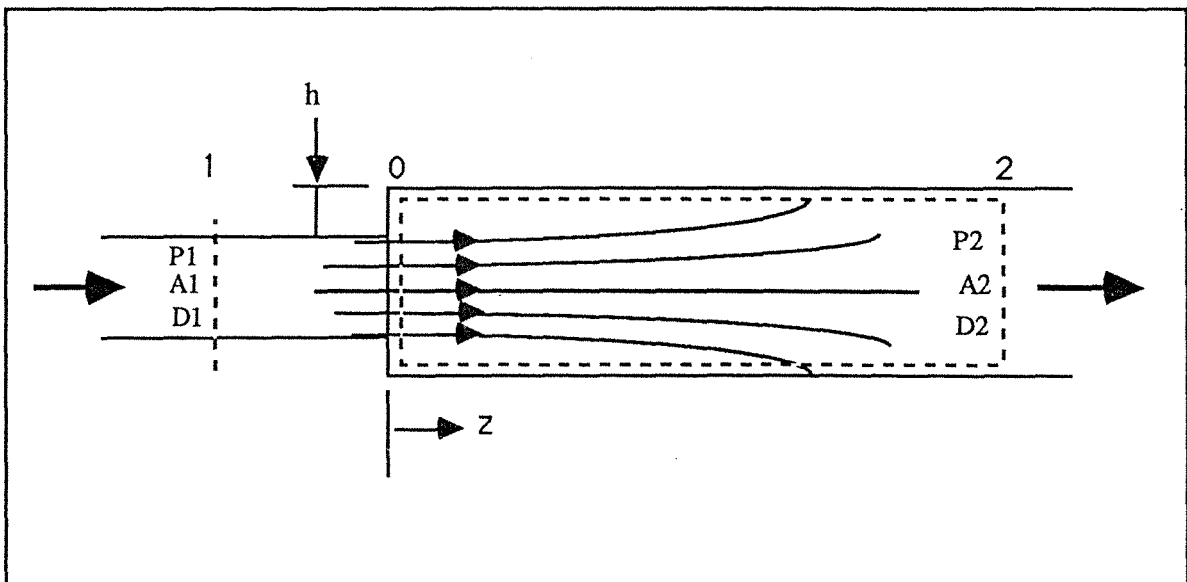


Fig. 1.4b Volume de contrôle

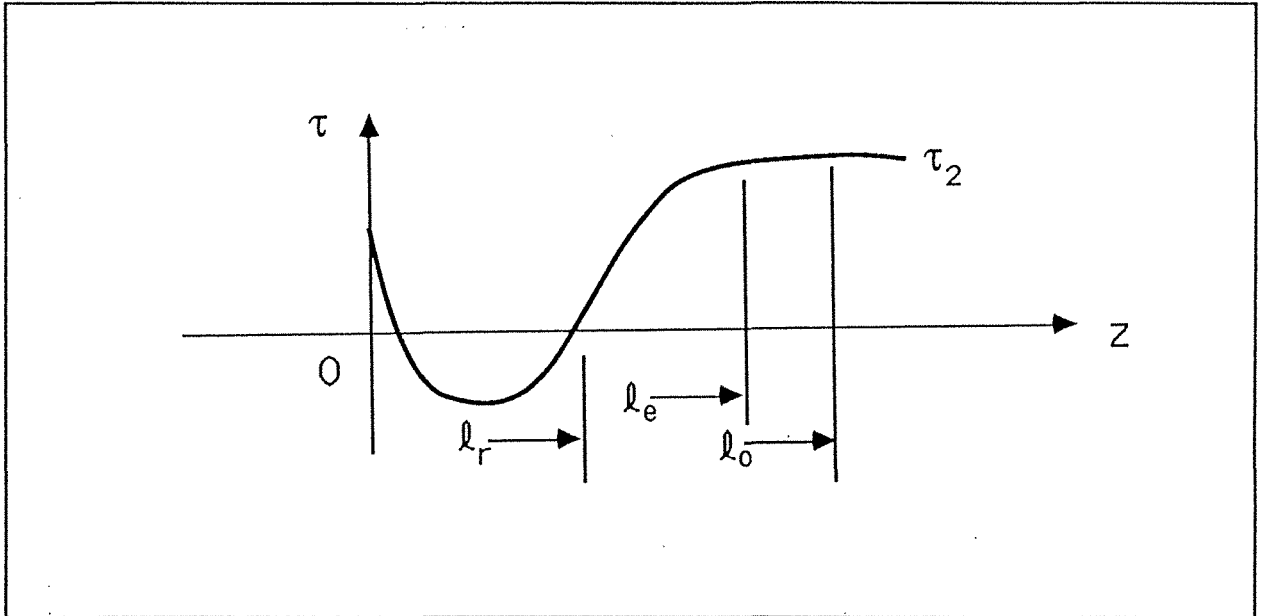


Fig.2.1 Evolution typique du frottement pariétal

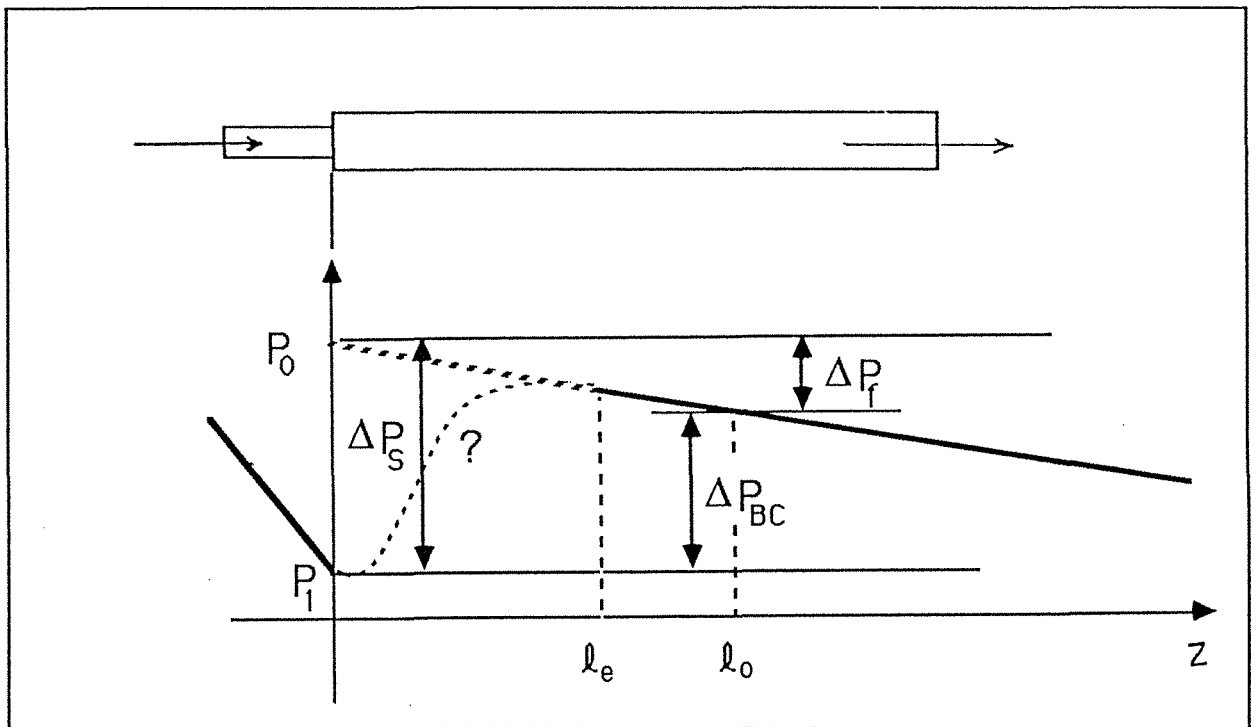
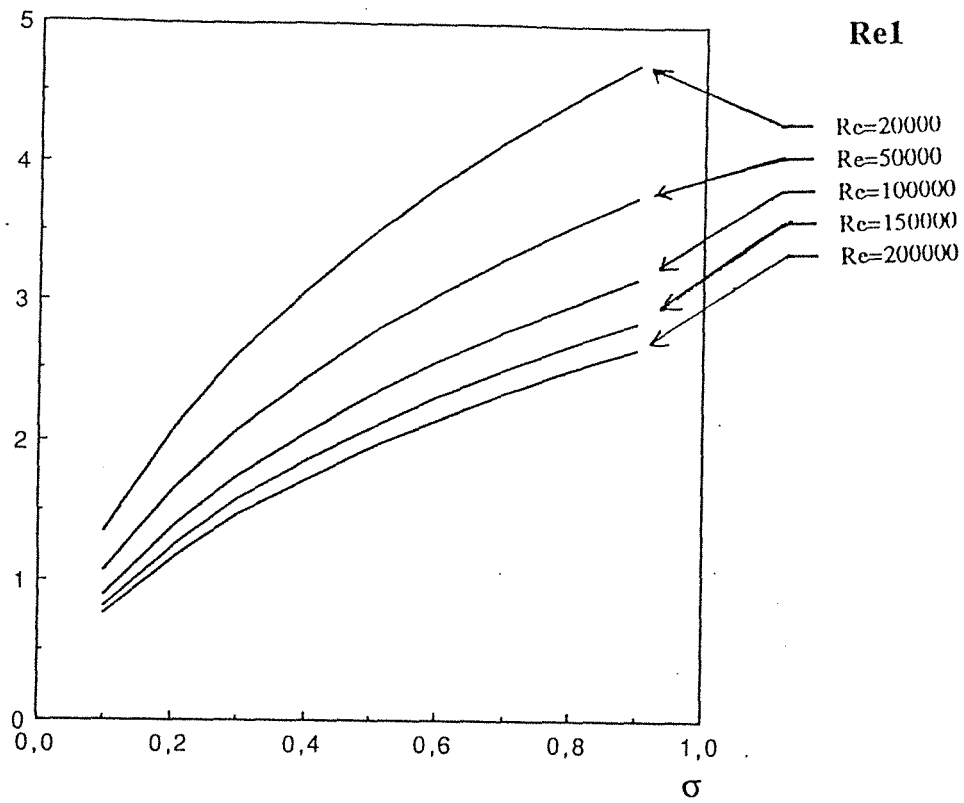


Fig 2.2 Schéma de la distribution de pression

%Frot. : monophasique

(a)



%Frot.

(b)

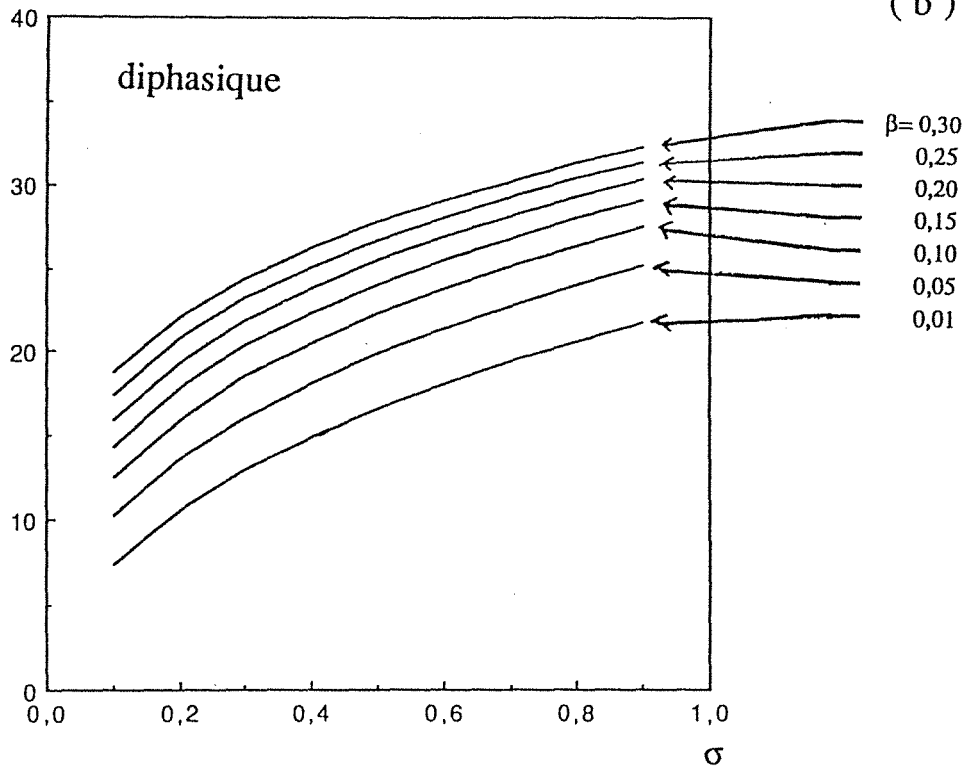


Fig. 2.3 Pourcentage de la contribution du frottement à la chute de pression singulière en

a) écoulement monophasique,

b) écoulement diphasique avec $Re_{\rho 1}=20000$

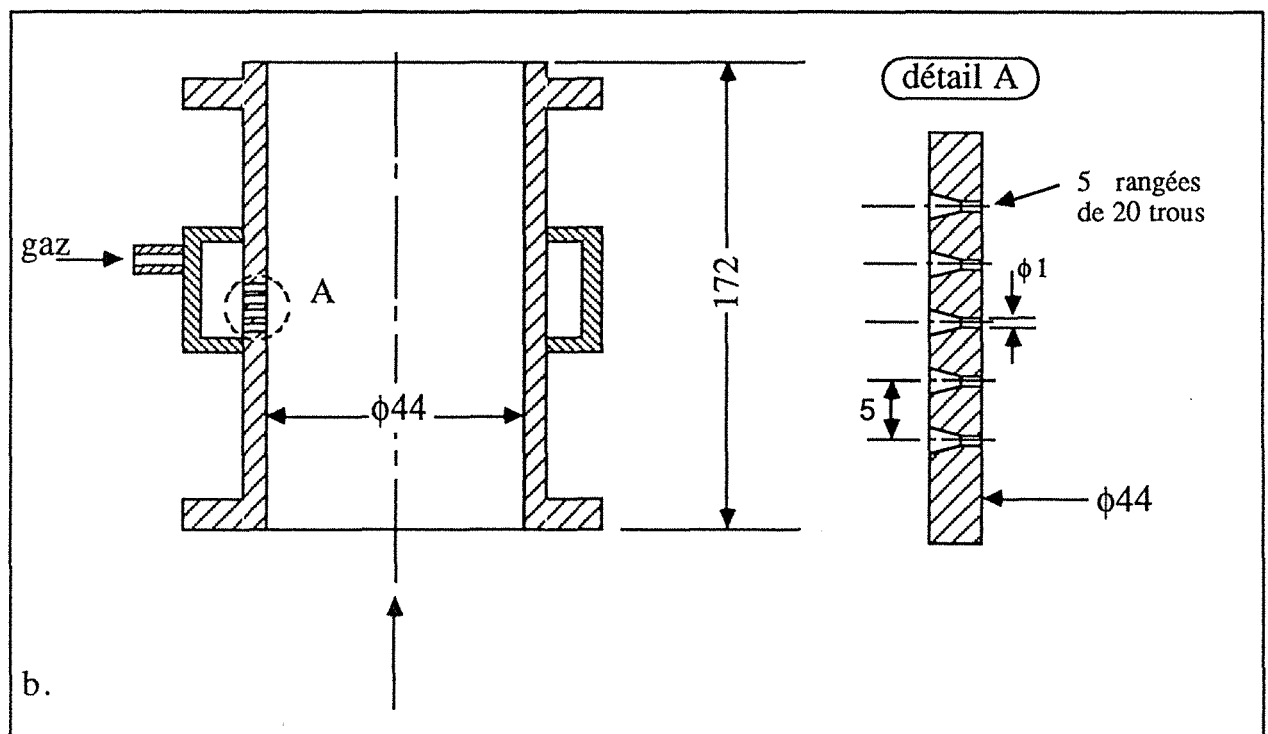
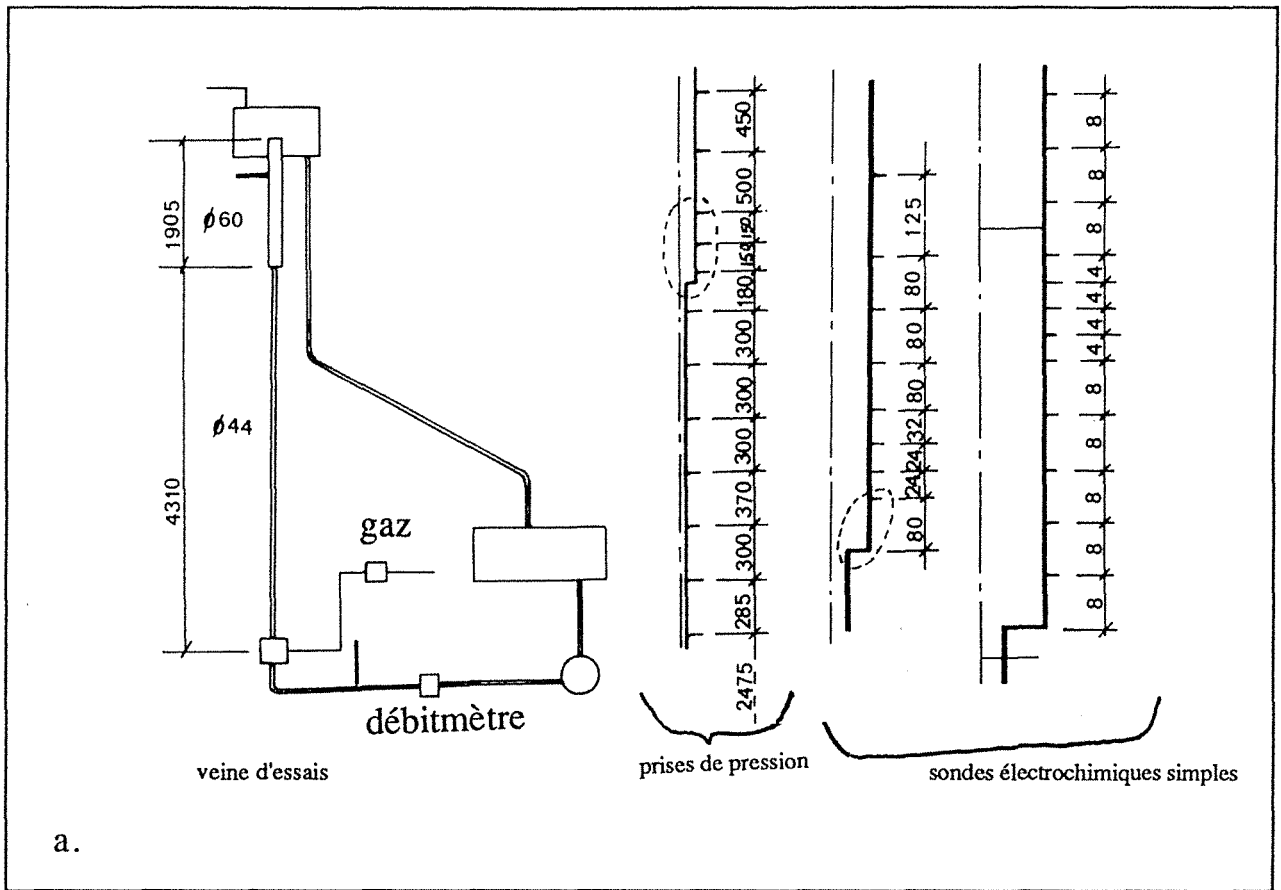


Fig. 3.1 a) Veine d'essais: élargissement 44/60mm
 b) Injecteur de gaz

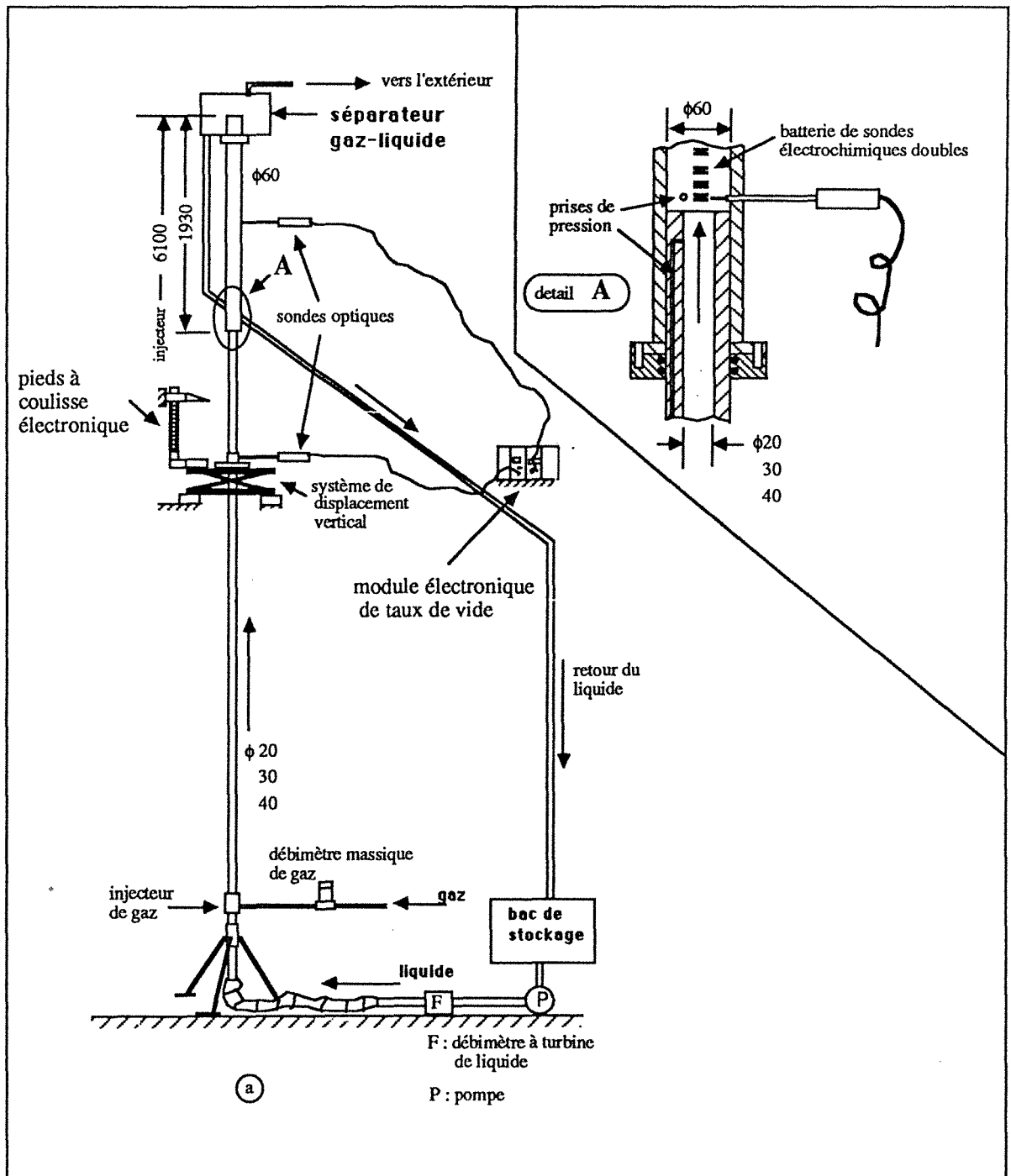


Fig. 3.2a Montage expérimental : avec trois élargissements

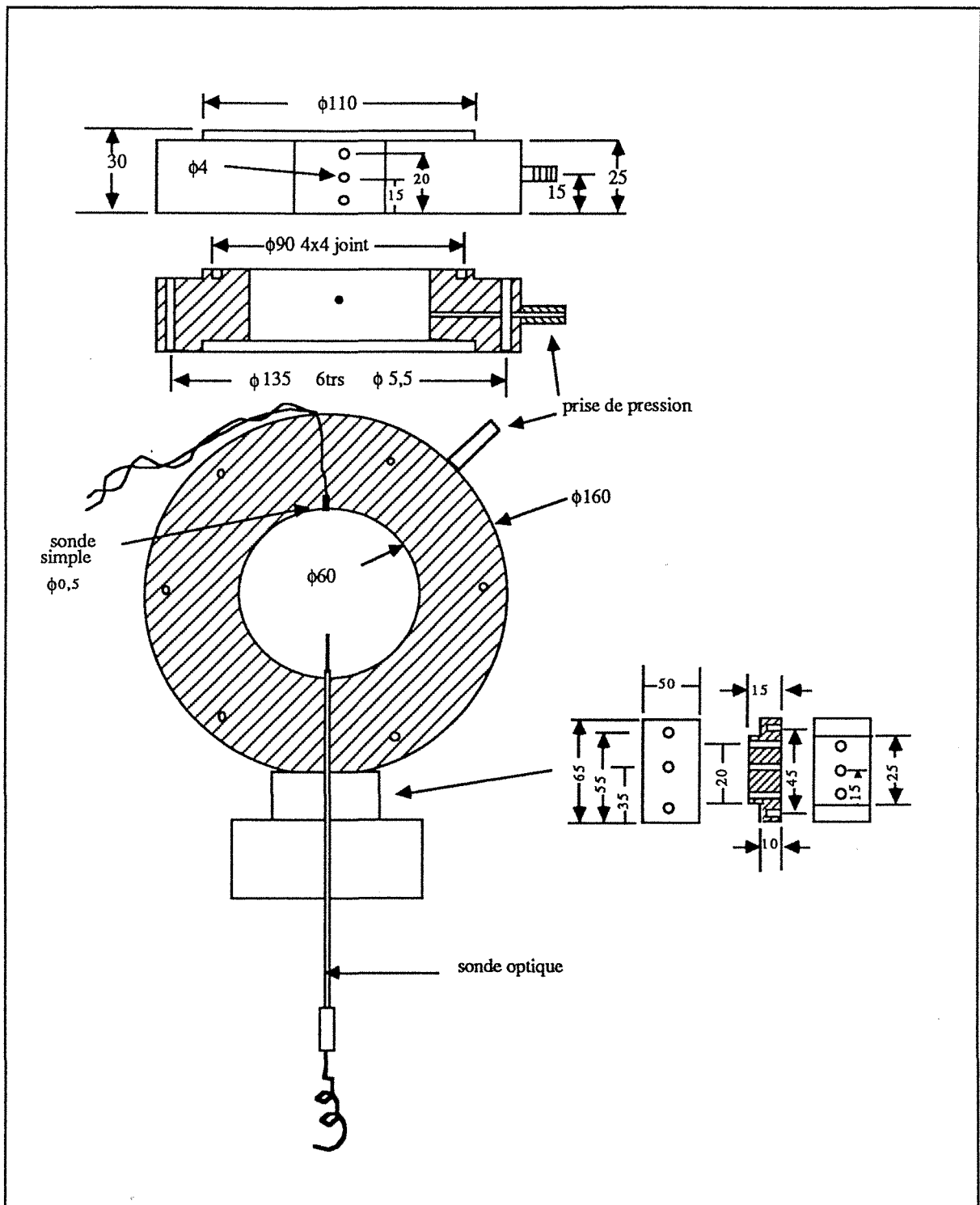
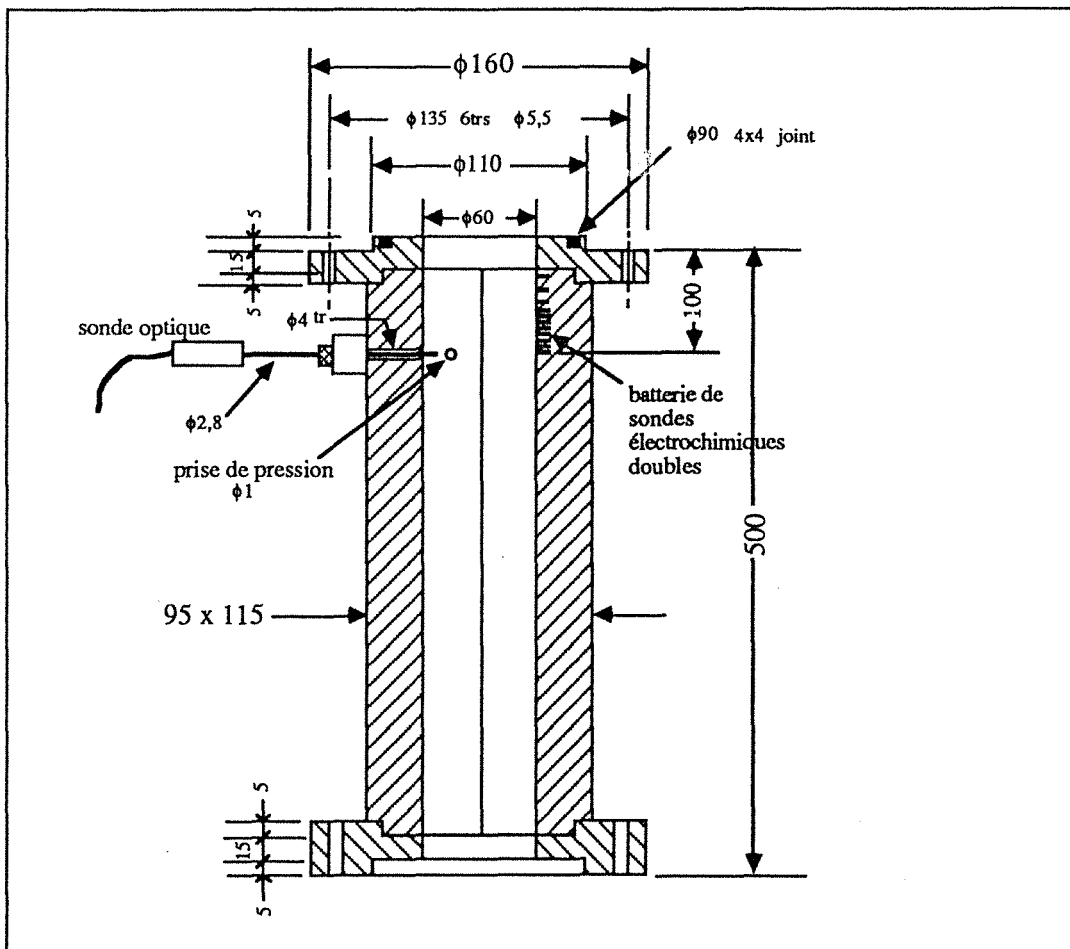
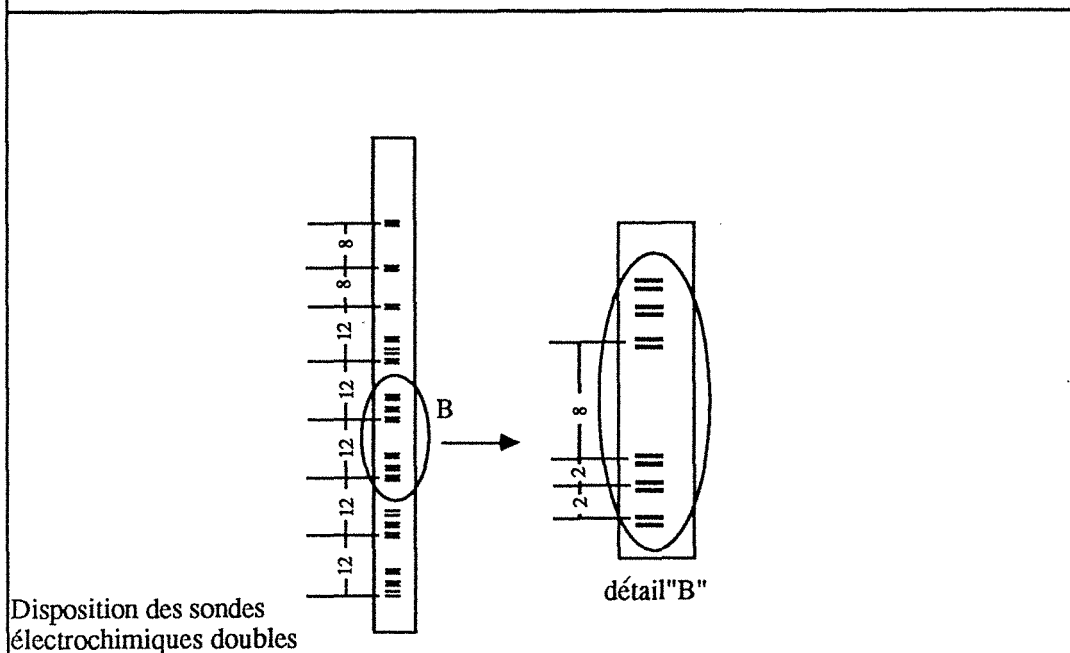


Fig. 3.2b Bride-porteuse de la sonde optique



Elément principal de mesure



Disposition des sondes électrochimiques doubles

Fig.3.2c Elément principal de mesure et disposition de sondes électrochimiques

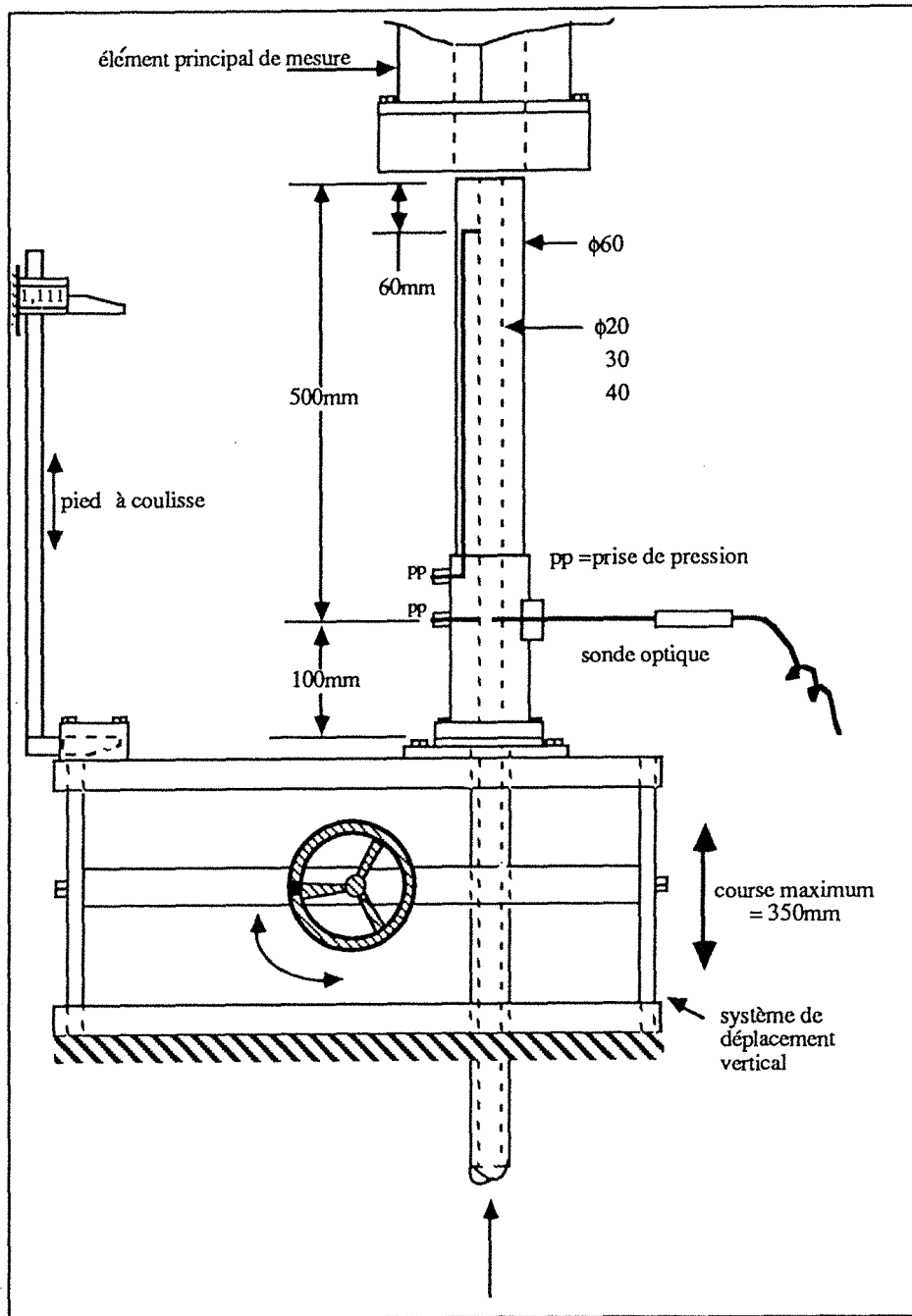


Fig.3.2d Système de déplacement vertical

C (mole m⁻³)

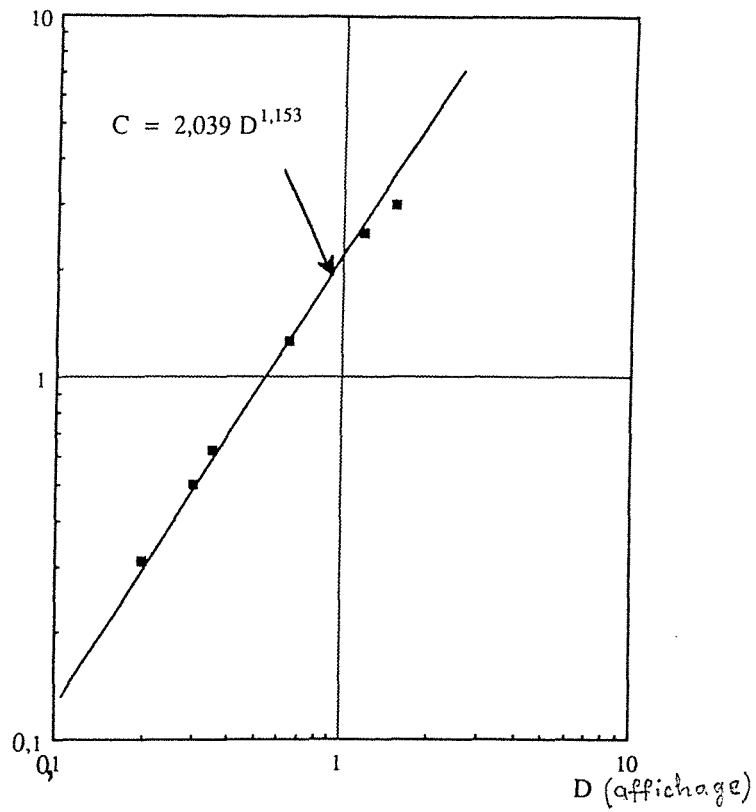


Fig.3.3a Etalonnage du spectrophotomètre (JEAN ET CONSTANT)

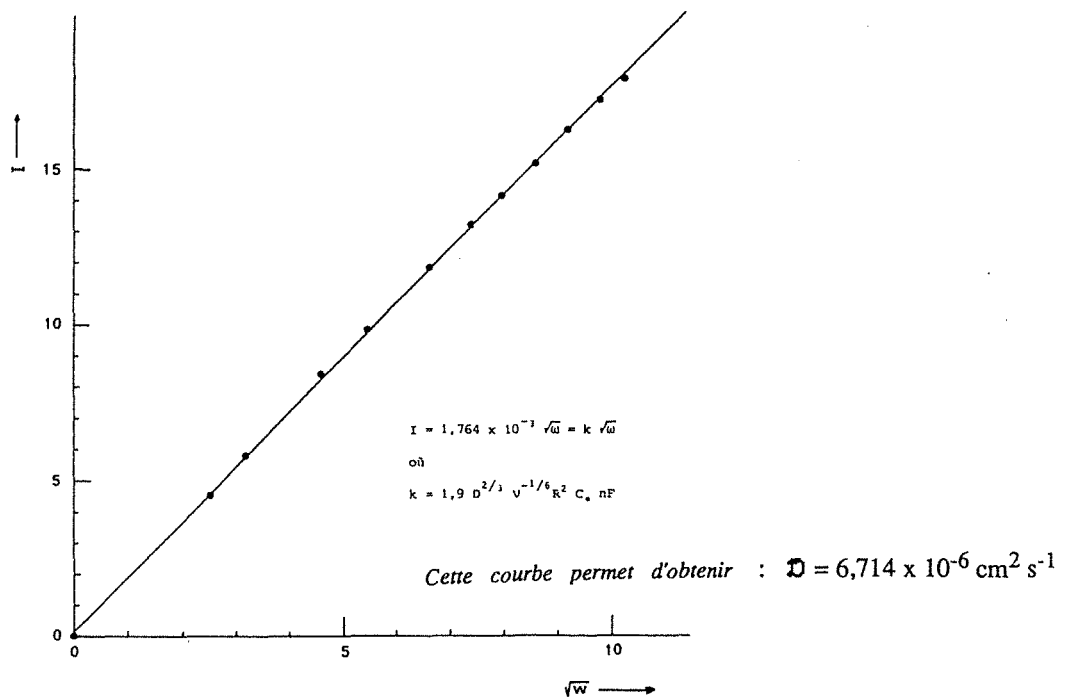


Fig.3.3b Détermination du coefficient de diffusion par la méthode du disque tournant [39]

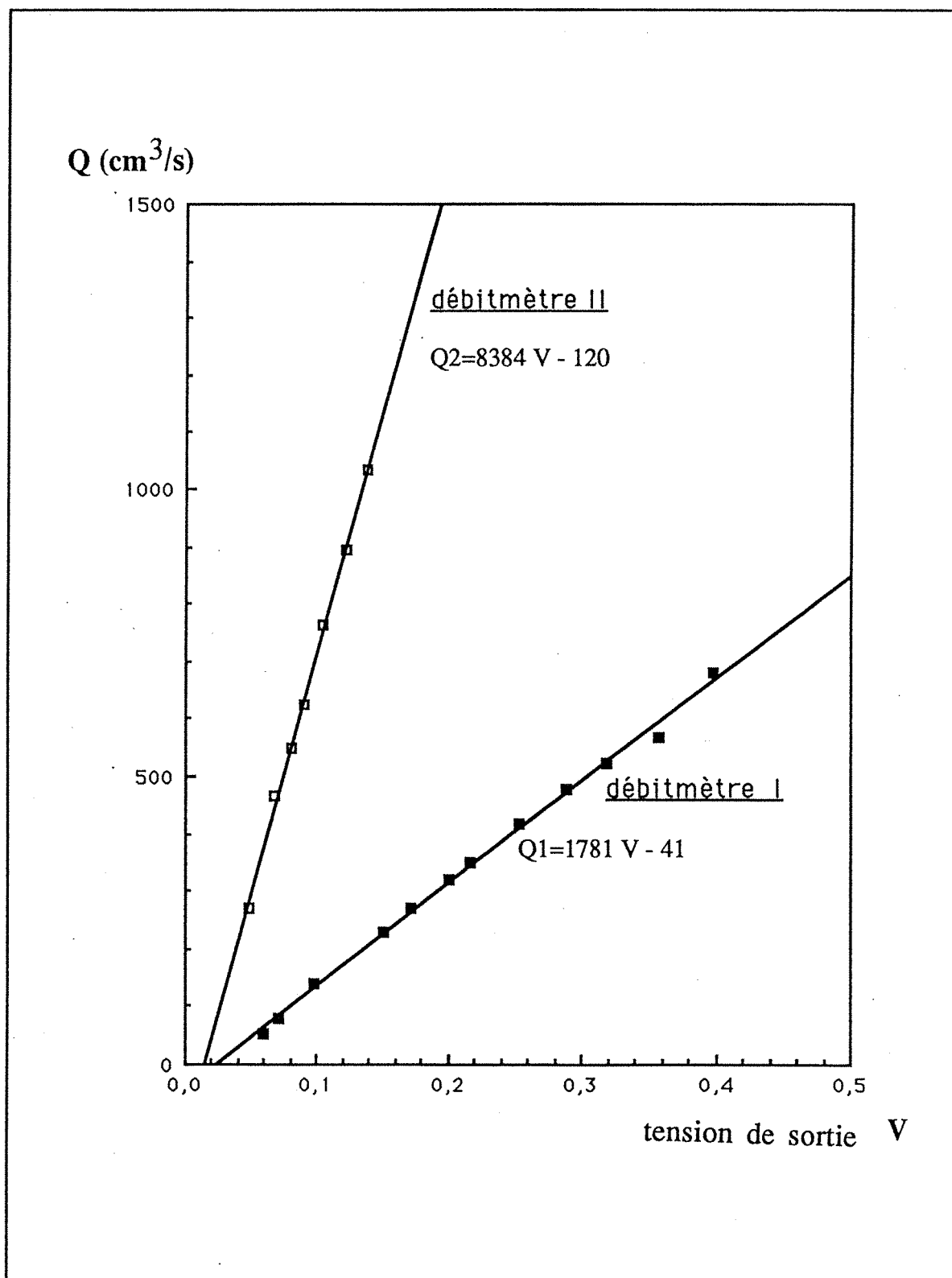


Fig.3.4 Etalonnage des débitmètres à turbines (liquide)

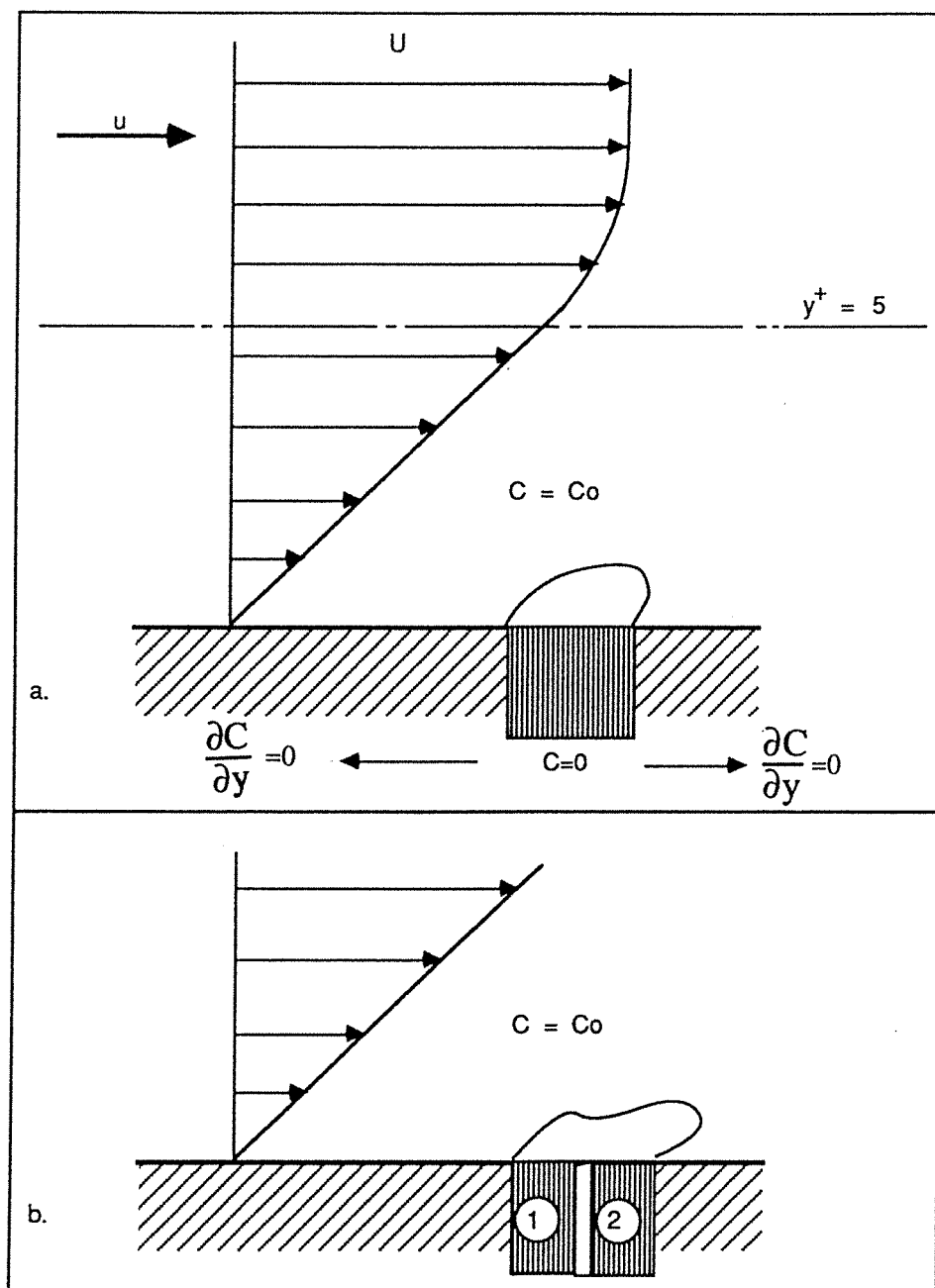


Fig. 3.5 Schéma des sondes électrochimiques en paroi:
 (a) sonde simple
 (b) sonde double

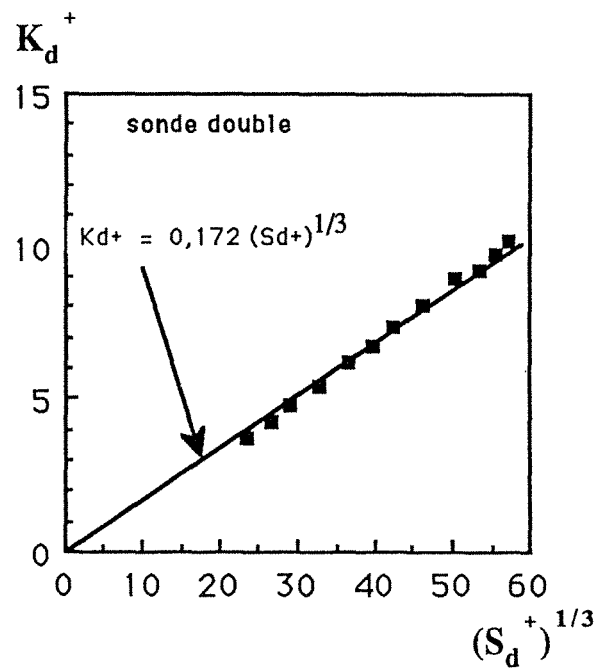
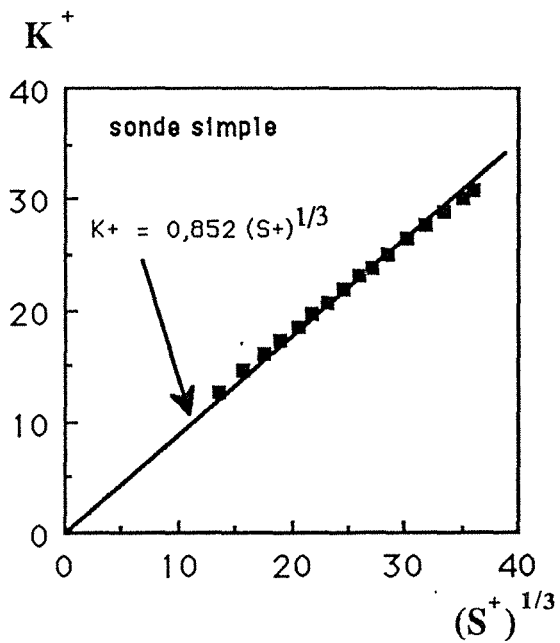
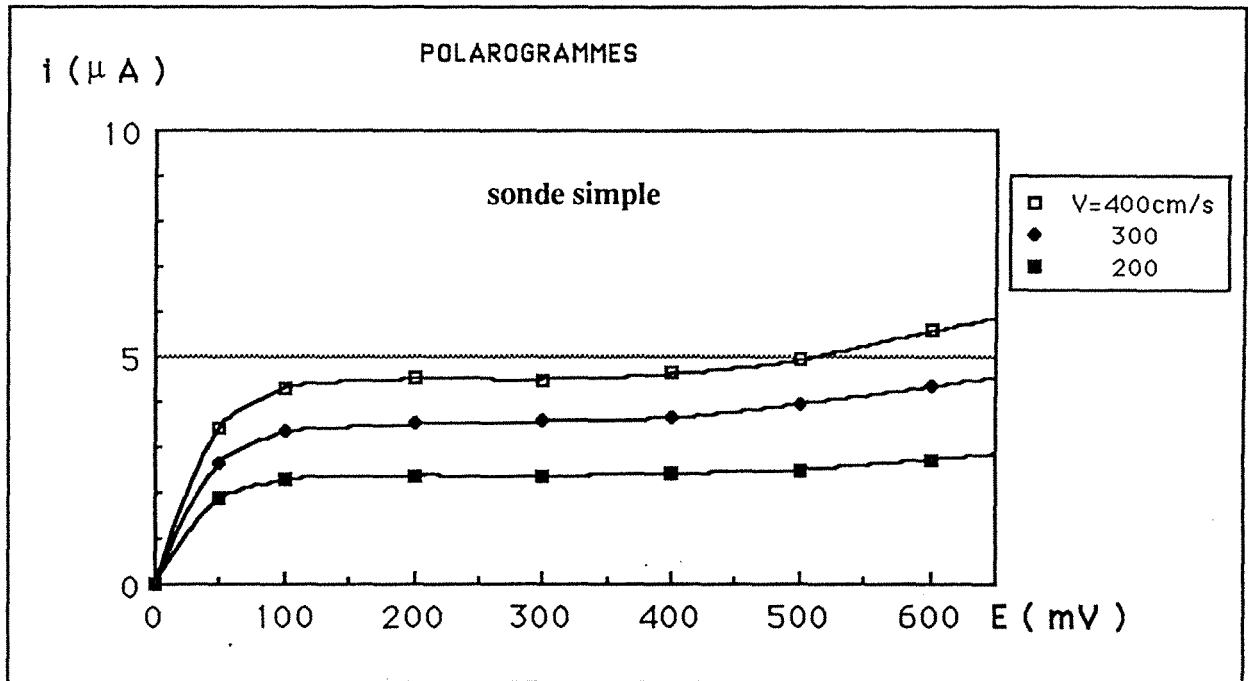


Fig.3.6 (a) Polarogrammes des sondes électrochimiques simples
 (b) Etalonnages des sondes simples et doubles

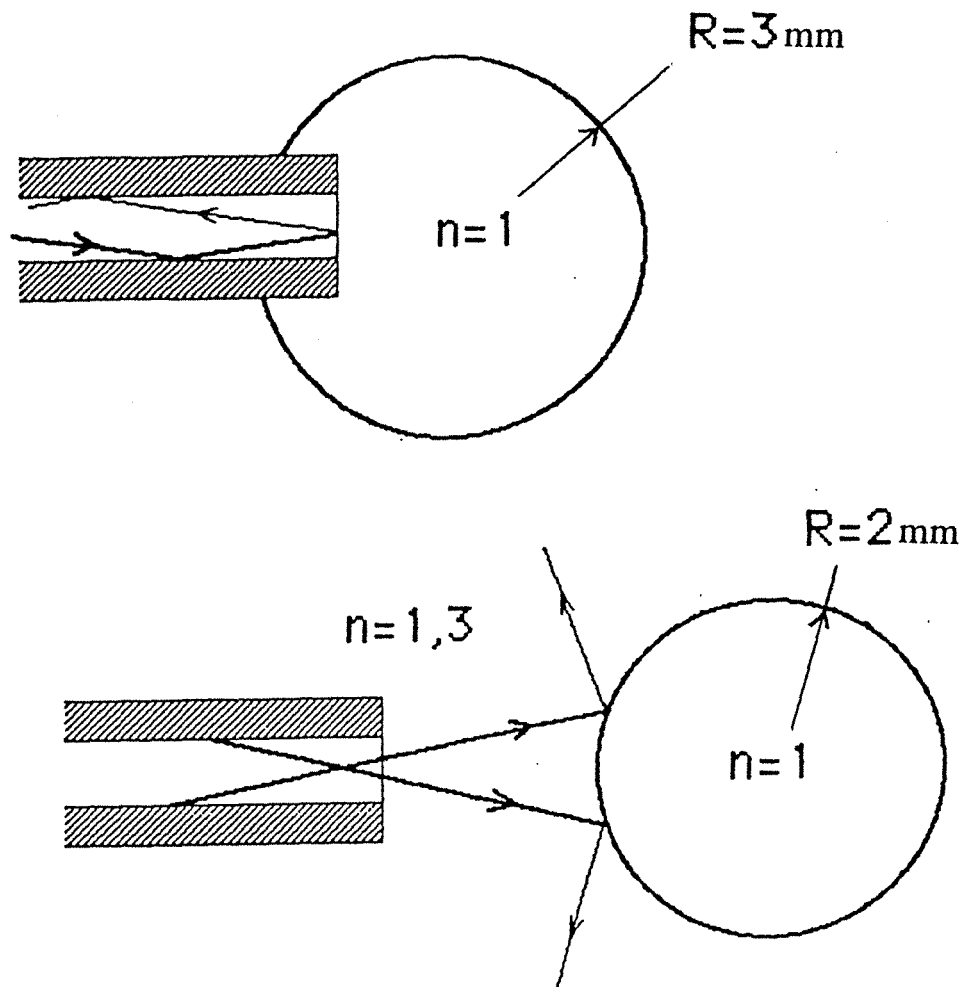
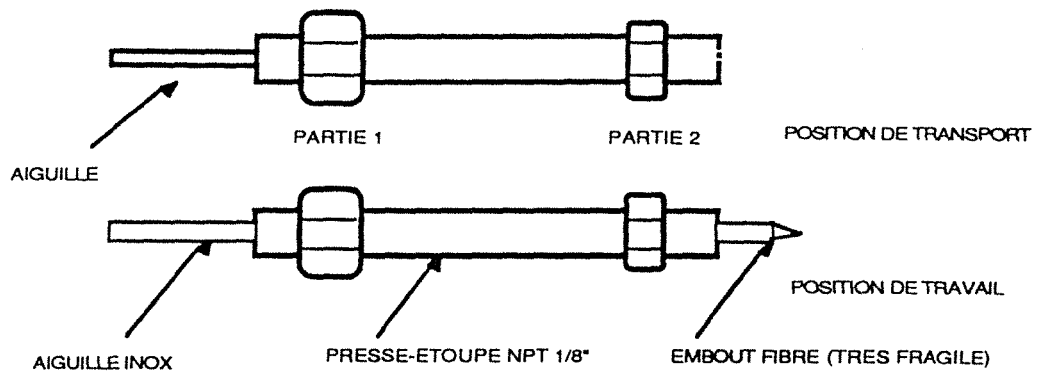


Fig.3.7 Principe de fonctionnement du fibre optique: variation du coefficient de réflexion en fonction du milieu présent en bout de fibre[53]

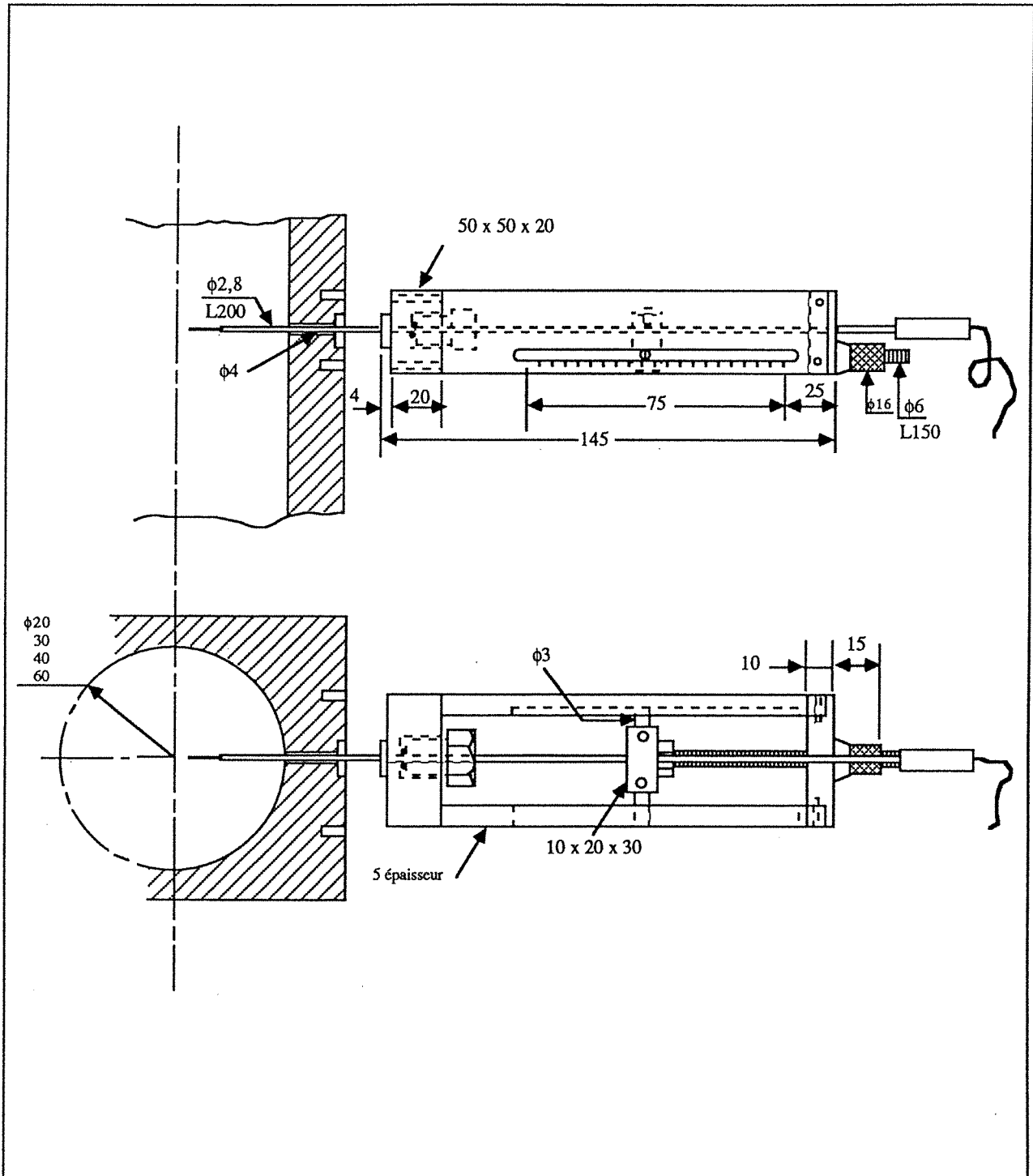
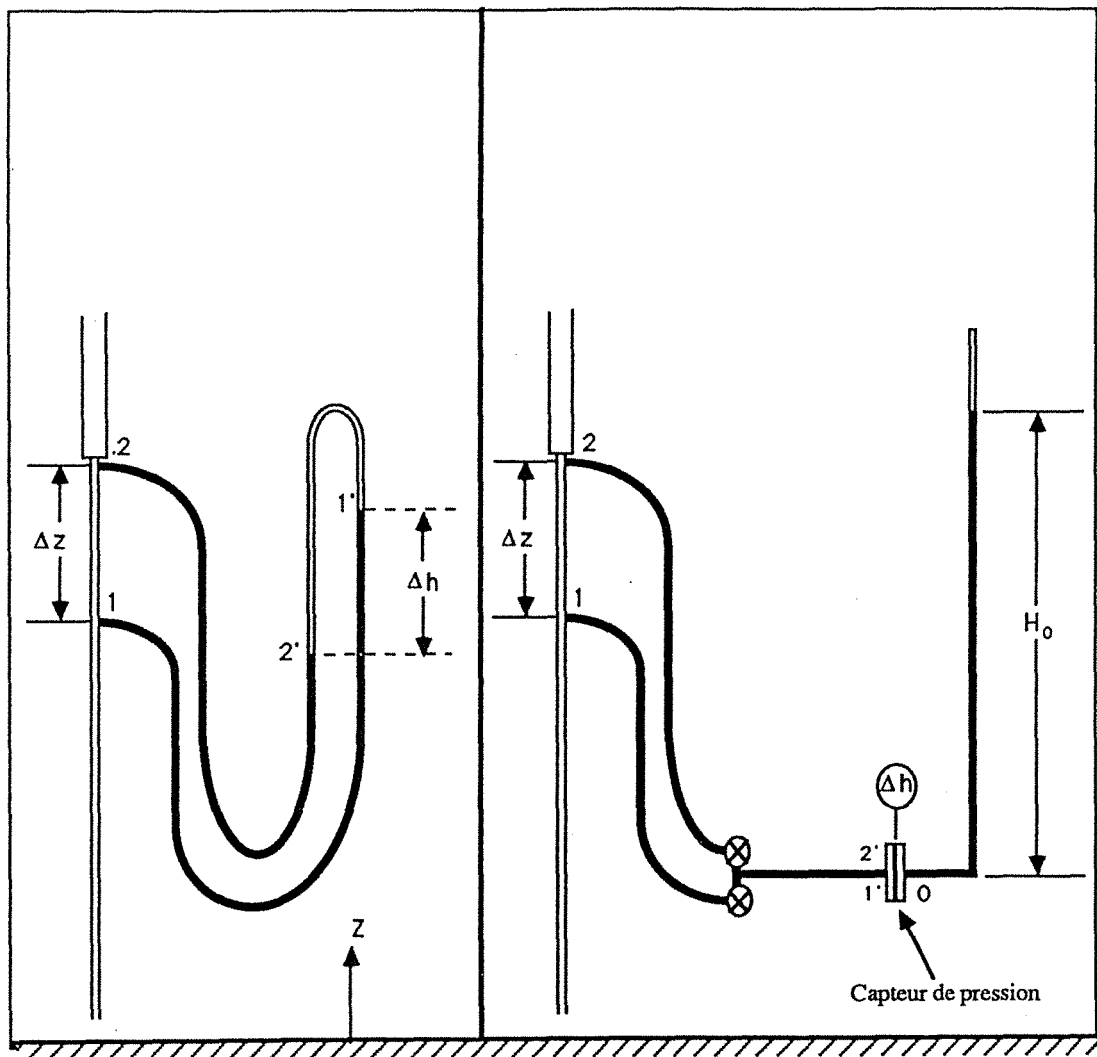


Fig. 3.8 Dispositif de déplacement de la sonde optique



a. manomètre en U

b. capteur de pression

Fig.3.9 Dispositif de mesure de pression

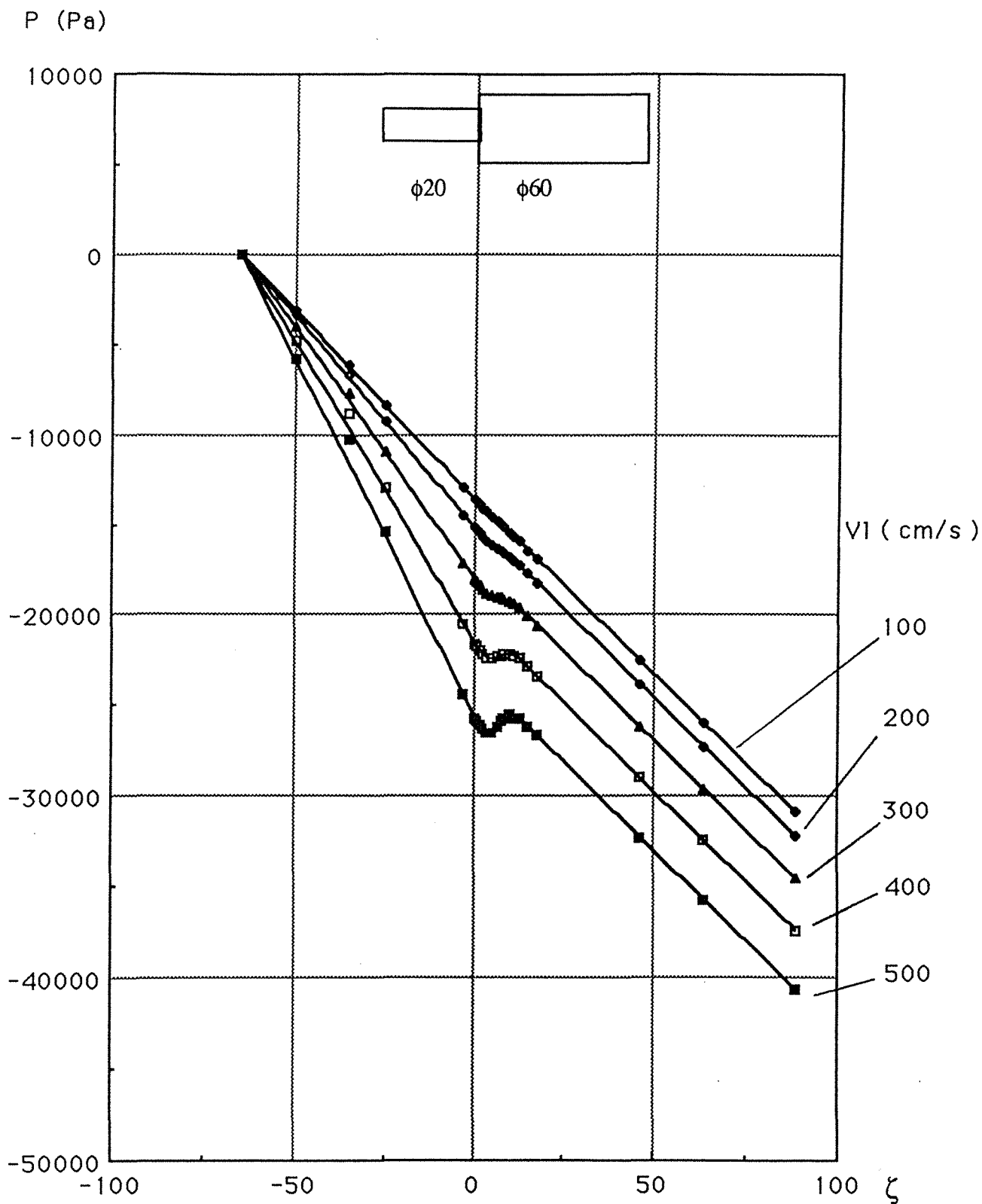


Fig. 4.1 Evolution de la pression avec l'abscisse réduite ζ en écoulement monophasique dans l'élargissement $\phi 20/60\text{mm}$

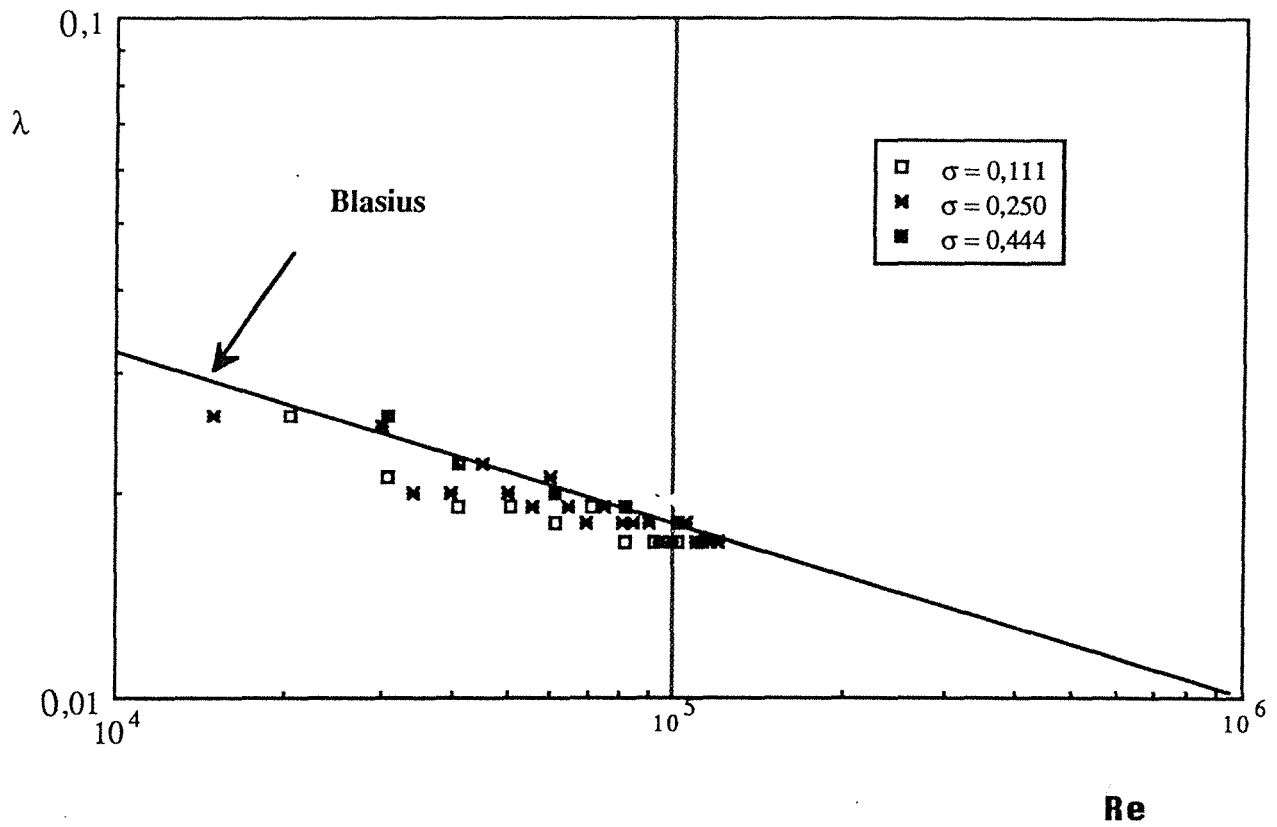
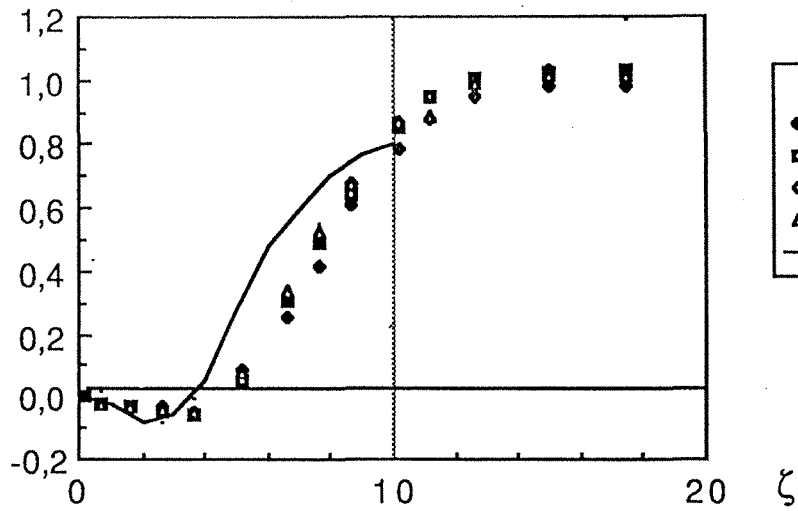
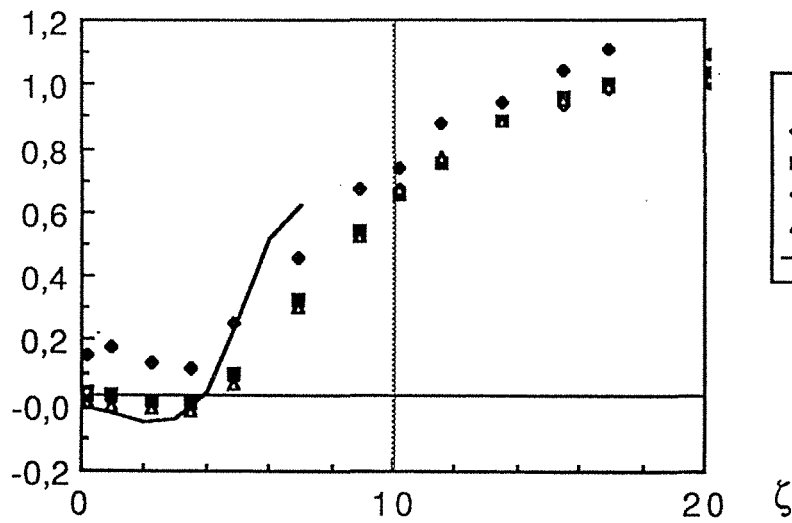


Fig. 4.2 Comparaison du coefficient de chute de pression régulière λ mesuré dans les conduites^{en} amont des élargissements : $\sigma = 0,111$; $0,250$; $0,444$ à la formule de Blasius lors d'un écoulement monophasique.

$\Delta P(\text{locale})/\Delta P_{BC}$



$\Delta P(\text{locale})/\Delta P_{BC}$



$\Delta P(\text{locale})/\Delta P_{BC}$

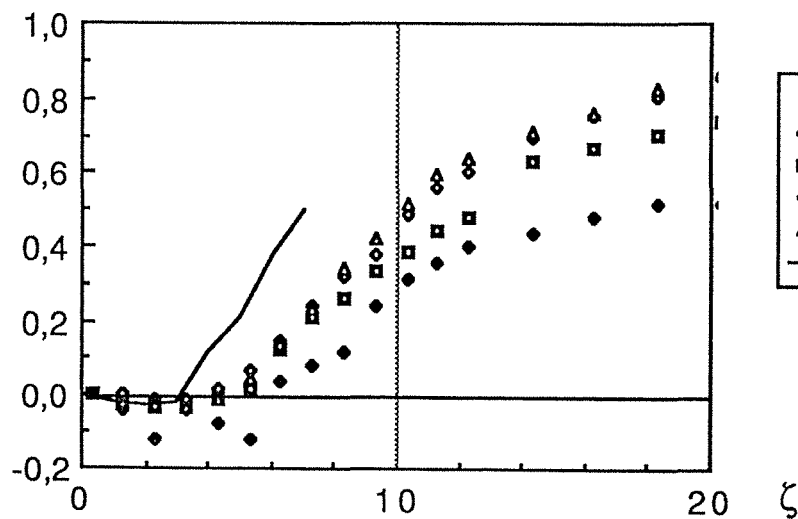


Fig. 4.3 Evolution du rapport $\Delta P(\text{locale})/\Delta P_{BC}$ en écoulement monophasique dans les élargissements: (a) $\sigma = 0,111$ (b) $\sigma = 0,250$ (c) $\sigma = 0,444$

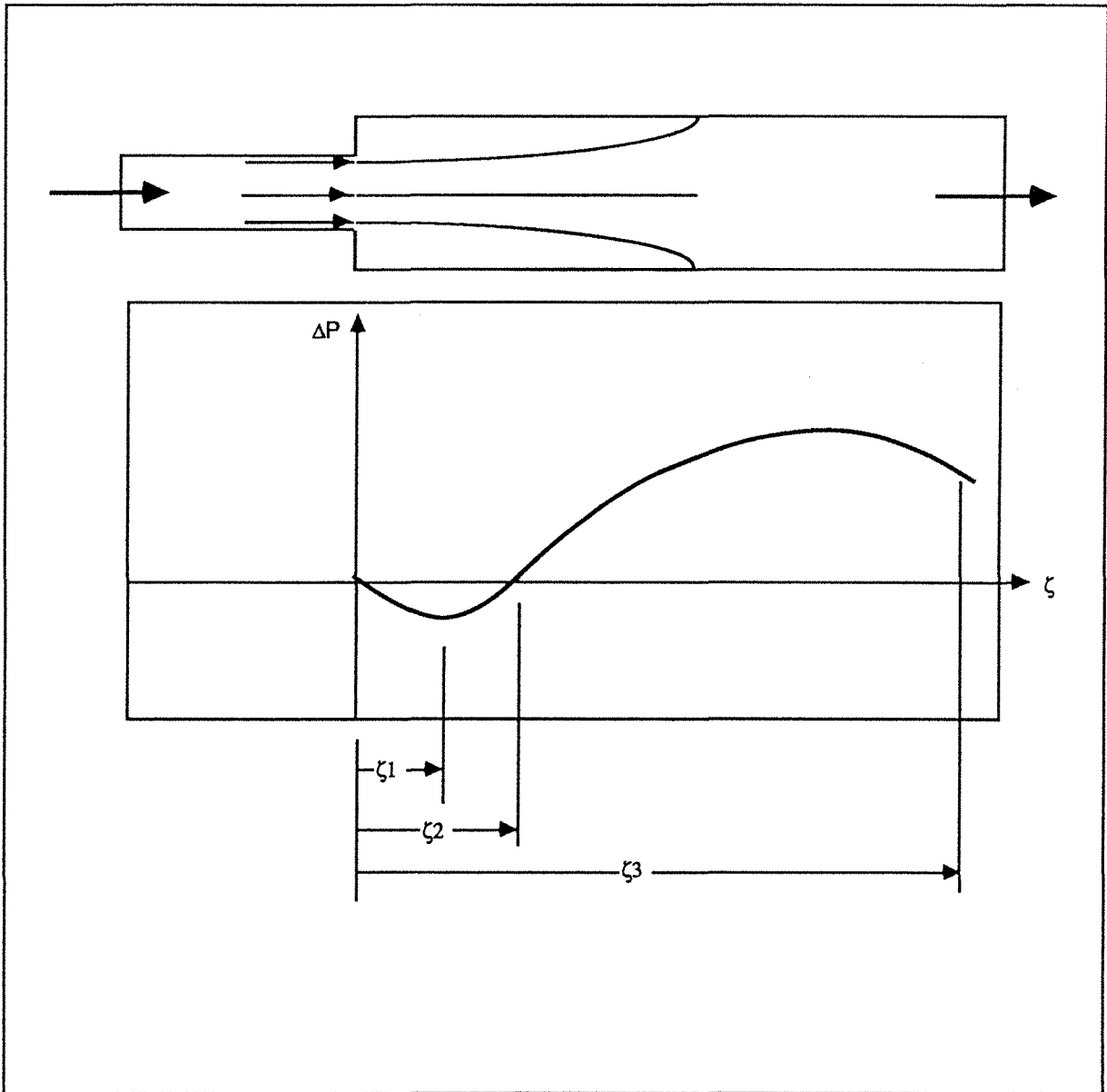


Fig. 4.4 Longueurs caractéristiques selon la pression axiale

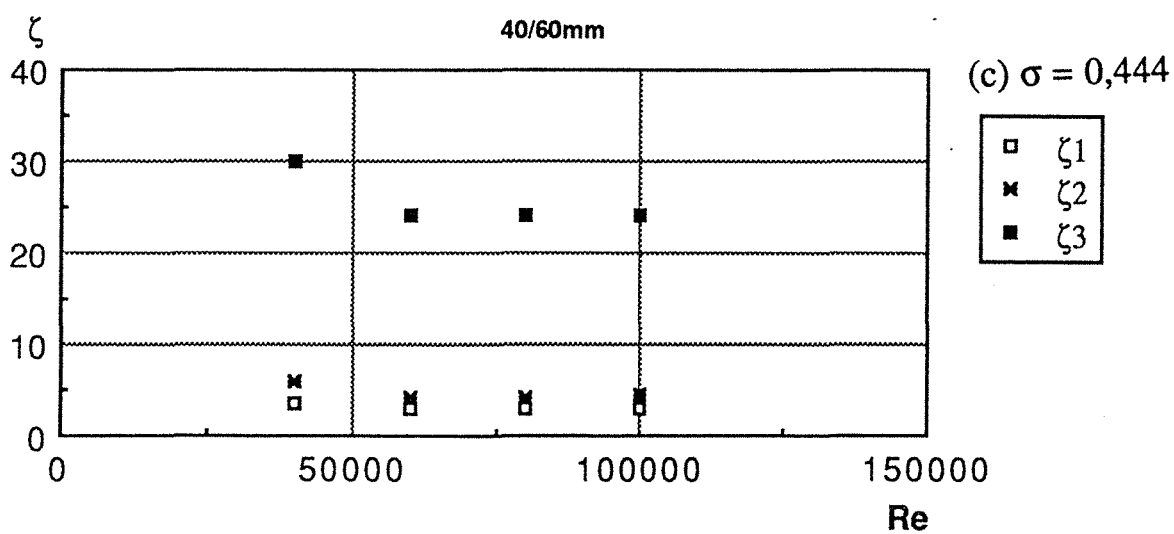
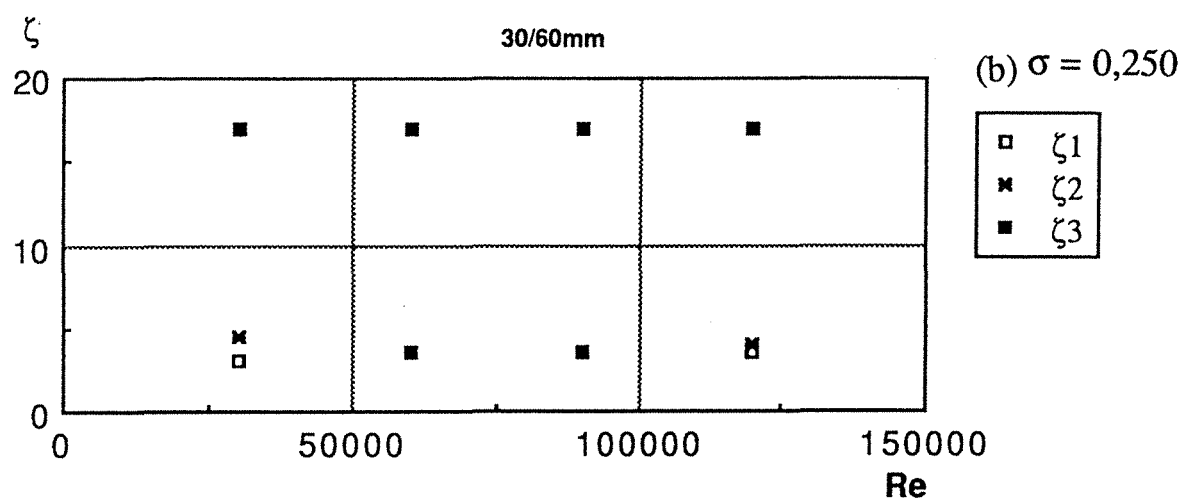
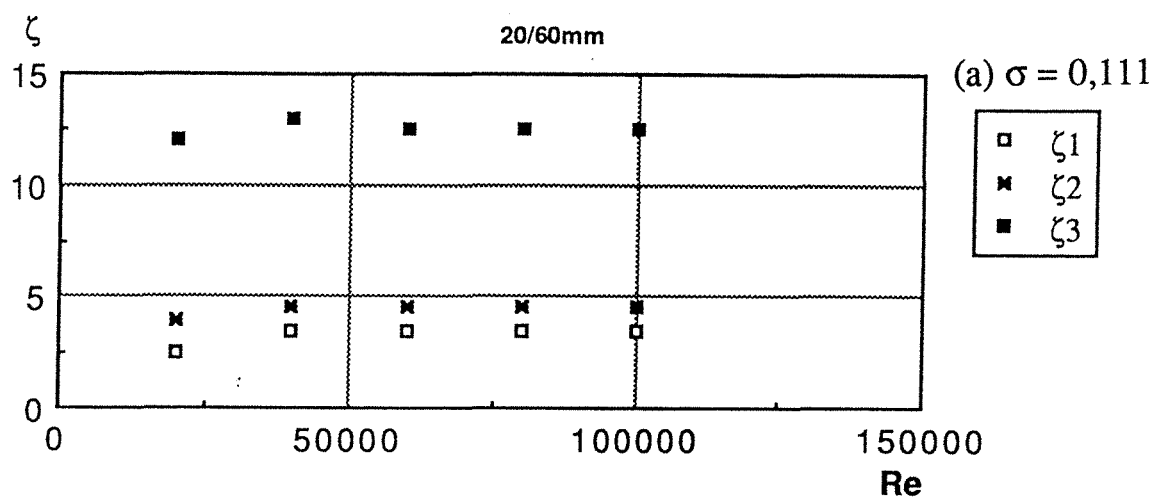


Fig. 4.5 Longueurs caractéristiques d'après les mesures de pression en écoulement monophasique dans les élargissements: (a) $\sigma = 0,111$ (b) $\sigma = 0,250$ (c) $\sigma = 0,444$

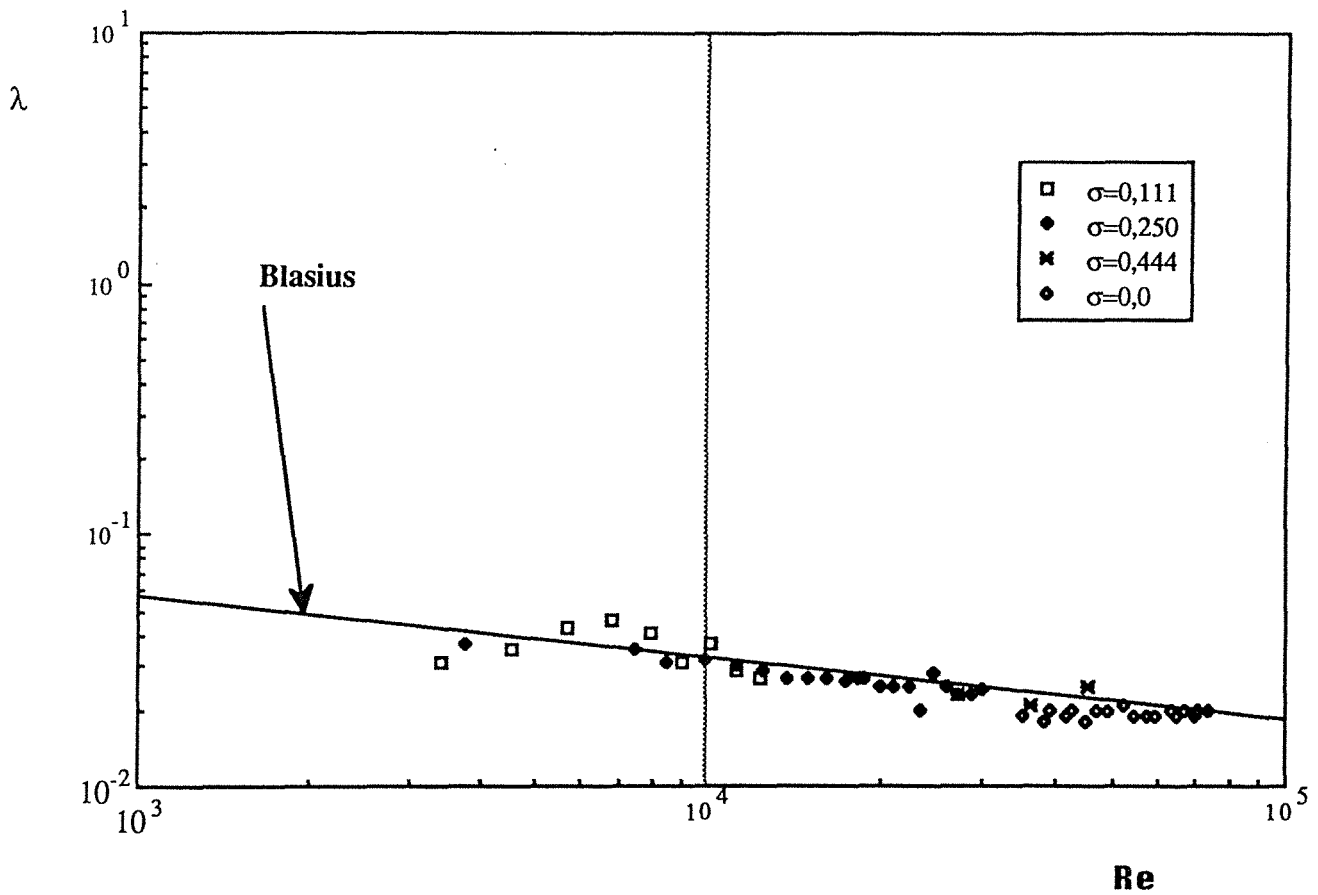


Fig. 4.6 Comparaison du coefficient de chute de pression régulière λ mesuré dans la conduite $\phi 60\text{mm}$ en absence d'un élargissement ainsi qu'en aval des élargissements: $\sigma = 0,111$; $\sigma = 0,250$; $\sigma = 0,444$ à la formule de Blasius lors d'un écoulement monophasique

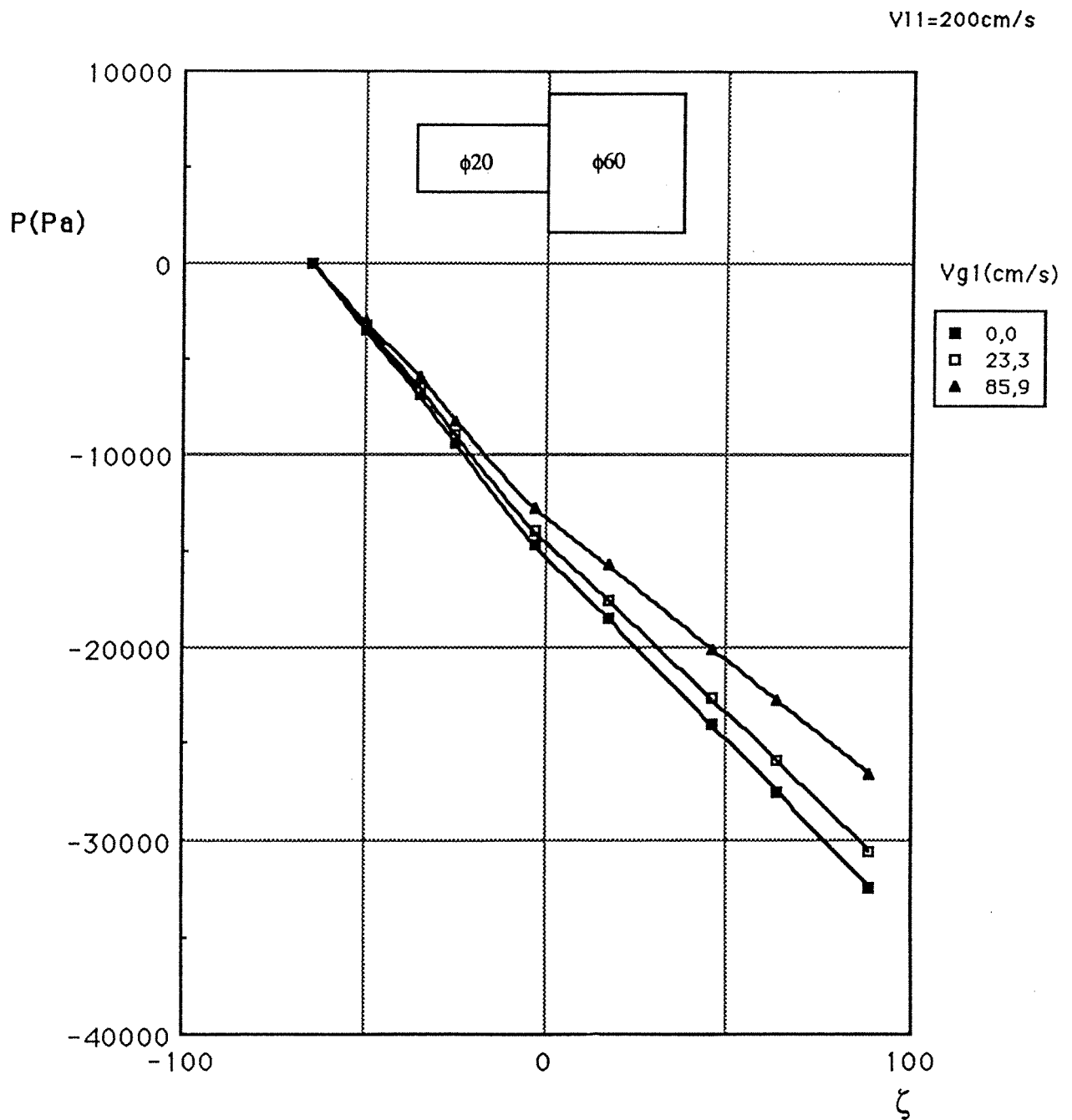


Fig. 4.7 Evolution de la pression avec l'abscisse réduite ζ en écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 20/60$ mm: $V_{11} = 200$ cm/s

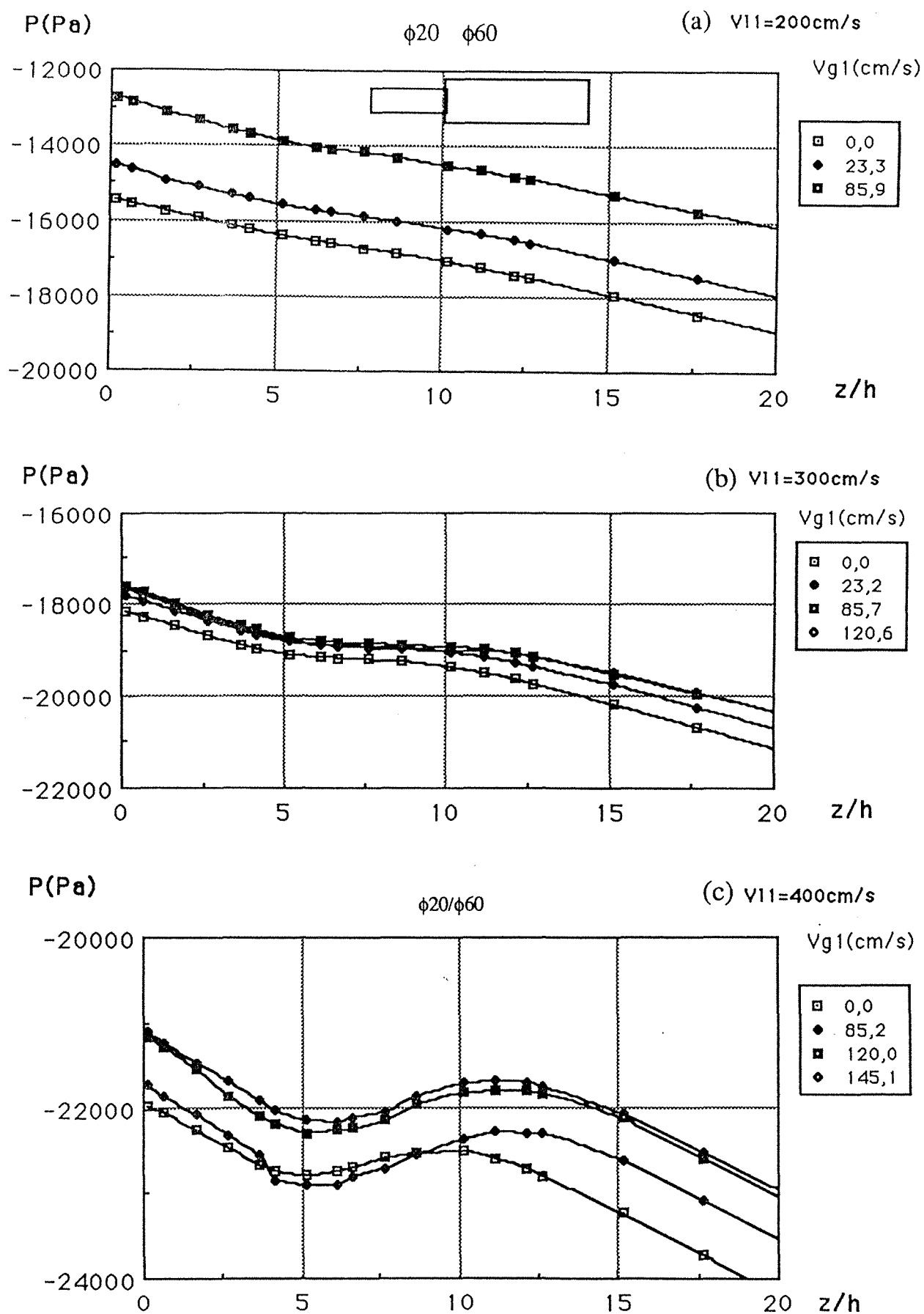


Fig. 4.8 Evolution de la pression avec l'abscisse réduite ζ en écoulement diphasique dans le voisinage immédiat de l'élargissement $\phi_{20}/\phi_{60}\text{mm}$: (a) $V_{l1} = 200$ (b) $V_{l1} = 300$ (c) $V_{l1} = 400$ cm/s

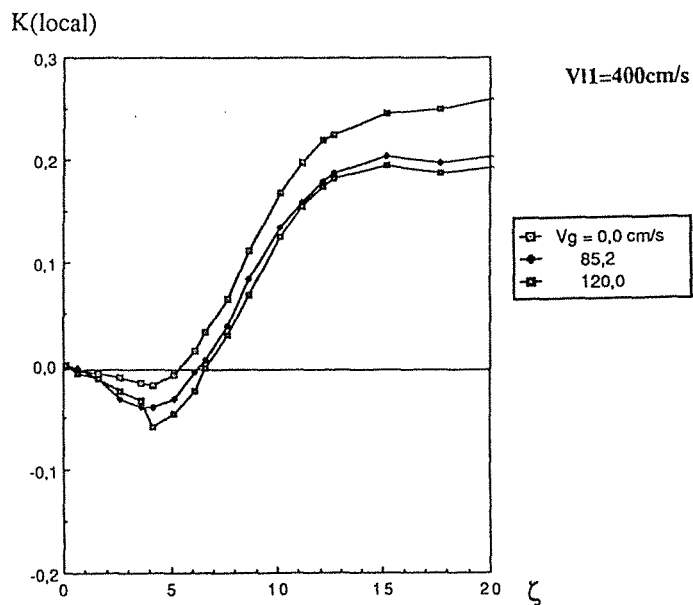
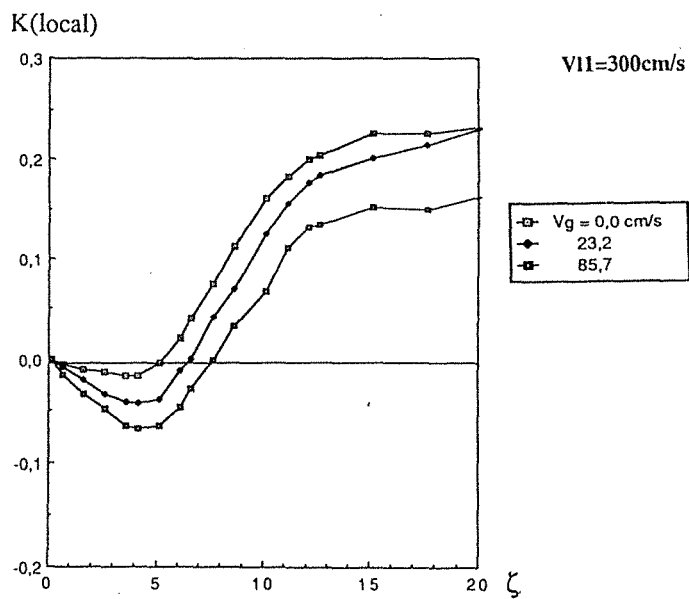
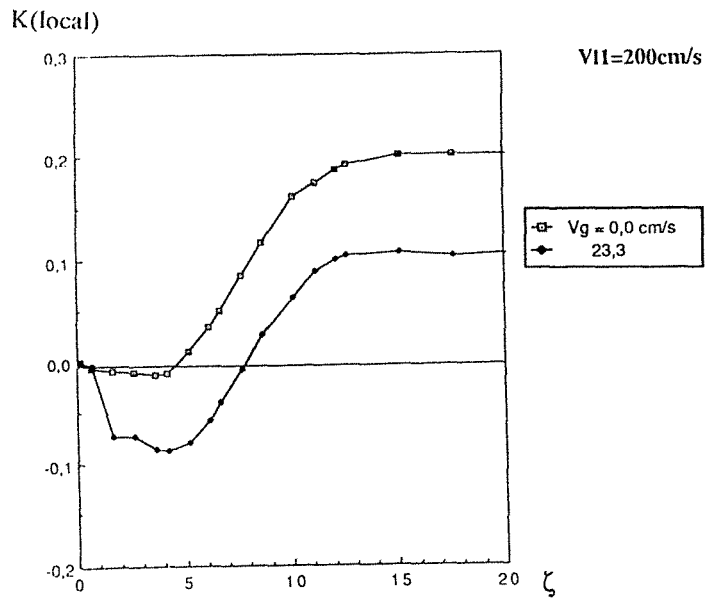


Fig. 4.9 Evolution du coefficient local de la chute de pression en écoulement diphasique dans le voisinage immédiat de l'élargissement $\phi_{20/60}$ mm pour $V_{l1} = 200$ cm/s 300 cm/s 400 cm/s

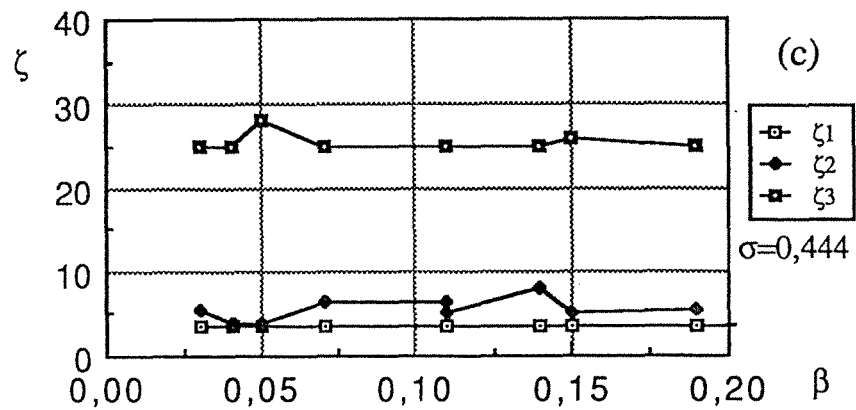
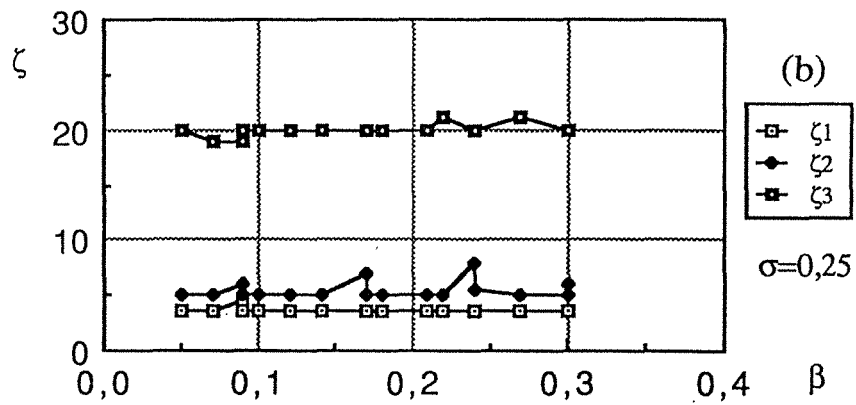
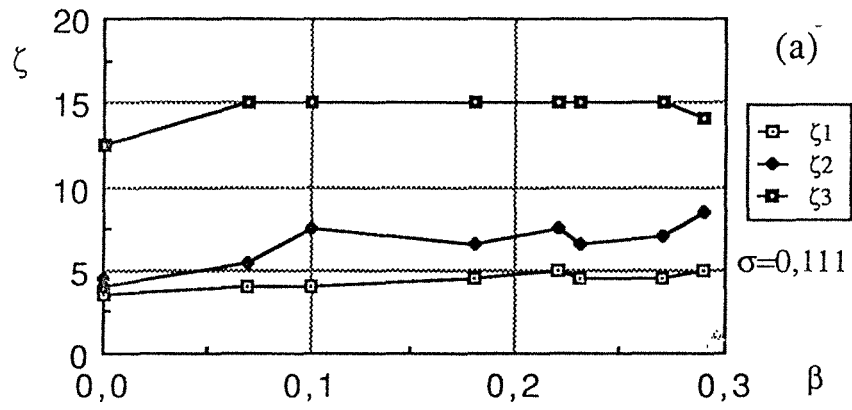


Fig. 4.10 Longueurs caractéristiques d'après les mesures de pression en écoulement diphasique dans les élargissements: (a) $\sigma = 0,111$
 (b) $\sigma = 0,250$ (c) $\sigma = 0,444$

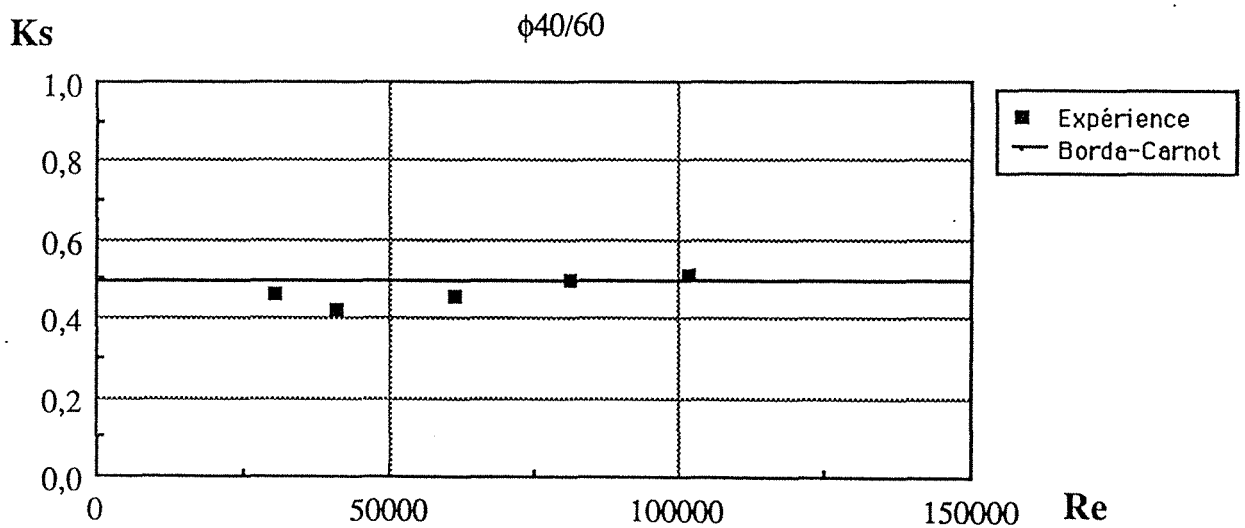
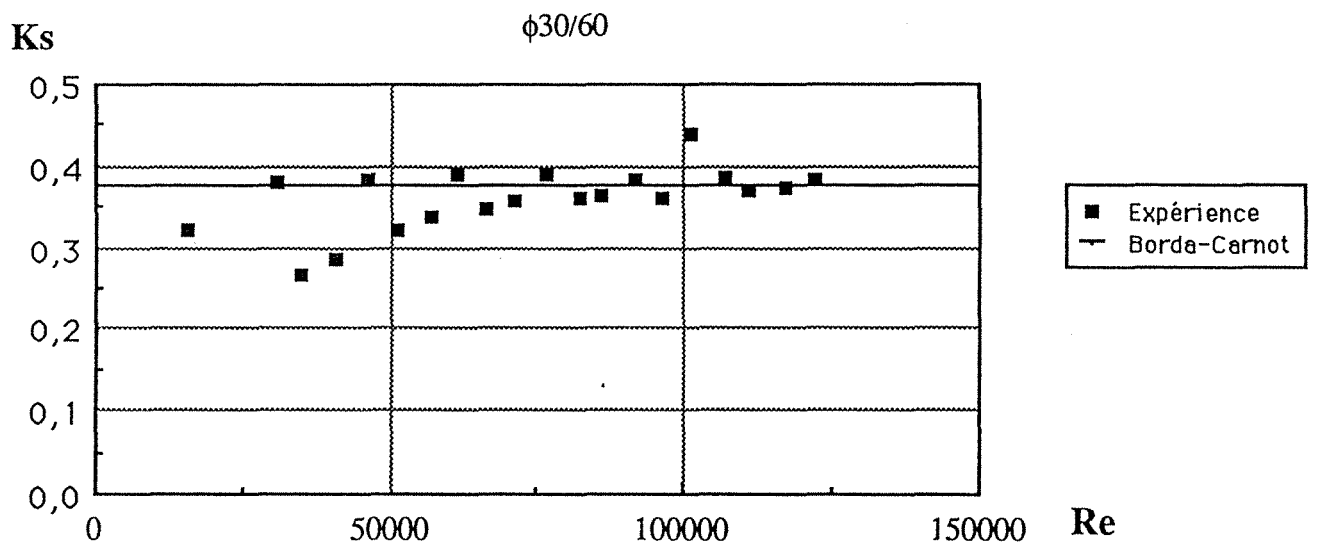
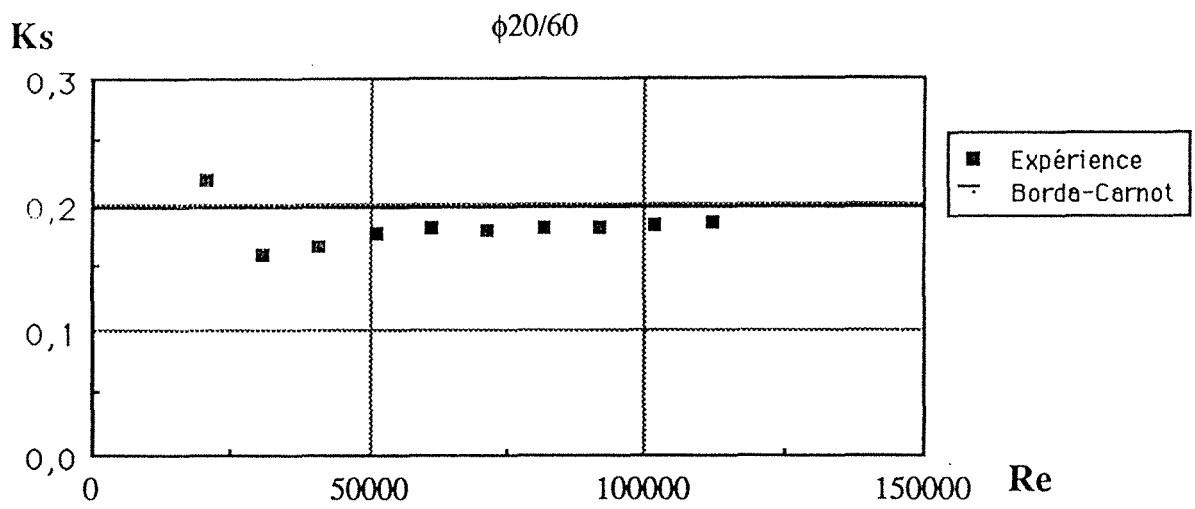


Fig. 4.11 Comparaison des mesures du coefficient de la chute de pression singulière K_s en écoulement monophasique à la formule de Borda-Carnot dans les élargissements: (a) $\sigma=0,111$ (b) $\sigma=0,250$ (c) $\sigma=0,444$

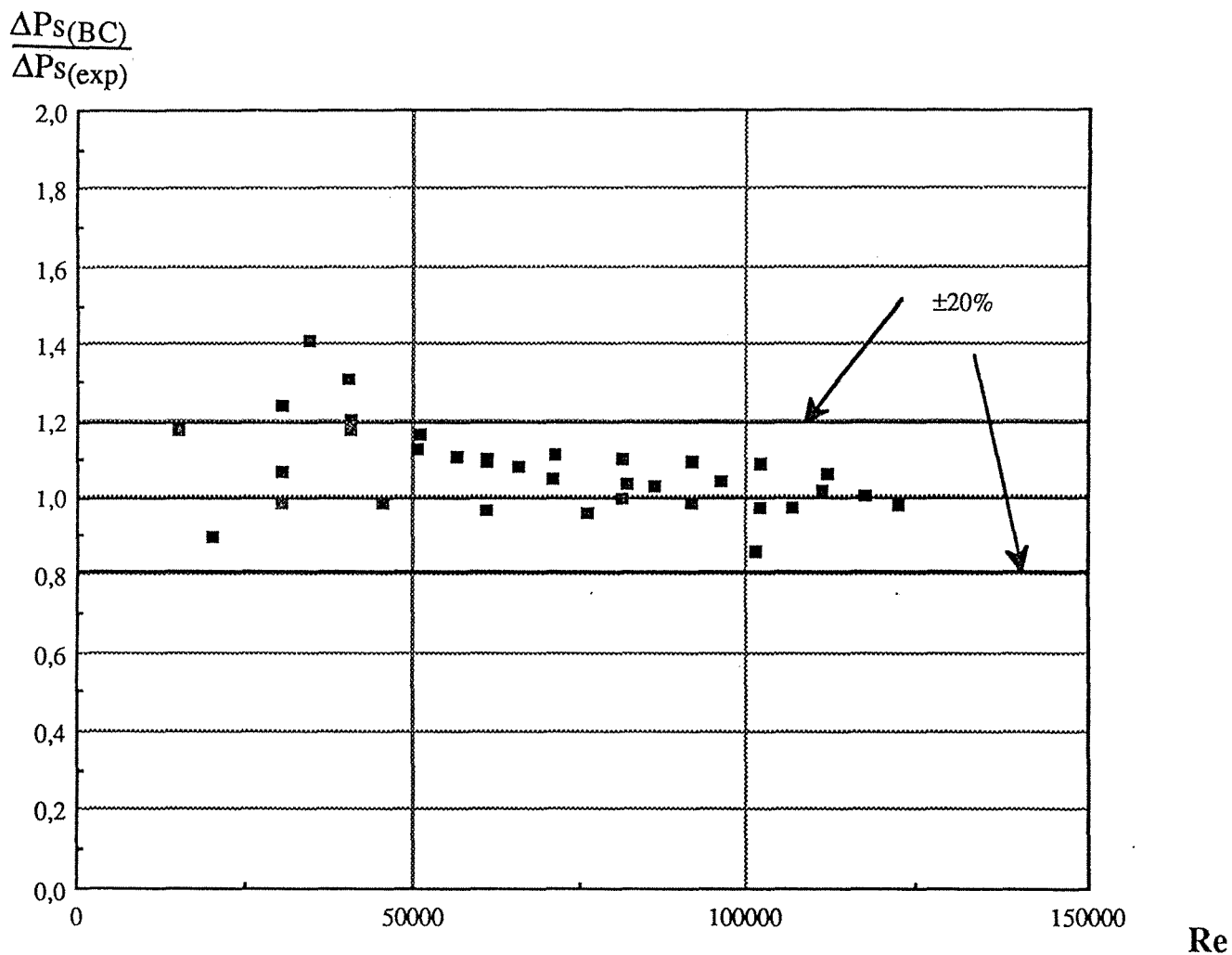


Fig. 4.11d Rapport de la chute de pression calculée à celle mesurée: $\frac{\Delta P_s(BC)}{\Delta P_s(exp)}$
 en écoulement monophasique dans trois élargissements $\sigma=0,111$;
 0,250 et 0,444

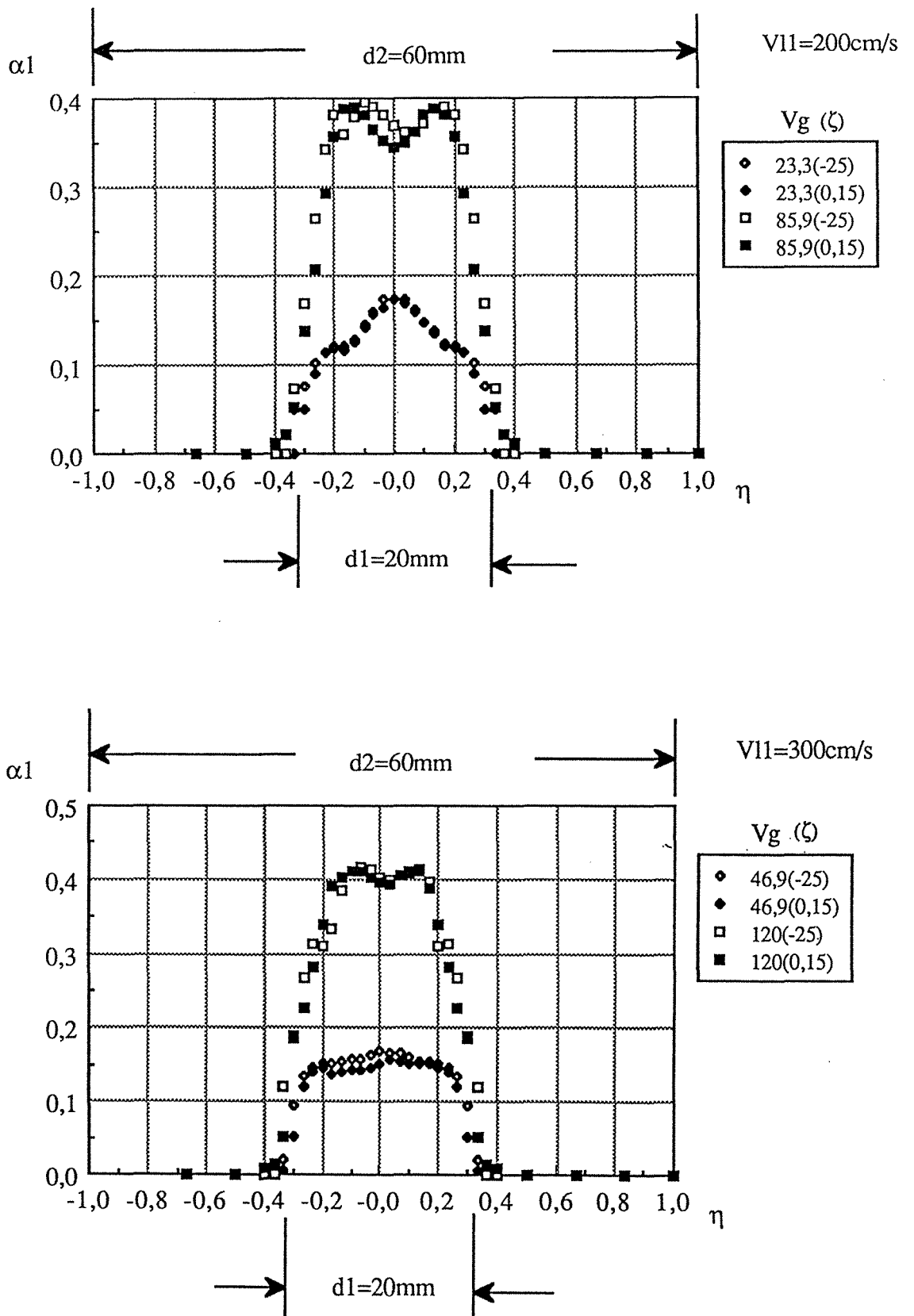


Fig.4.12 Symétrie du profil du taux de vide et comparaison des mesures en amont $\zeta = -25$ et en aval immédiat ($\zeta = 0,15$) de l'élargissement $\phi 20/60\text{mm}$.

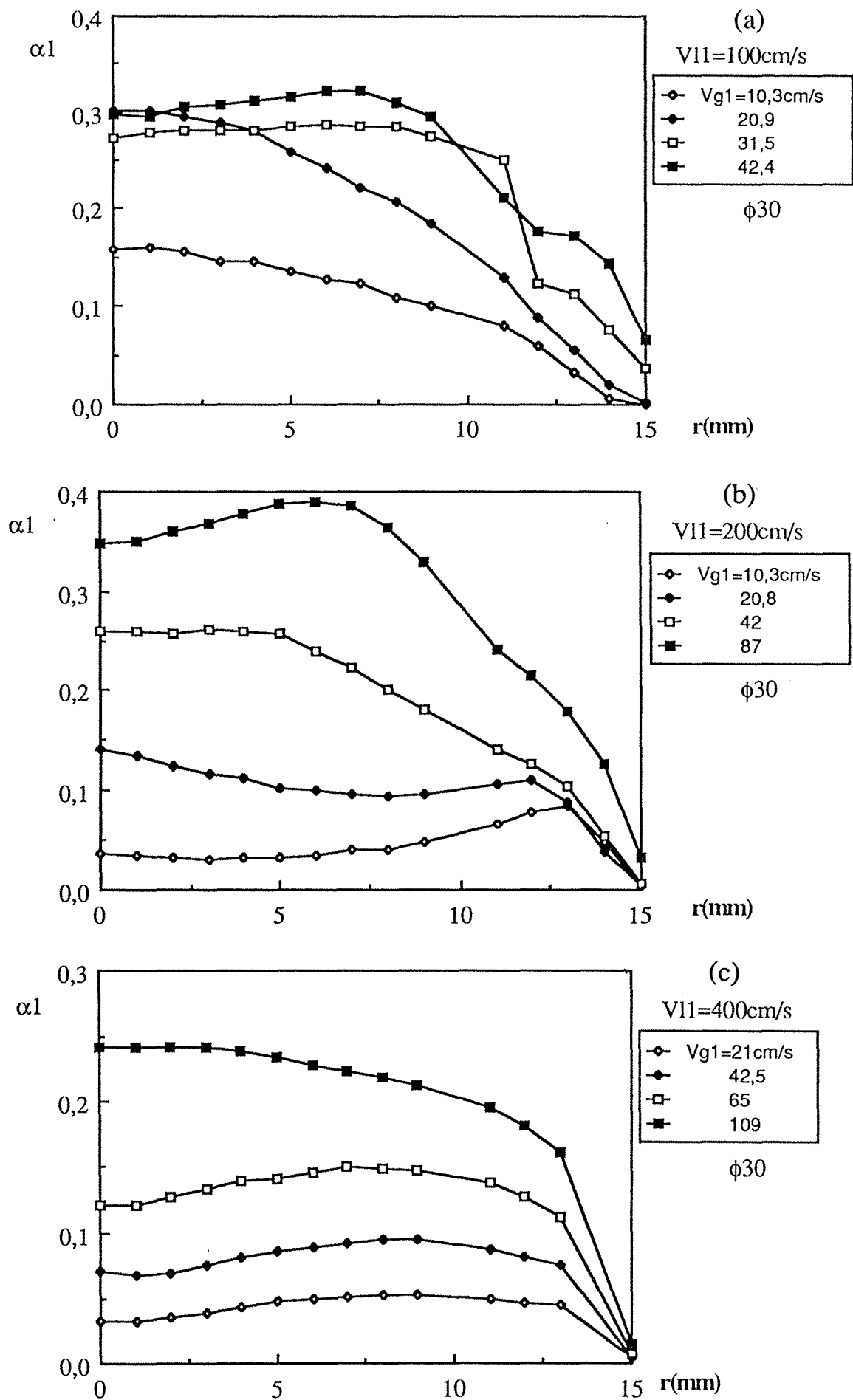
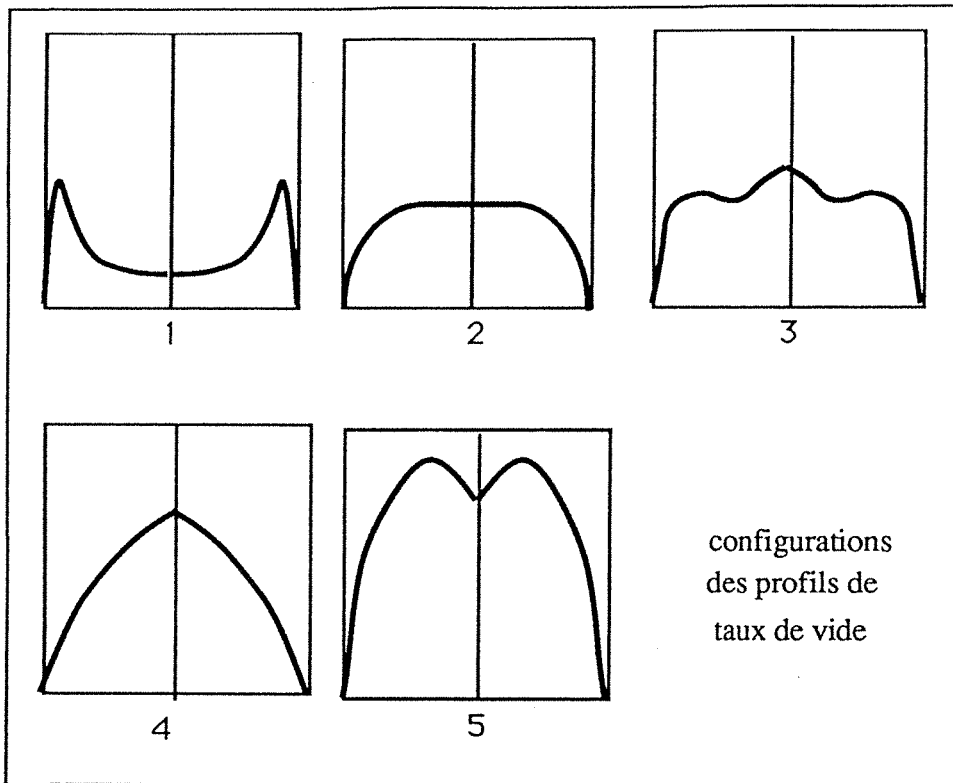
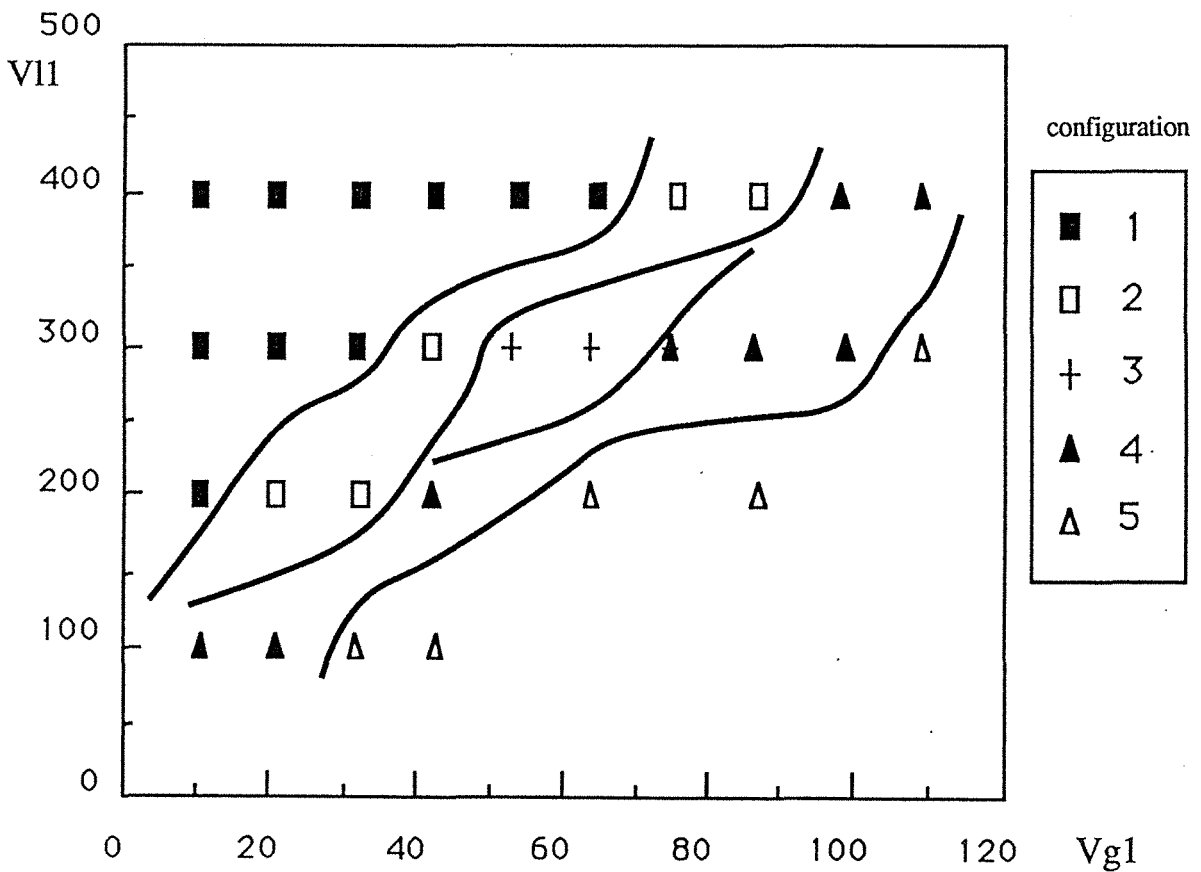


Fig.4.13 Profils du taux de vide dans la conduite $\phi 30\text{mm}$ pour trois débits liquides:
 (a)100cm/s (b)200cm/s (c)400cm/s.



(a)



(b)

Fig.4.14 "Carte d'écoulement" selon la configuration du profil du taux de vide:

- a) schéma des configurations possibles
- b) carte expérimentale

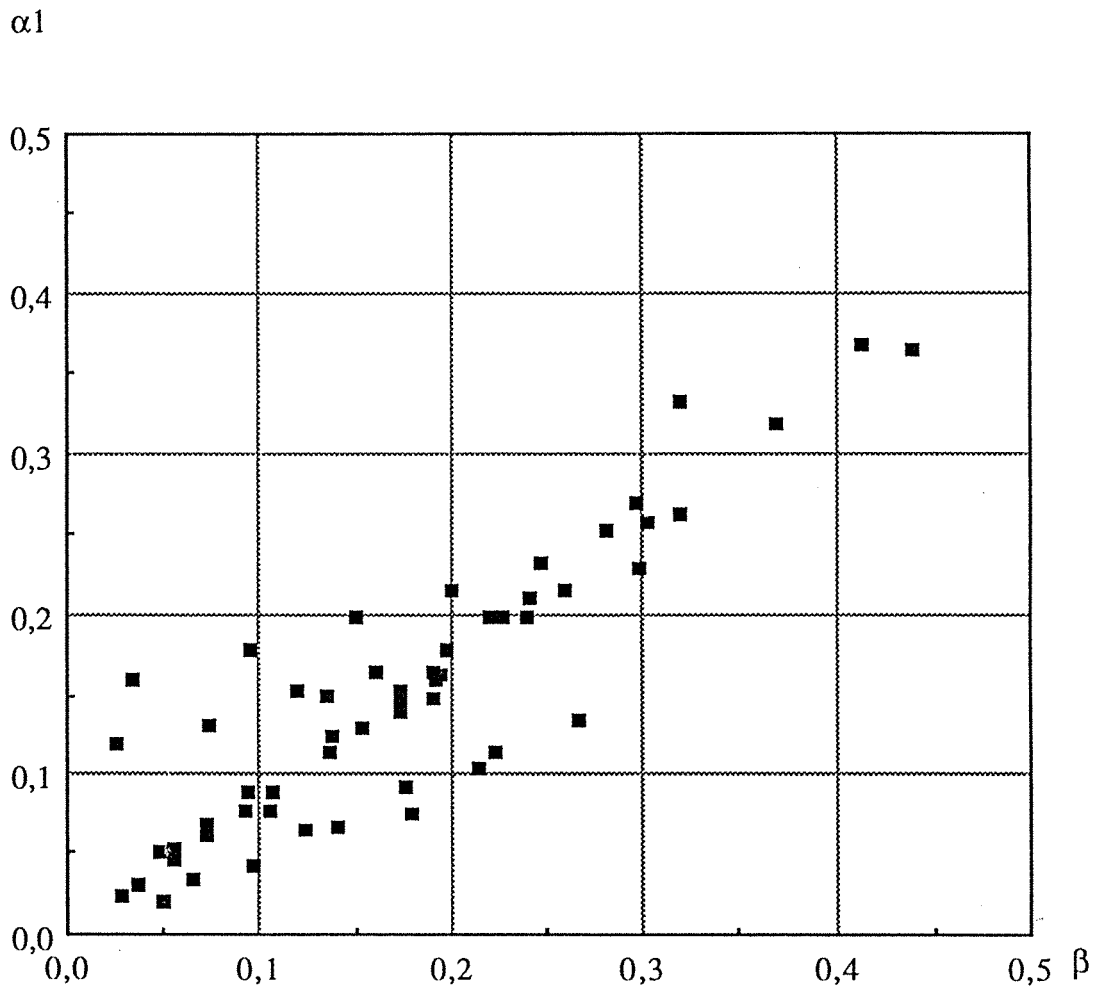


Fig.4.15 Taux de vide moyen en amont de l'élargissement brusque

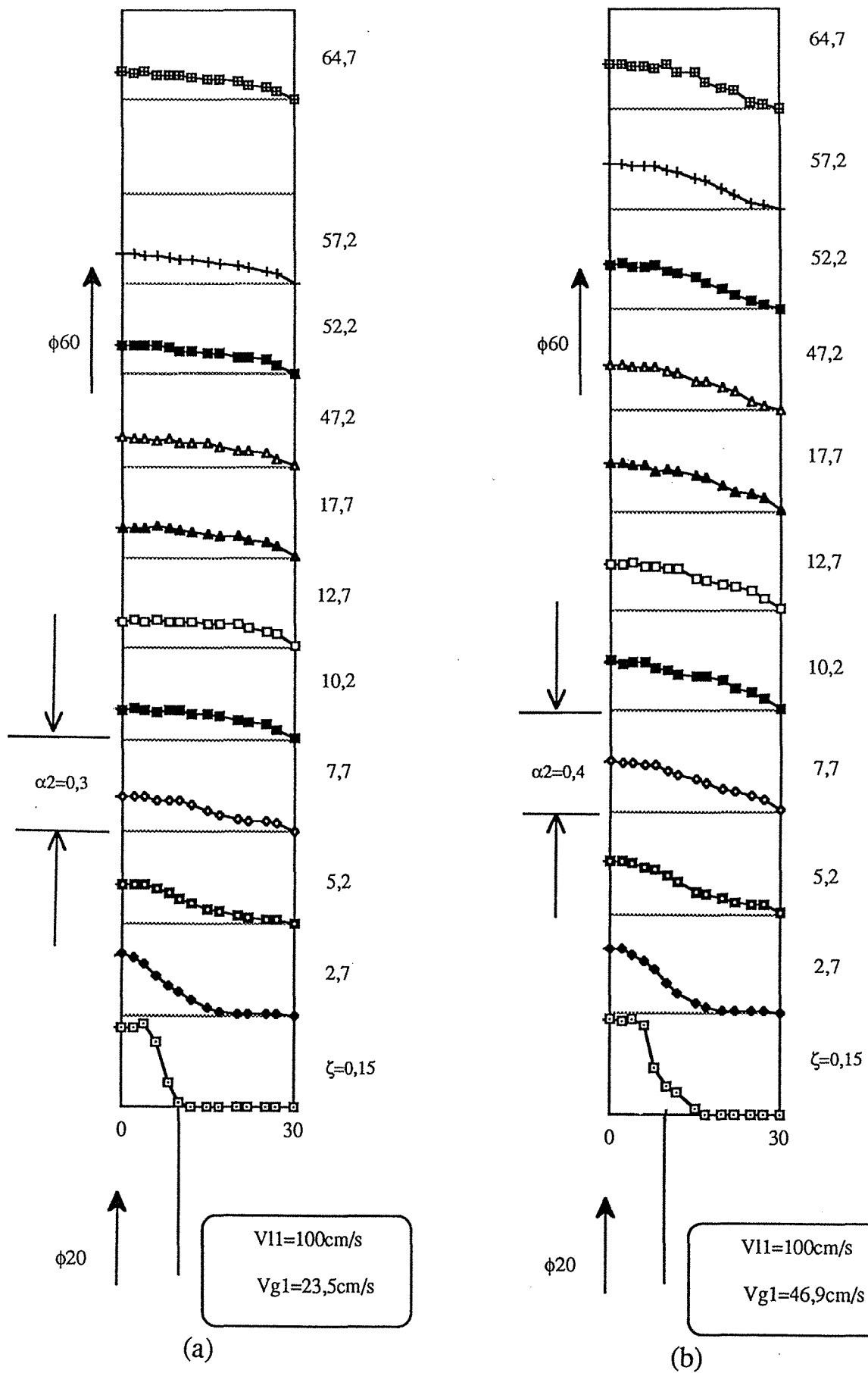


Fig.4.16 Evolution du profil du taux de vide en aval de l'élargissement $\phi 20/60$ mm avec $V_{g1}=100$ cm/s et (a) $V_{g1}=23,5$ cm/s (b) $V_{g1}=46,9$ cm/s.

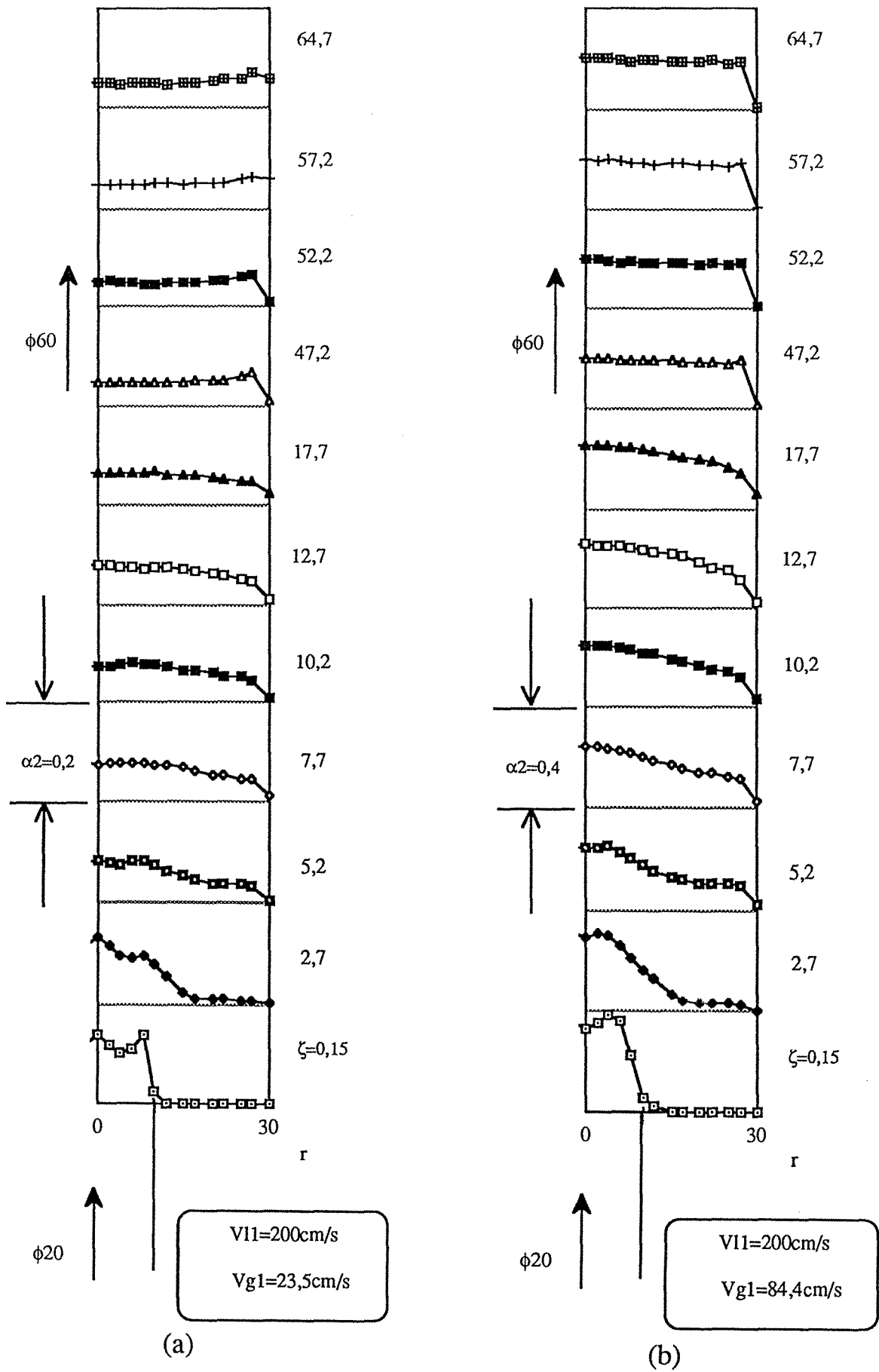


Fig.4.17 Evolution du profil du taux de vide en aval de l'élargissement $\phi 20/60$ mm avec $V_{l1}=200$ cm/s et (a) $V_{g1}=23,5$ cm/s (b) $V_{g1}=84,4$ cm/s.

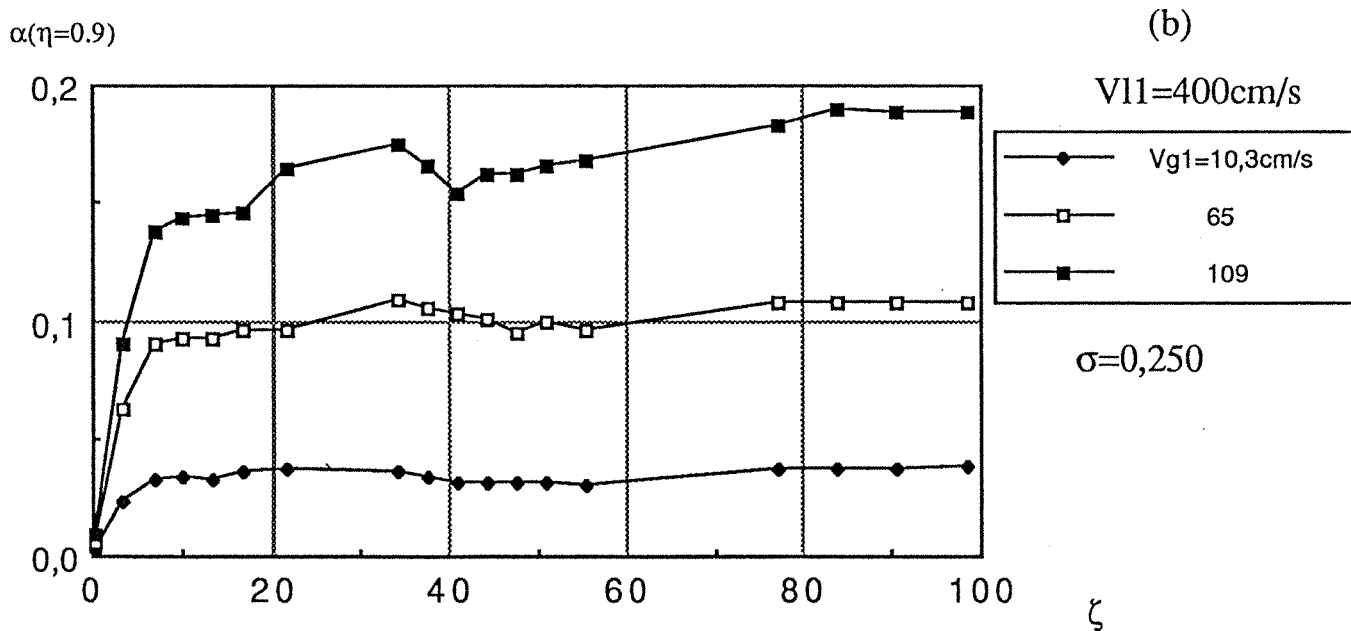
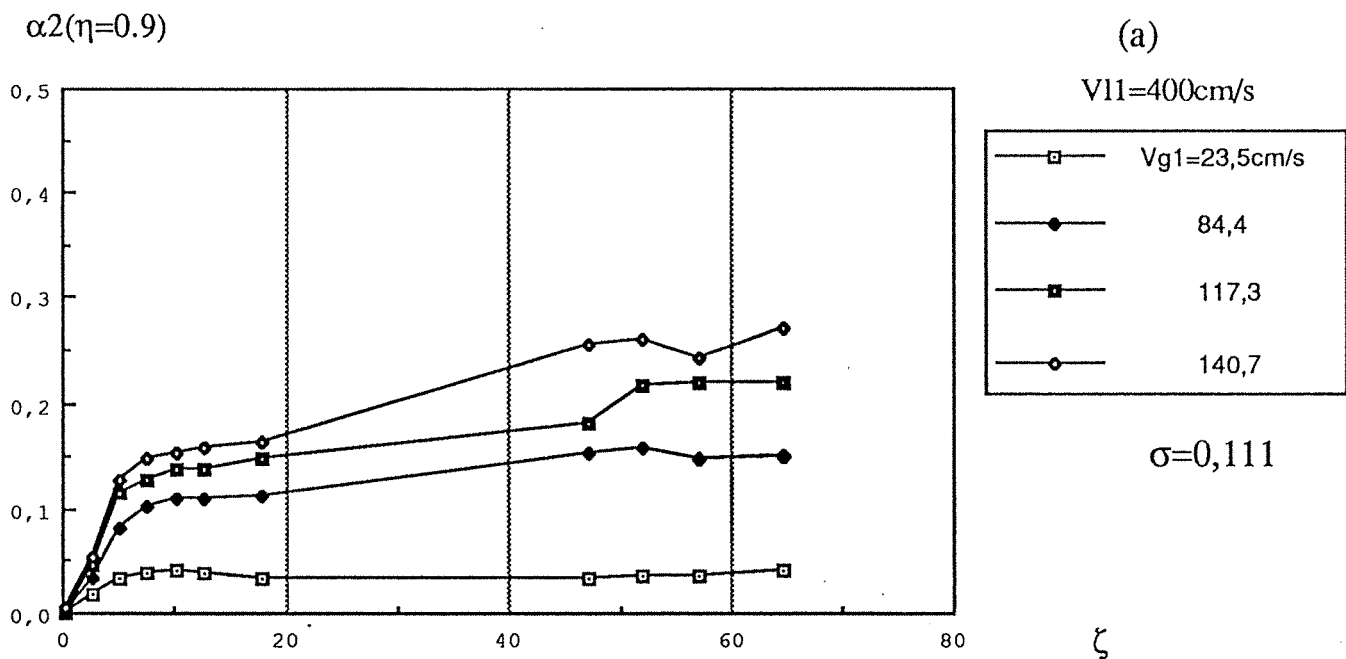


Fig.4.18 Profils longitudinaux du taux de vide ($V_{l1}=400\text{cm/s}$) à $\eta=0,9$ près de la paroi en aval des élargissements: (a) $\sigma=0,111$ (b) $\sigma=0,250$.

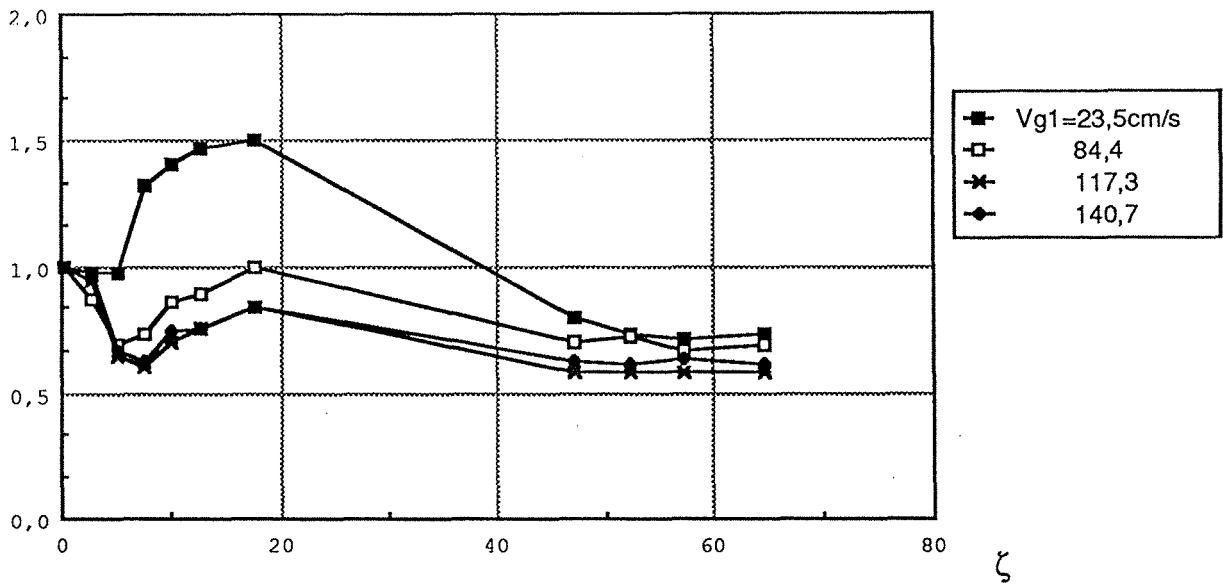
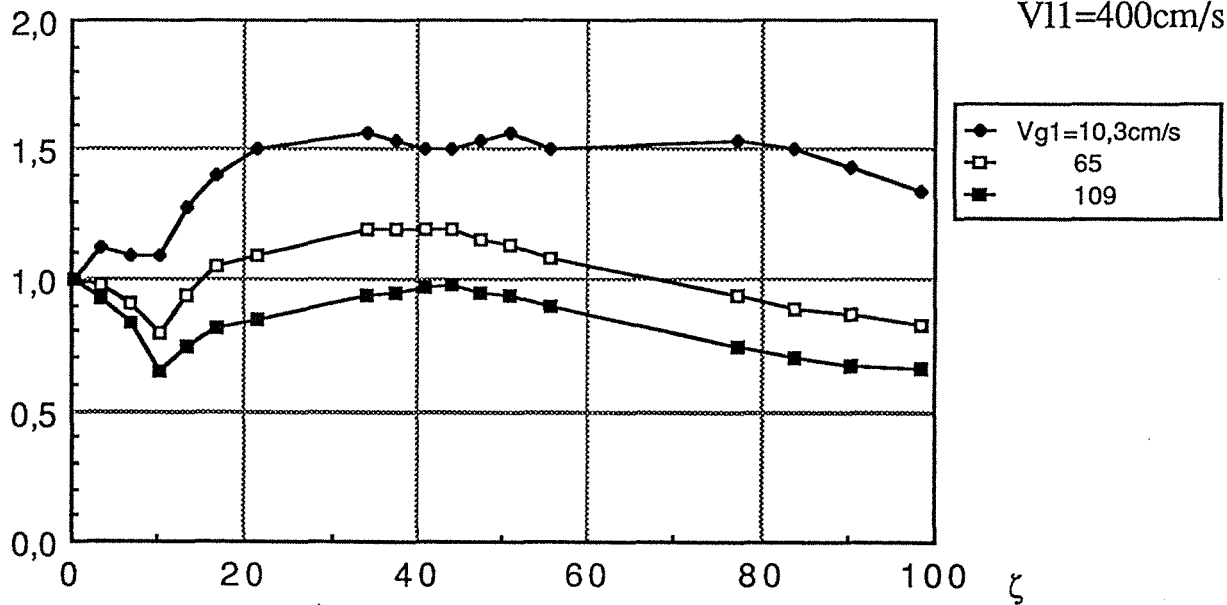
$\alpha(0, \zeta)/\alpha(0,0)$ (a) $\sigma=0,111$ $V_{l1}=400\text{cm/s}$  $\alpha(0, \zeta)/\alpha(0,0)$ (b) $\sigma=0,250$ $V_{l1}=400\text{cm/s}$ 

Fig.4.19 Evolution du rapport du taux de vide ($V_{l1}=400\text{cm/s}$) au centre de la conduite $\alpha(0, \zeta)$ à celui mesuré à $\zeta=0$ en aval des élargissements: (a) $\sigma=0,111$
(b) $\sigma=0,250$

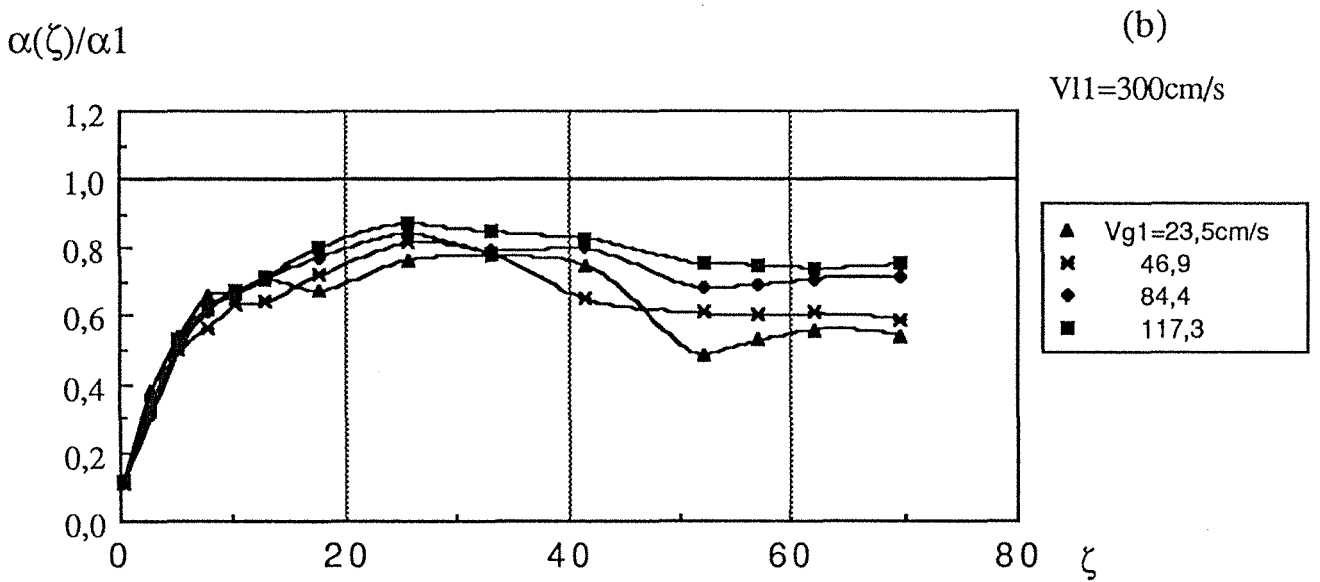
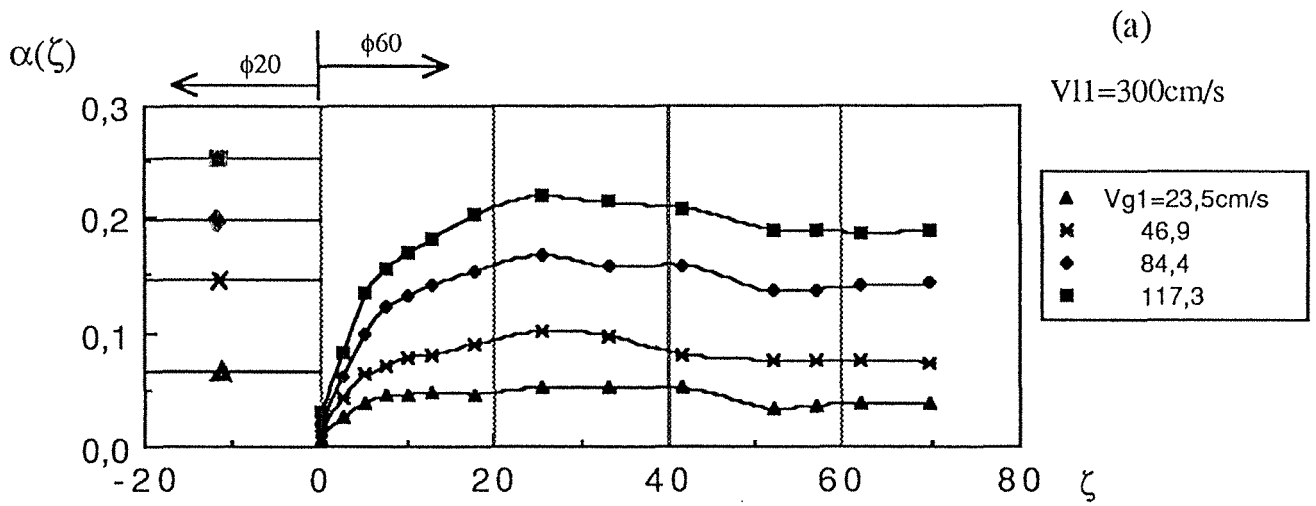


Fig.4.20 Evolution longitudinale du taux de vide moyen dans l'élargissement $\phi_{20}/60\text{mm}$; $V_{II}=300\text{cm/s}$. (a) le taux de vide moyen (b) taux de vide réduit par le taux de vide moyen en amont de l'élargissement α_1 .

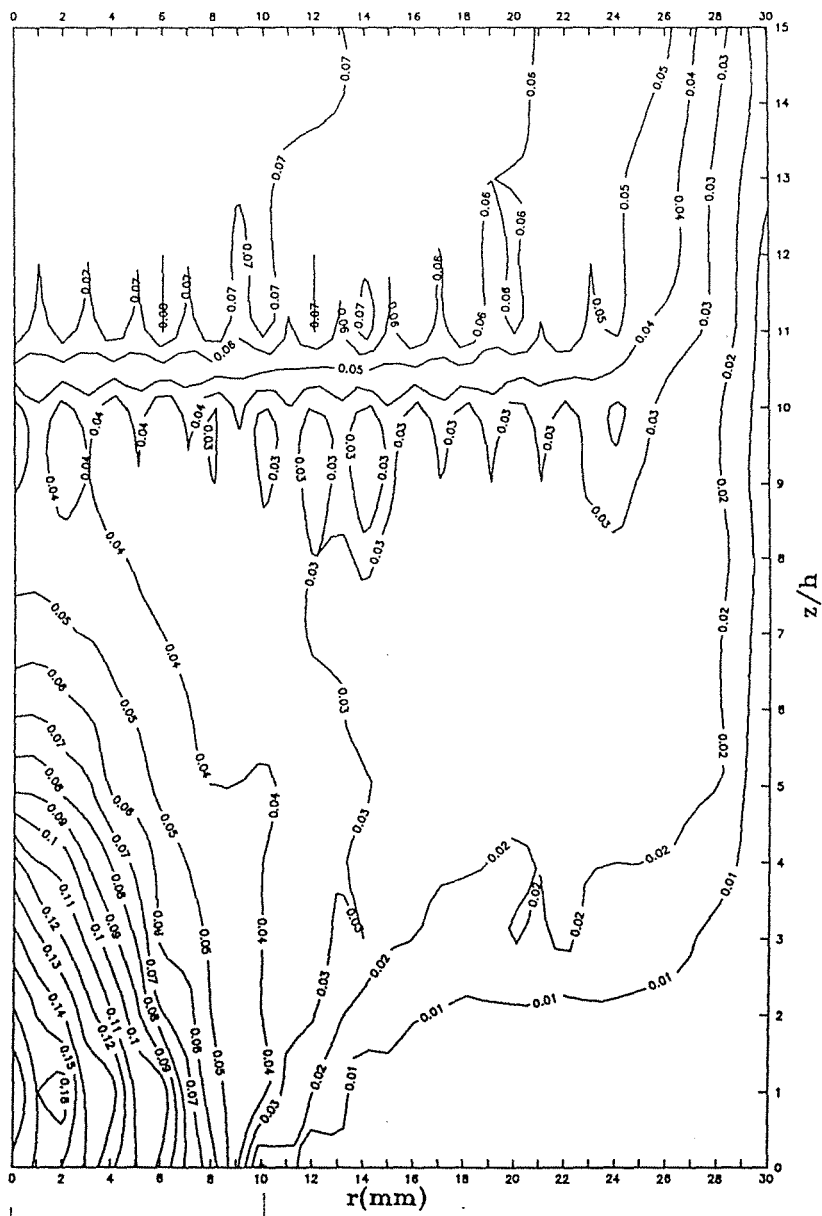


Fig. 4.21a Iso-taux de vide dans la zone de recirculation en élargissement
 $\phi 20/60 : V_{l1}=200\text{cm/s} ; V_{g1}=23,5\text{cm/s}$

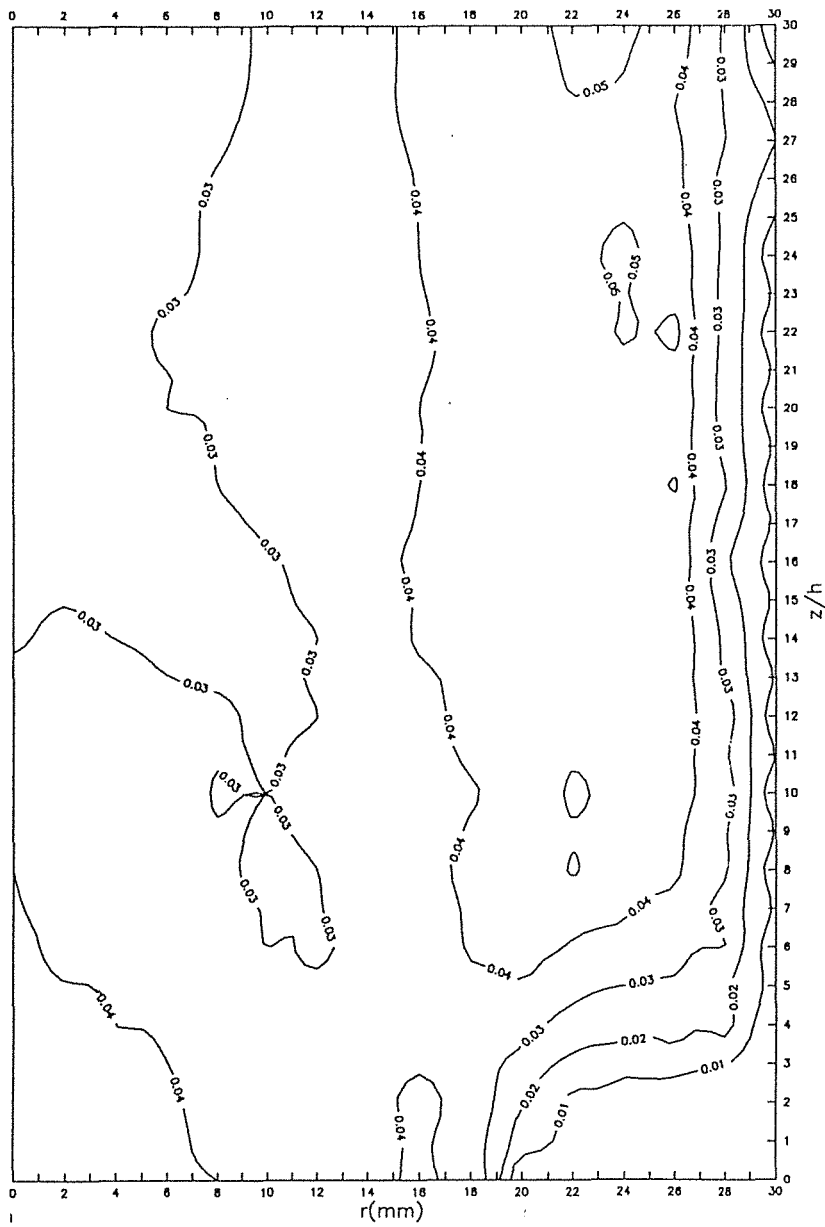


Fig. 4.22a Iso-taux de vide dans la zone de recirculation en élargissement
 $\phi 40/60$: $V_{l1}=100\text{cm/s}$; $V_{g1}=5,8\text{cm/s}$

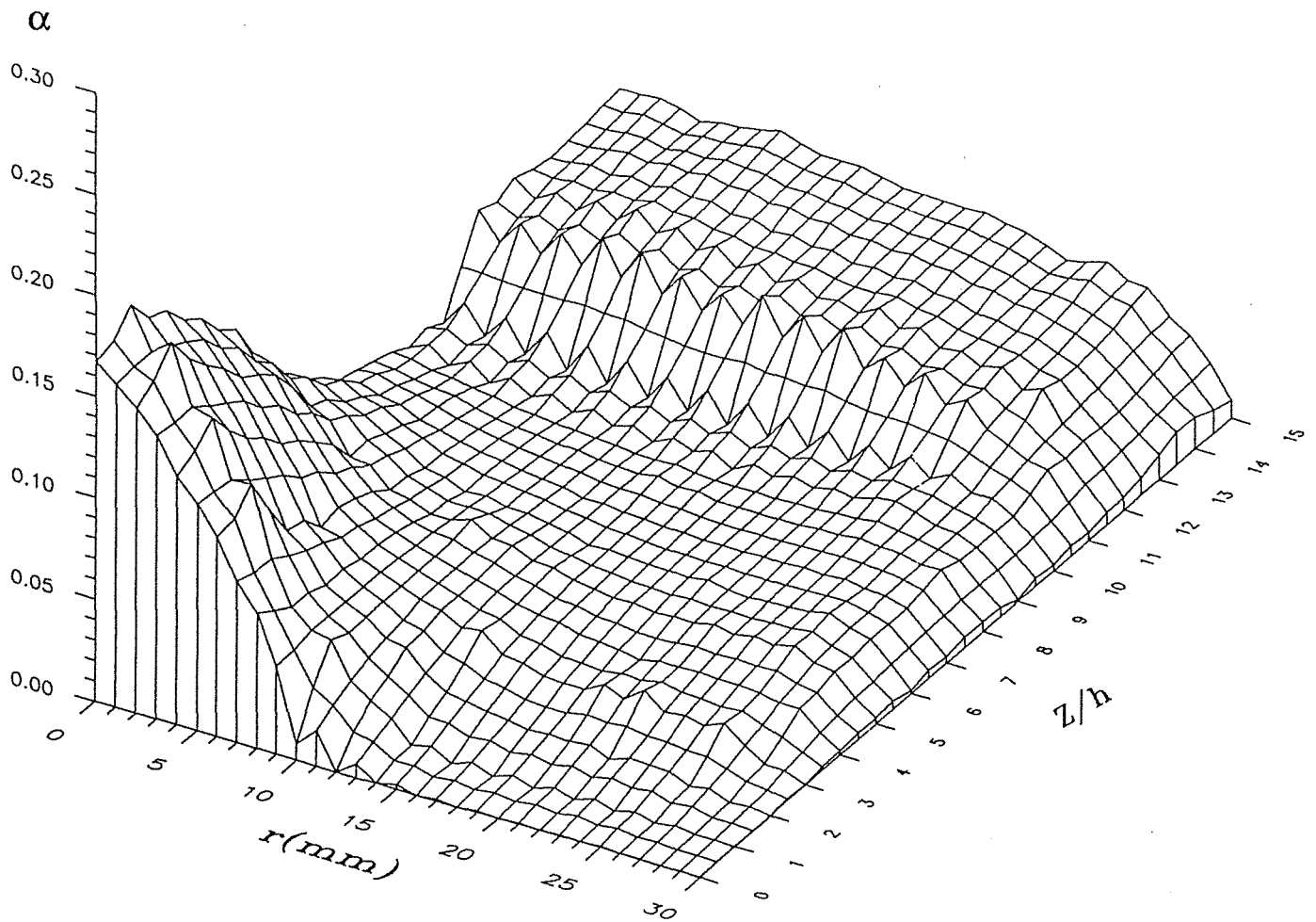


Fig. 4.21b Profils du taux de vide dans la zone de recirculation en élargissement $\phi 20/60$: $V_{l1}=200\text{cm/s}$; $V_{g1}=23,5\text{cm/s}$

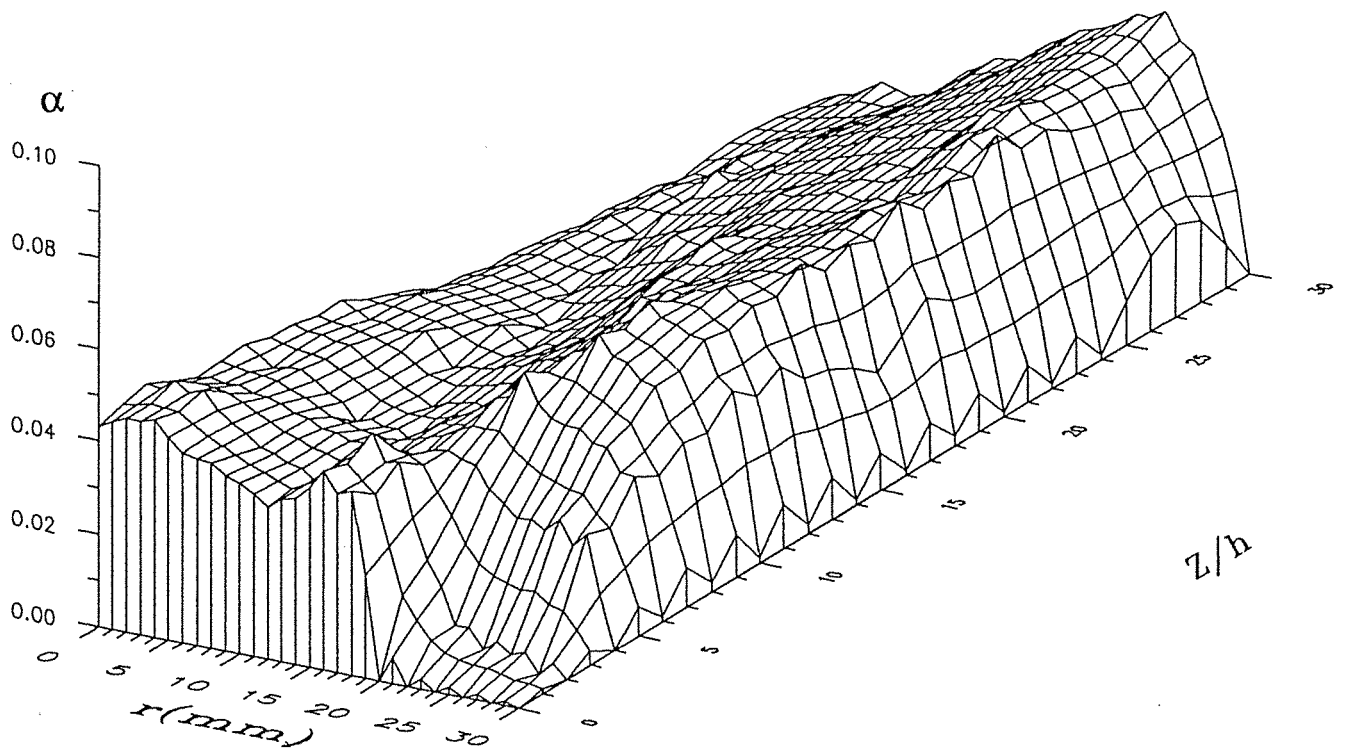


Fig. 4.22b Profils du taux de vide dans la zone de recirculation en élargissement $\phi 40/60$: $V_{l1}=100\text{cm/s}$; $V_{g1}=5,8\text{cm/s}$

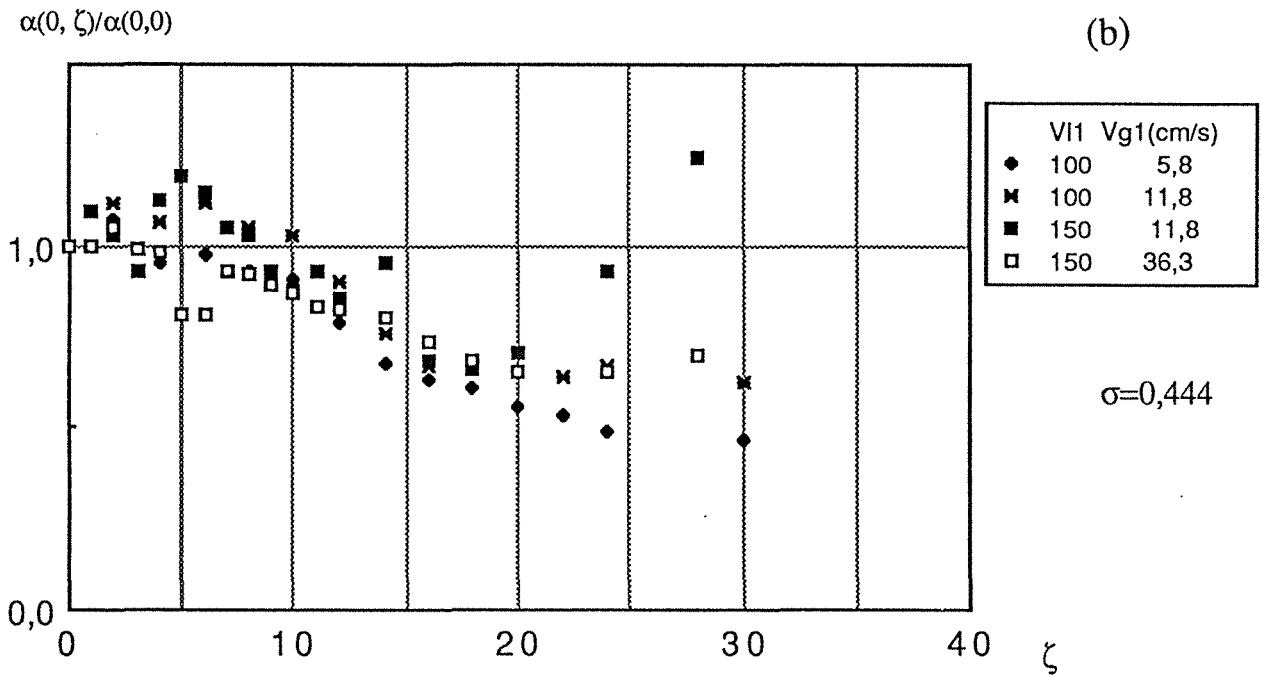
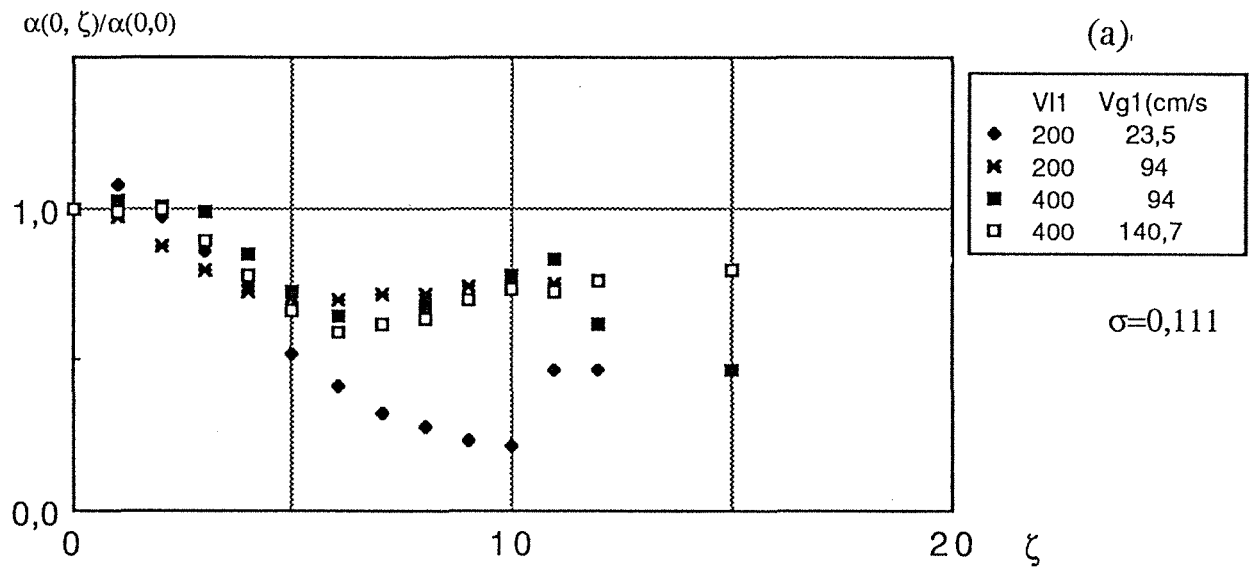


Fig.4.23 Evolution du rapport du taux de vide au centre de la conduite $\alpha(0,\zeta)$ à celui mesuré à $\zeta=0$ dans la zone de recirculation en aval des élargissements
 (a) $\sigma=0,111$ (b) $\sigma=0,444$

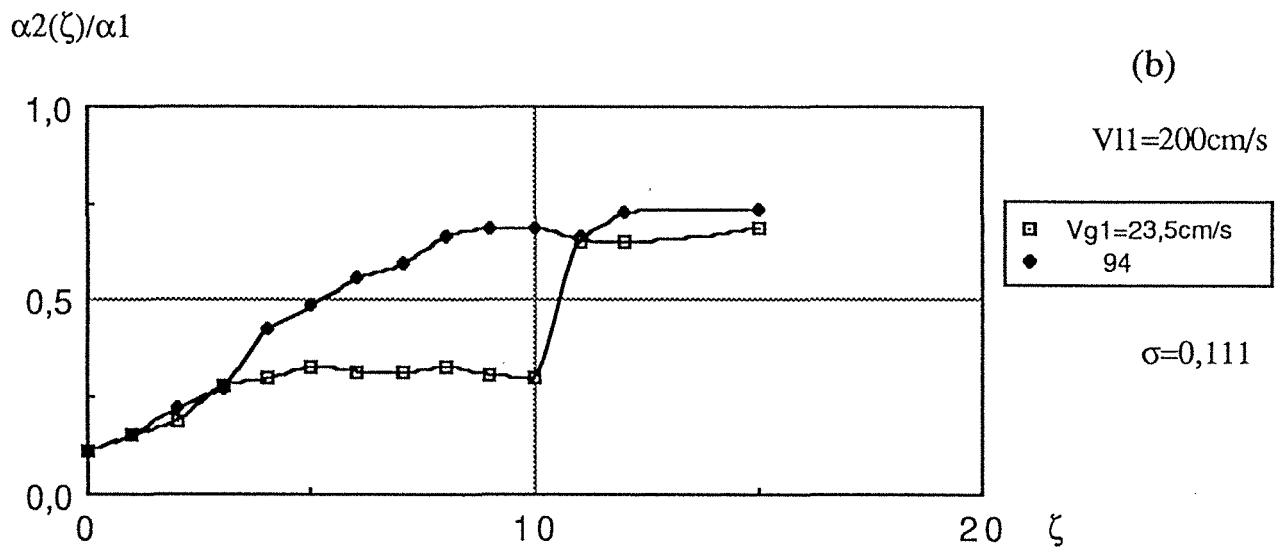
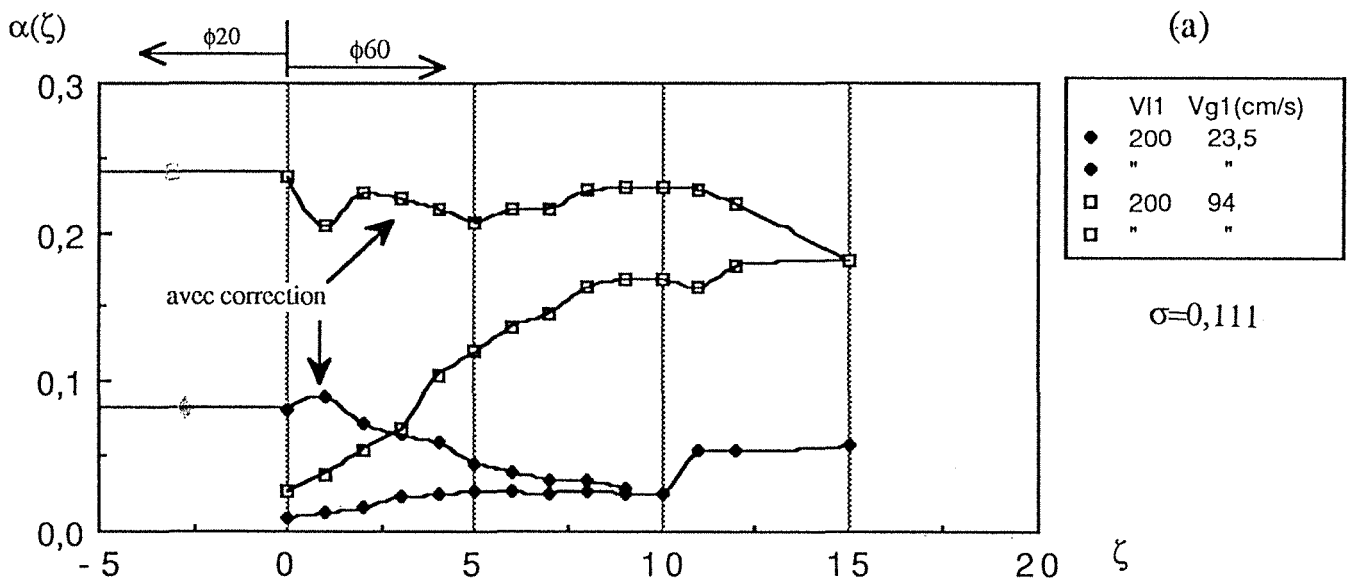


Fig.4.24 Evolution longitudinale du taux de vide moyen dans l'élargissement $\sigma=0,111$; $V_{l1}=200\text{cm/s}$, et $V_{g1}=23,5$ et $94,0\text{cm/s}$:

(a) taux de vide moyen: sans et avec correction,

(b) rapport du taux de vide moyen: $\frac{\alpha_2(\zeta)}{\alpha_1}$

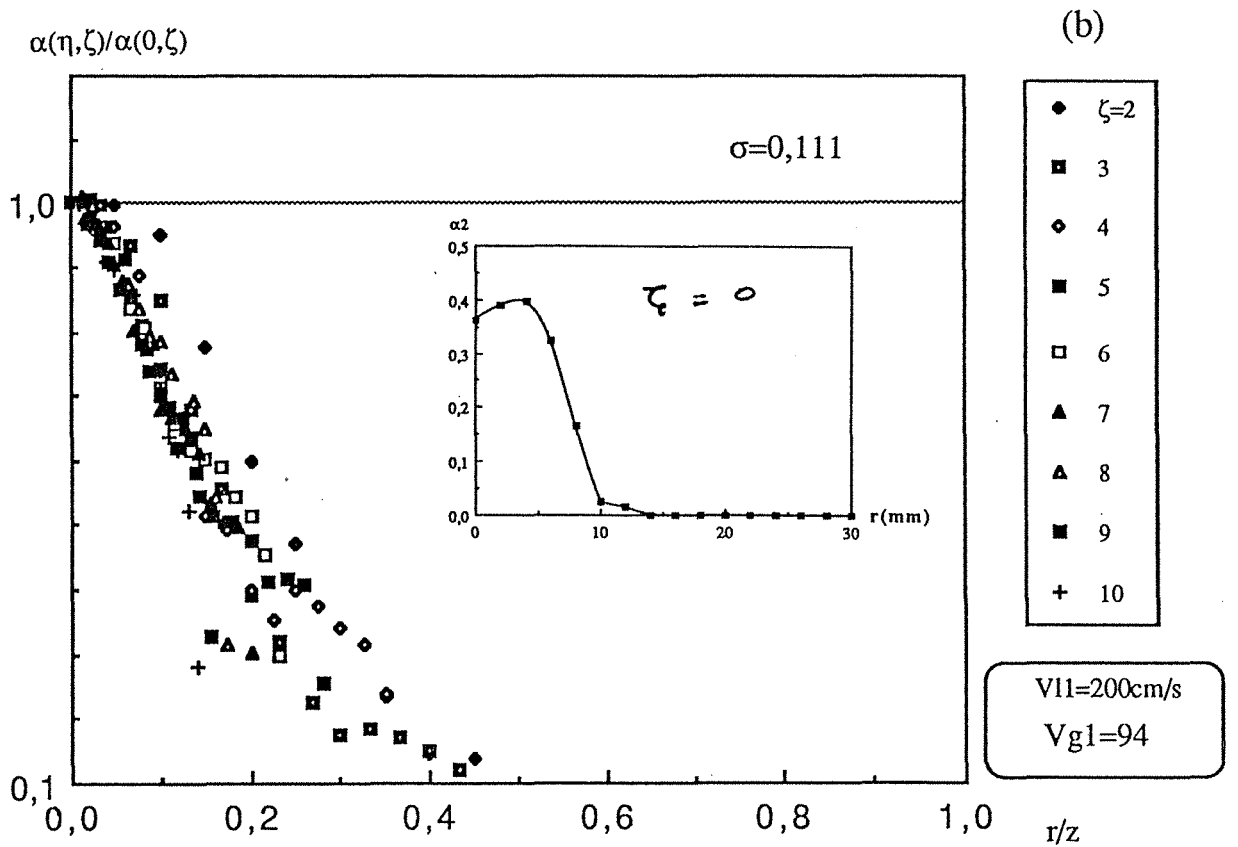
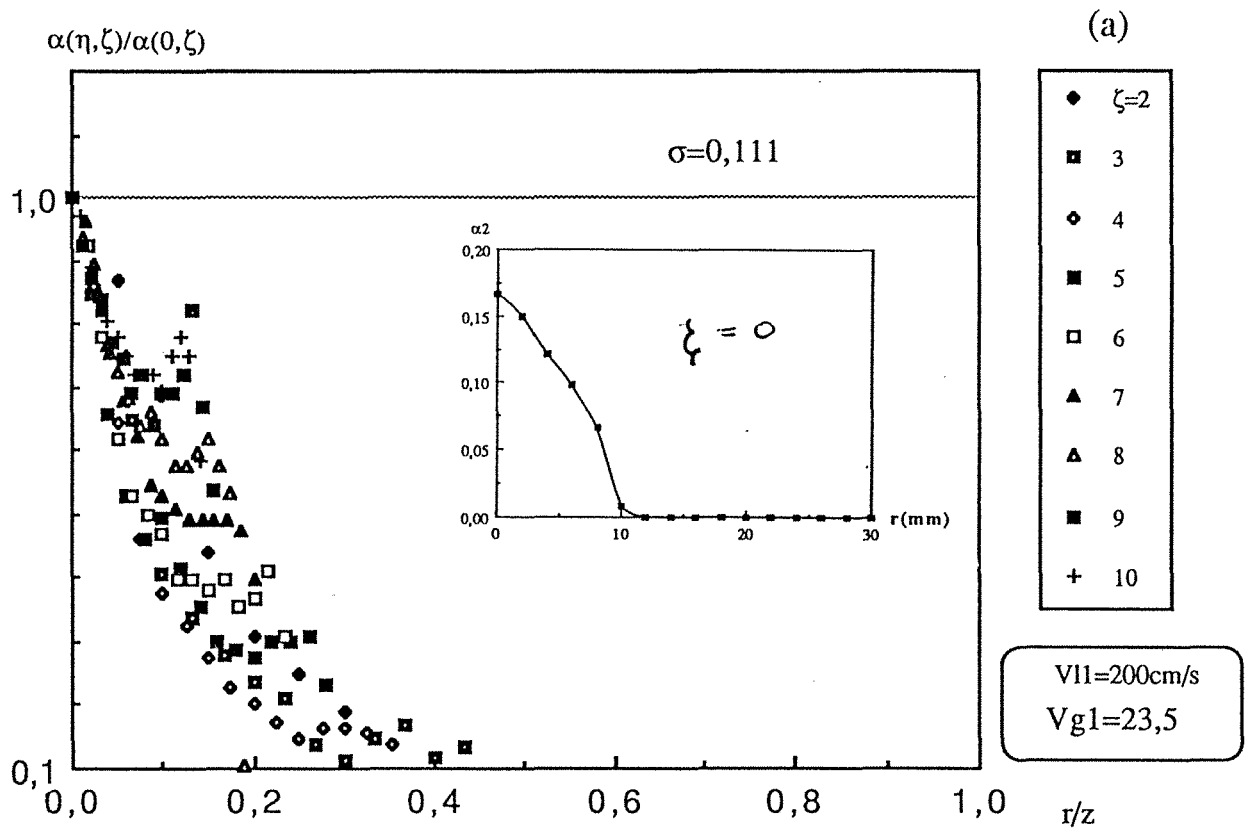


Fig.4.25 Rapport du taux de vide local à sa valeur à l'axe ($\eta=0$) dans l'élargissement $\sigma=0,111$; $V_{l1}=200\text{cm/s}$, et $V_{g1} =$ (a) $23,5\text{cm/s}$ (b) $94,0\text{cm/s}$

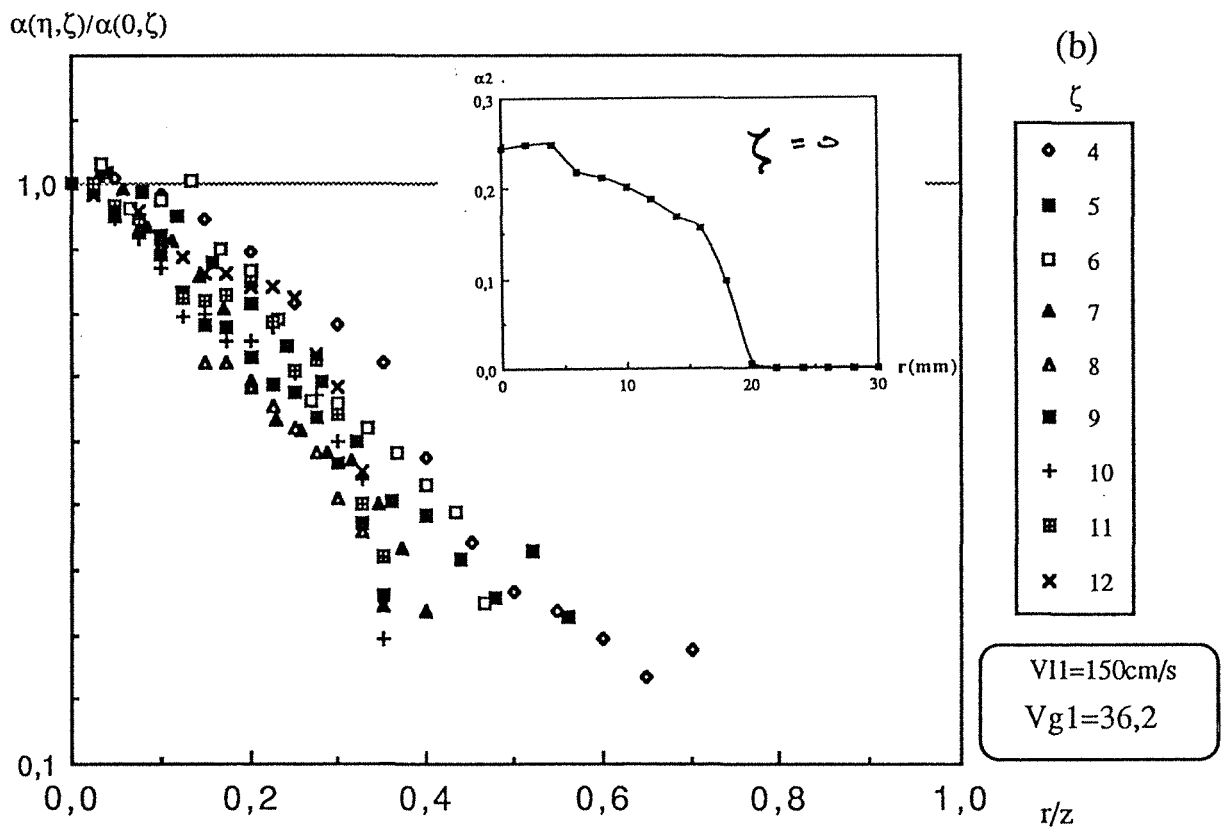
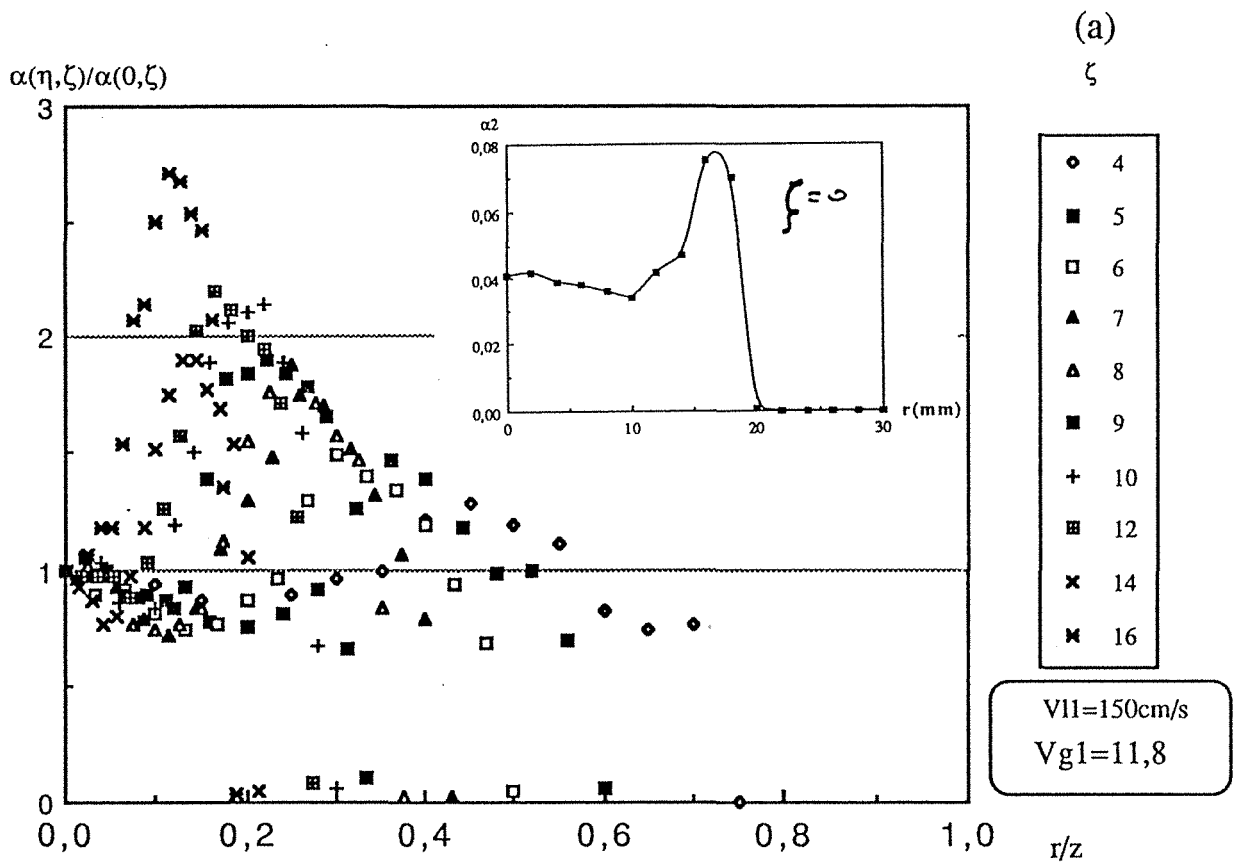


Fig.4.26 Rapport du taux de vide local à sa valeur à l'axe ($\eta=0$) dans l'élargissement $\sigma=0,444$; $V_{l1}=150\text{cm/s}$, et $V_{g1} =$ (a) $11,8\text{cm/s}$ (b) $36,2\text{cm/s}$

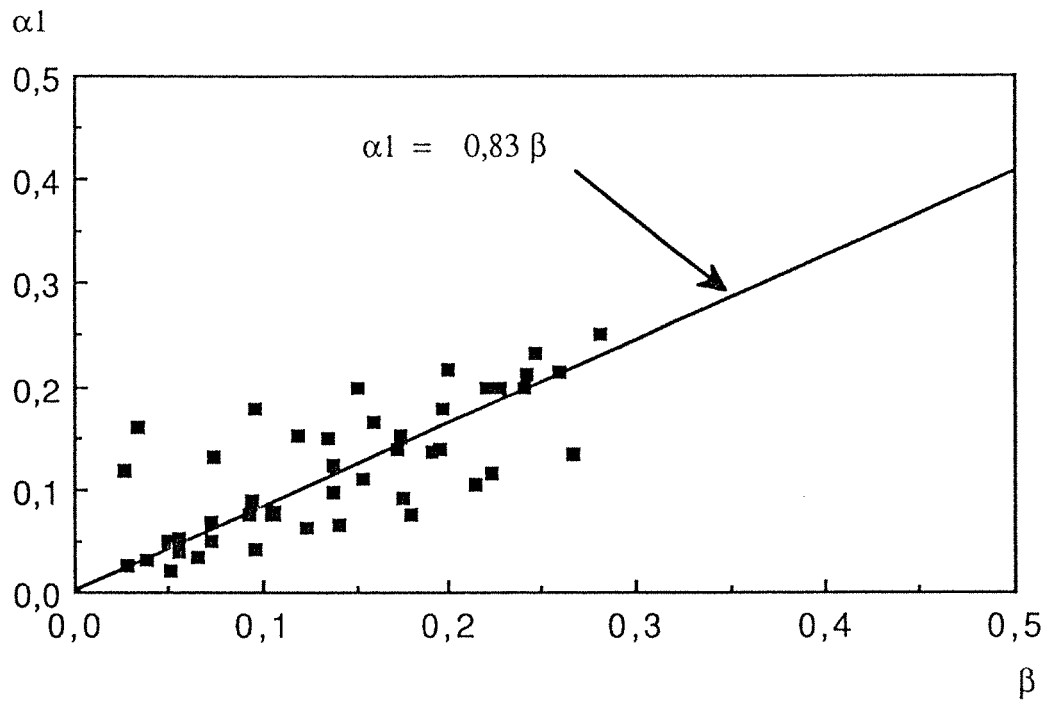


Fig.4.27 Taux de vide moyen α_1 , en amont d'un élargissement en fonction de β

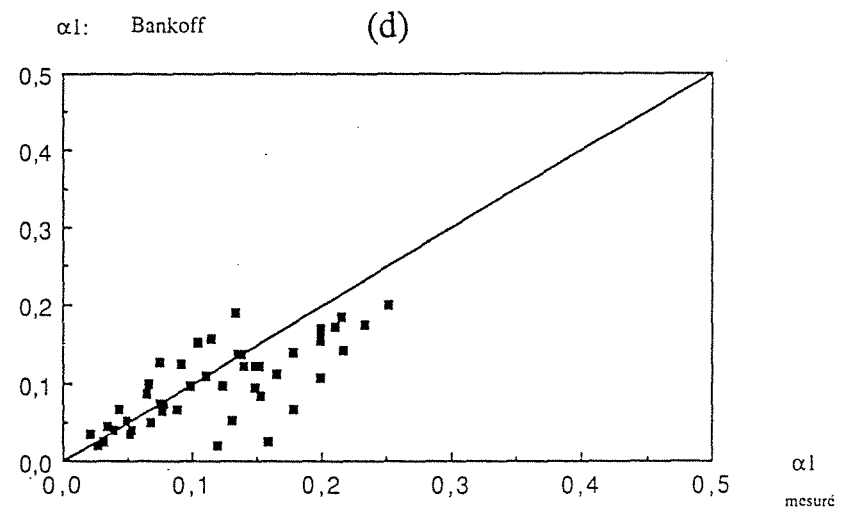
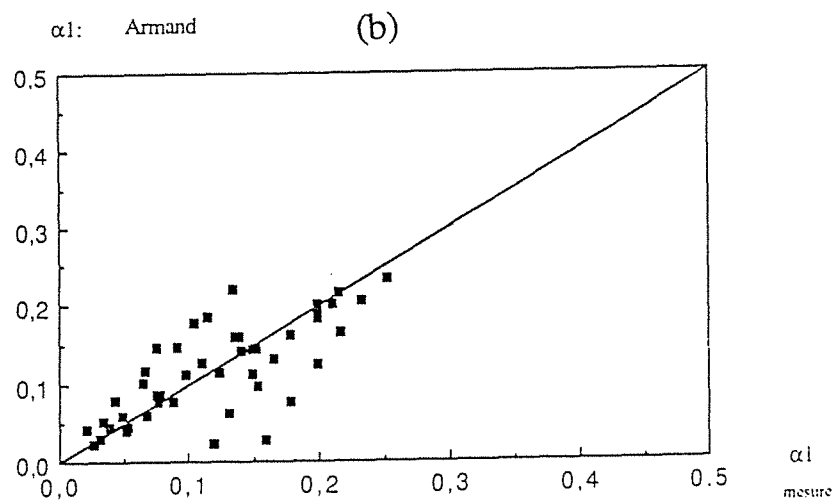
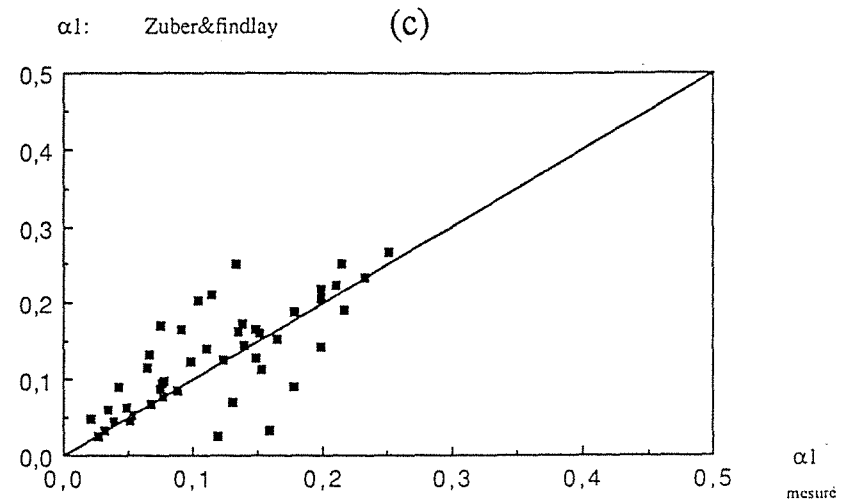
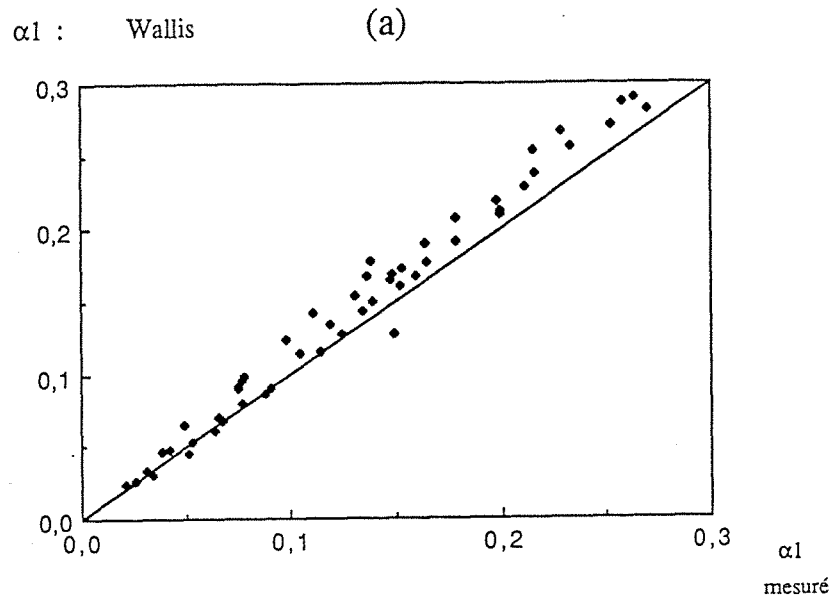


Fig.4.28 Comparaison des mesures du taux de vide moyen α_1 au modèle de :

(a) Wallis

(b) Armand

(c) Zuber&Findlay

(d) Bankoff

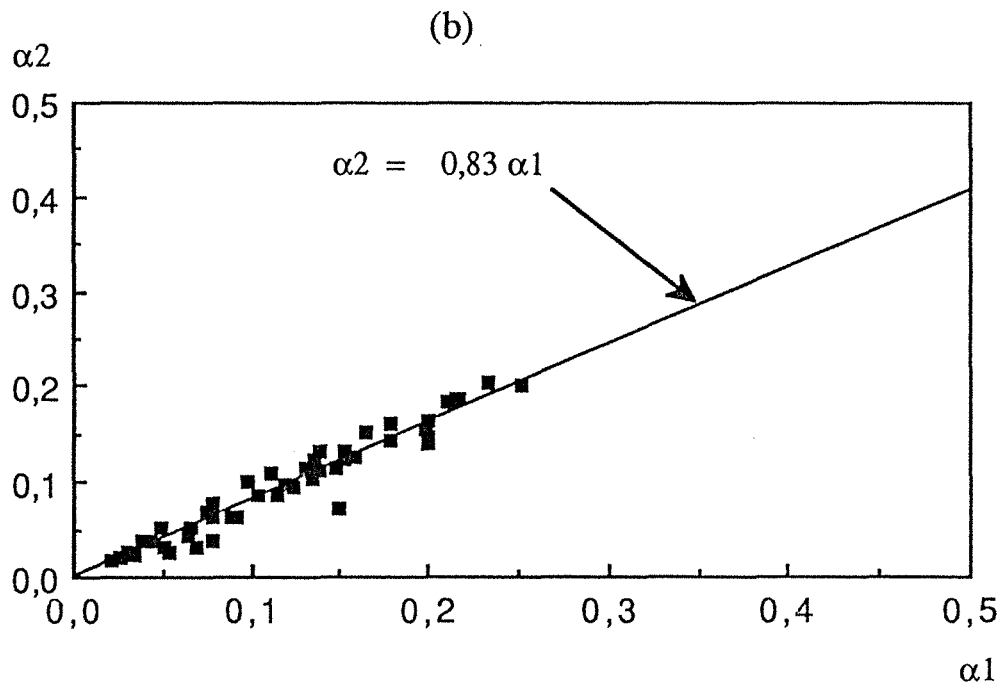
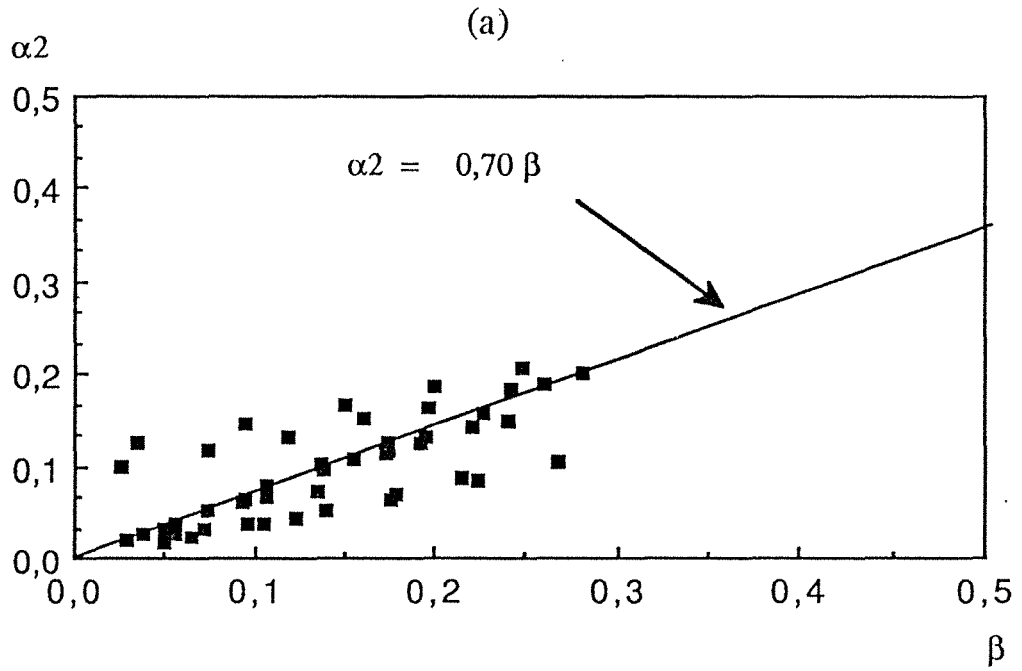


Fig. 4.29 Taux de vide moyen, α_2 , en aval d'un élargissement en fonction de:

(a) β (b) α_1

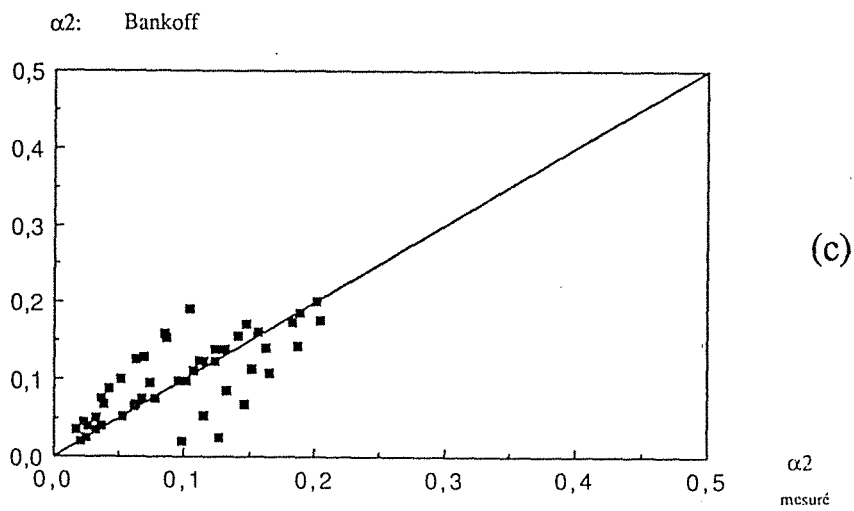
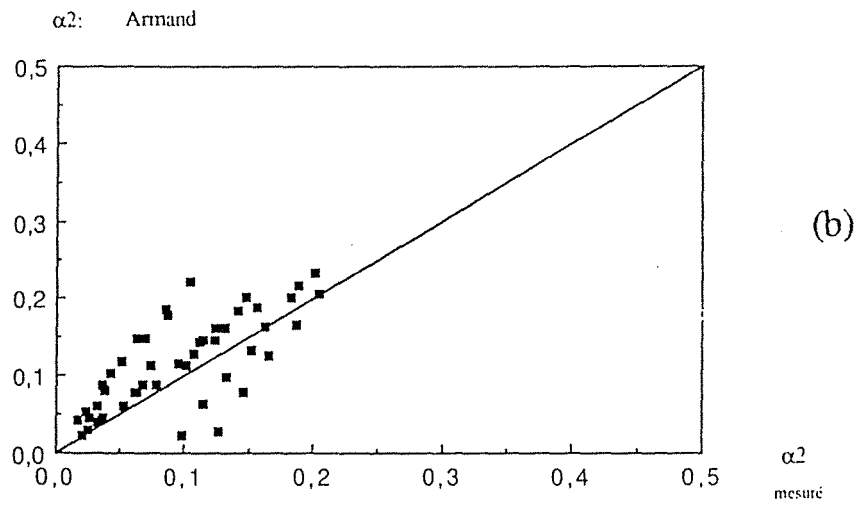
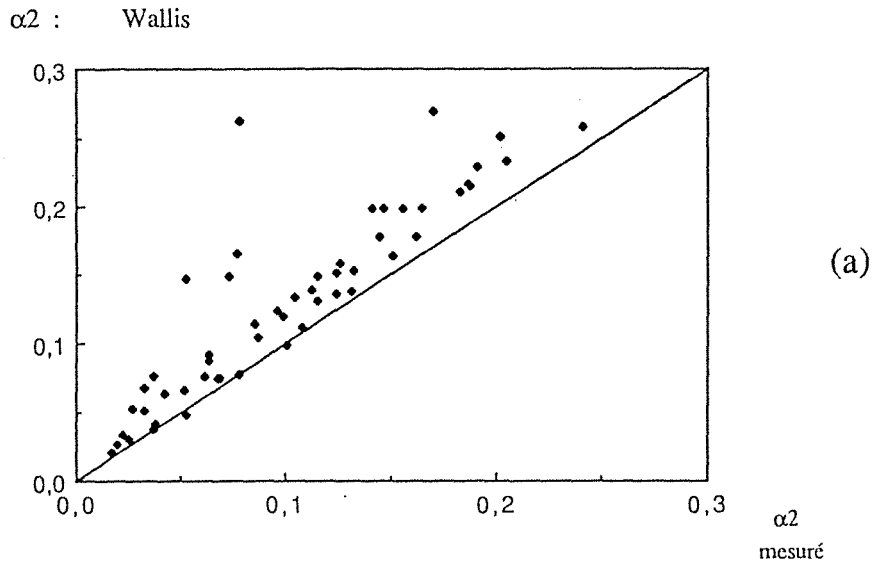


Fig.4.30 Comparaison des mesures du taux de vide moyen α_2 au modèle de :

(a) Wallis (b) Armand (c) Bankoff

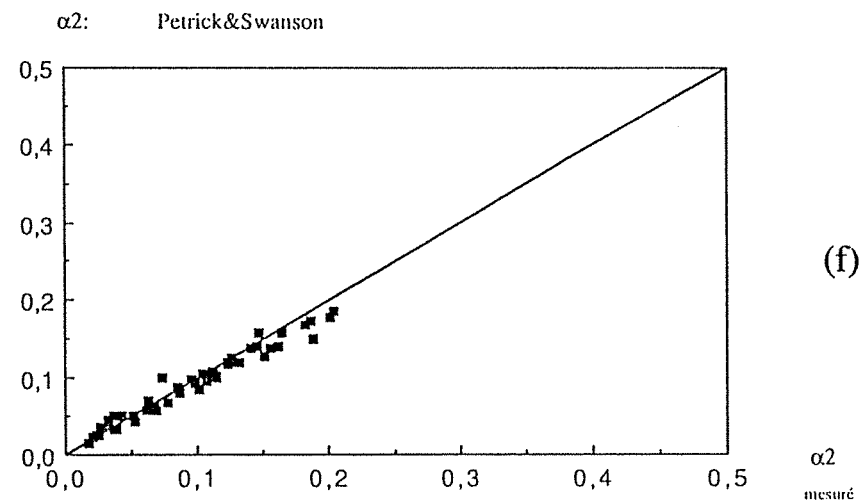
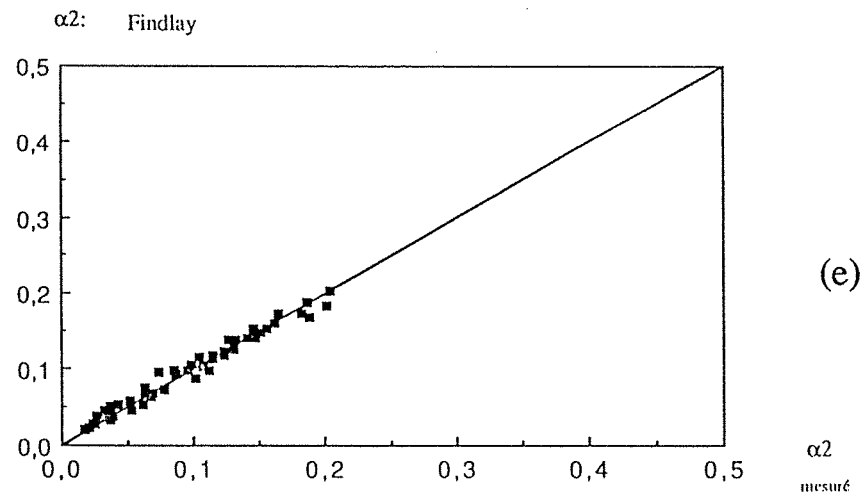
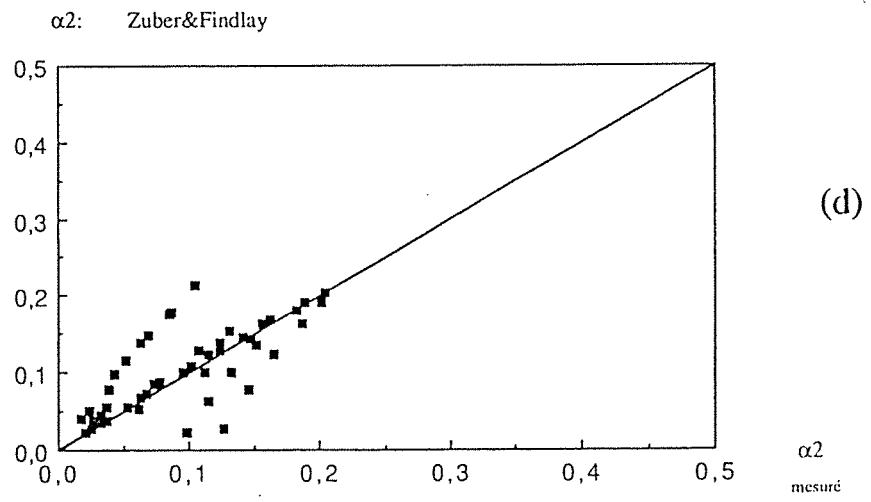


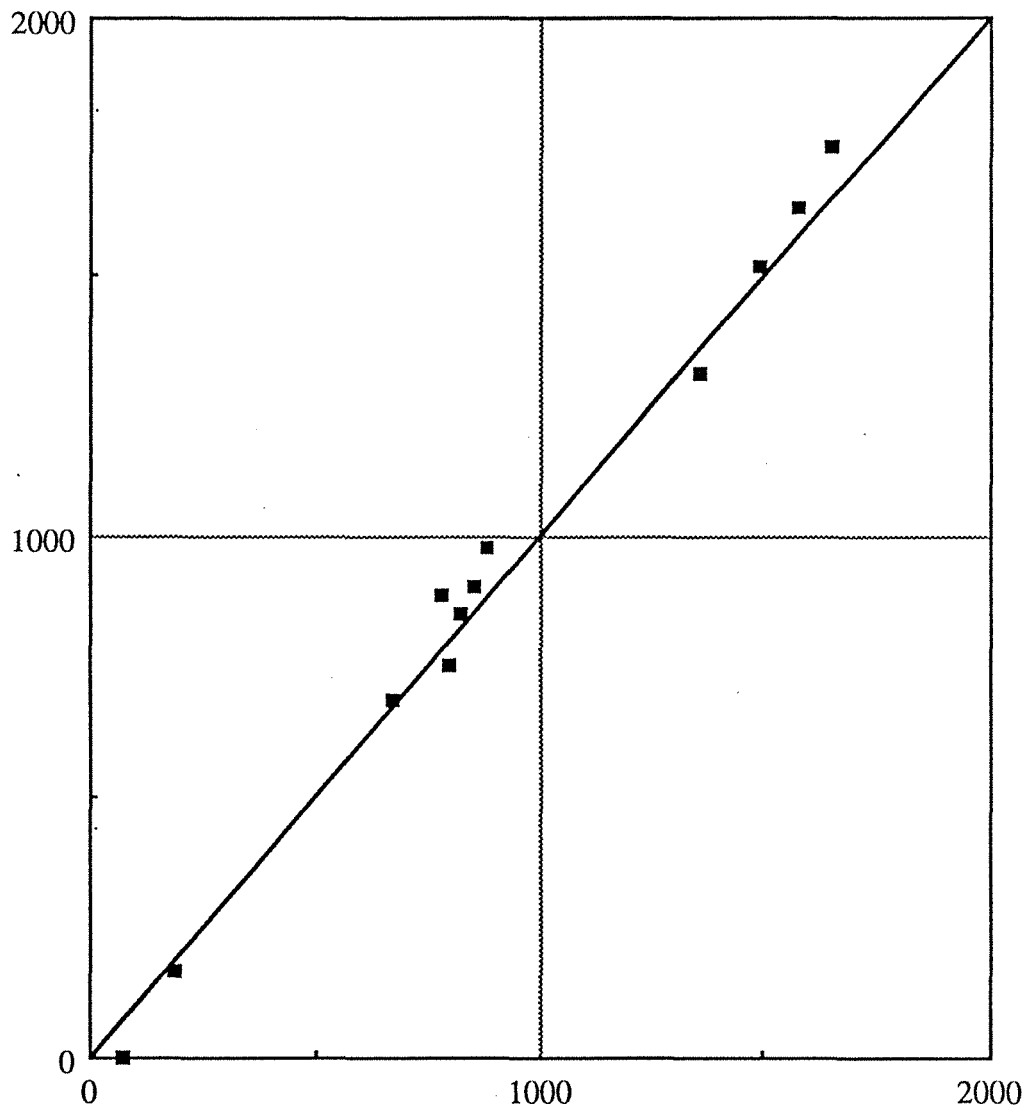
Fig.4.30 Comparaison des mesures du taux de vide moyen α_2 au modèle de :

(d) Zuber&Findlay

(e) Findlay

(f) Petrick&Swanson

ΔP : avec correction



ΔP : sans correction

Fig. 4.31 Comparaison de la chute de pression singulière sans le terme de la pesanteur avec celle mesurée sans correction

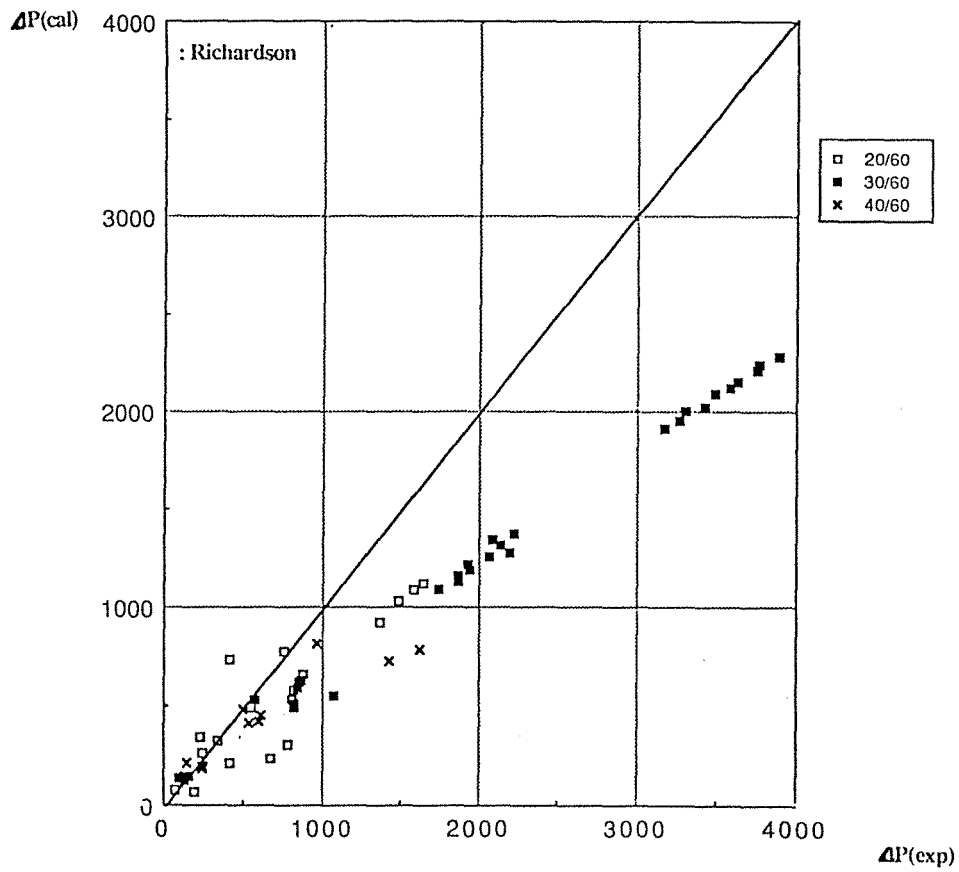


Fig. 4.32 Comparaison de modèle aux mesures expérimentales de la chute de pression singulière en écoulement diphasique: Richardson

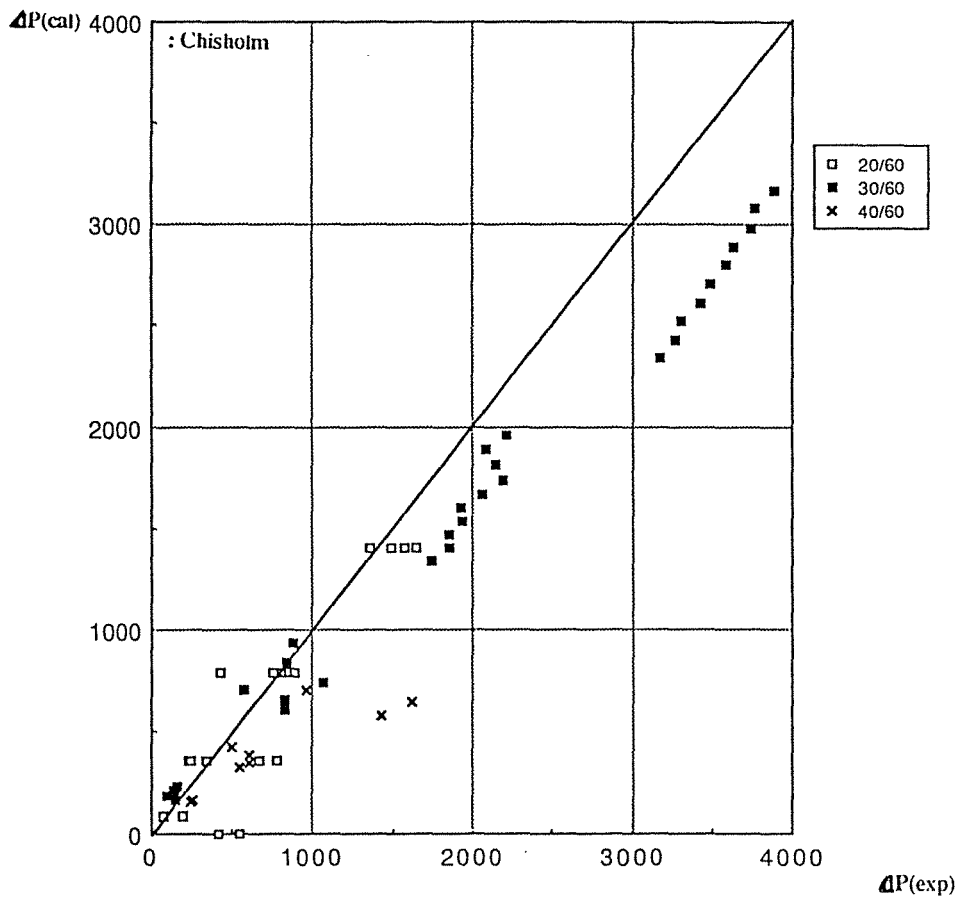


Fig.4.33 Comparaison de modèle aux mesures expérimentales de la chute de pression singulière en écoulement diphasique: Chisholm

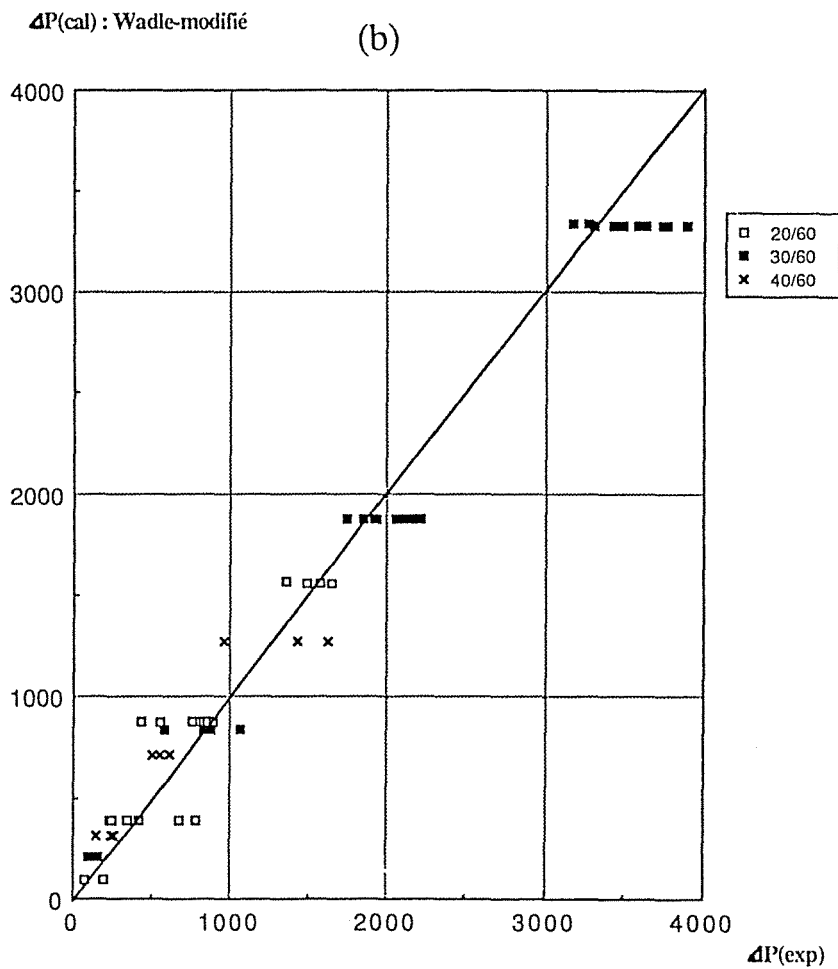
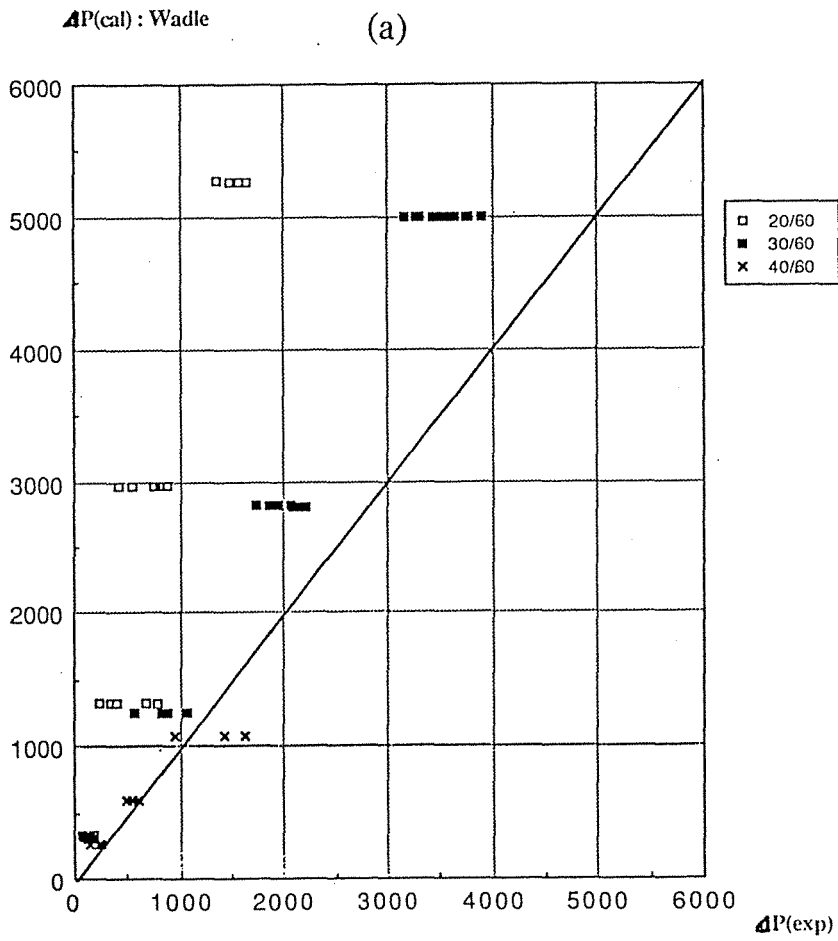


Fig. 4.34 Comparaison de modèle aux mesures expérimentales de la chute de pression singulière en écoulement diphasique:
 (a) Wadle (b) Wadle-modifié

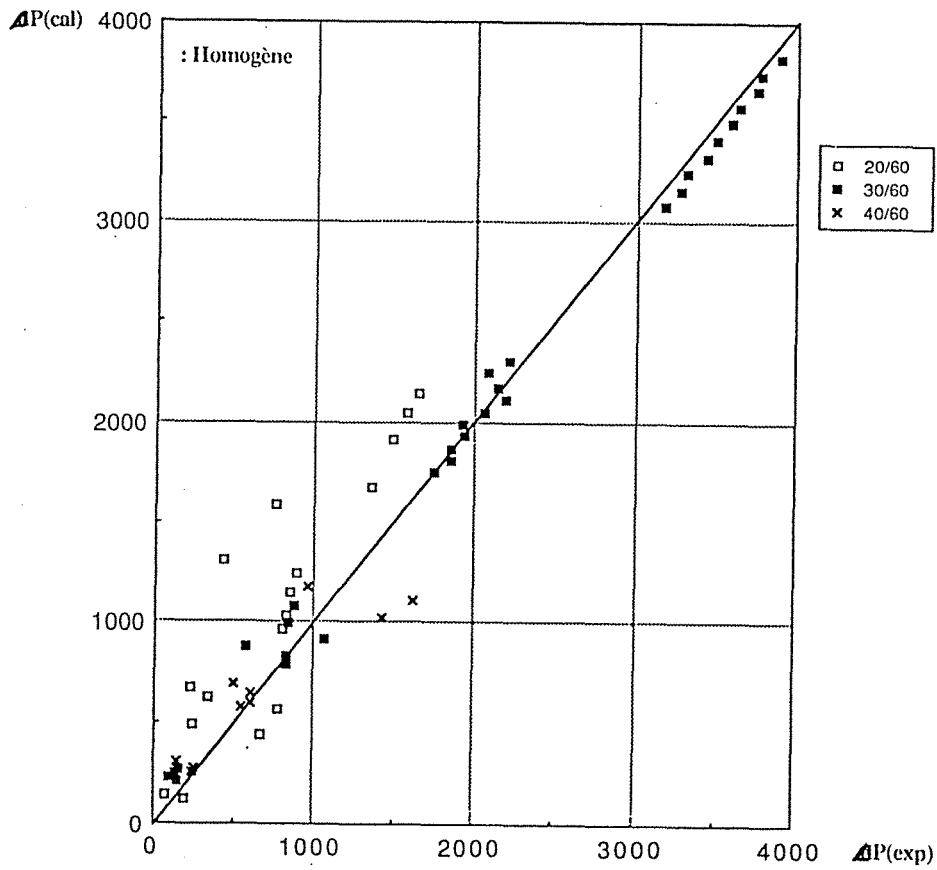


Fig.4.35 Comparaison de modèle aux mesures expérimentales de la chute de pression singulière en écoulement diphasique: Homogène

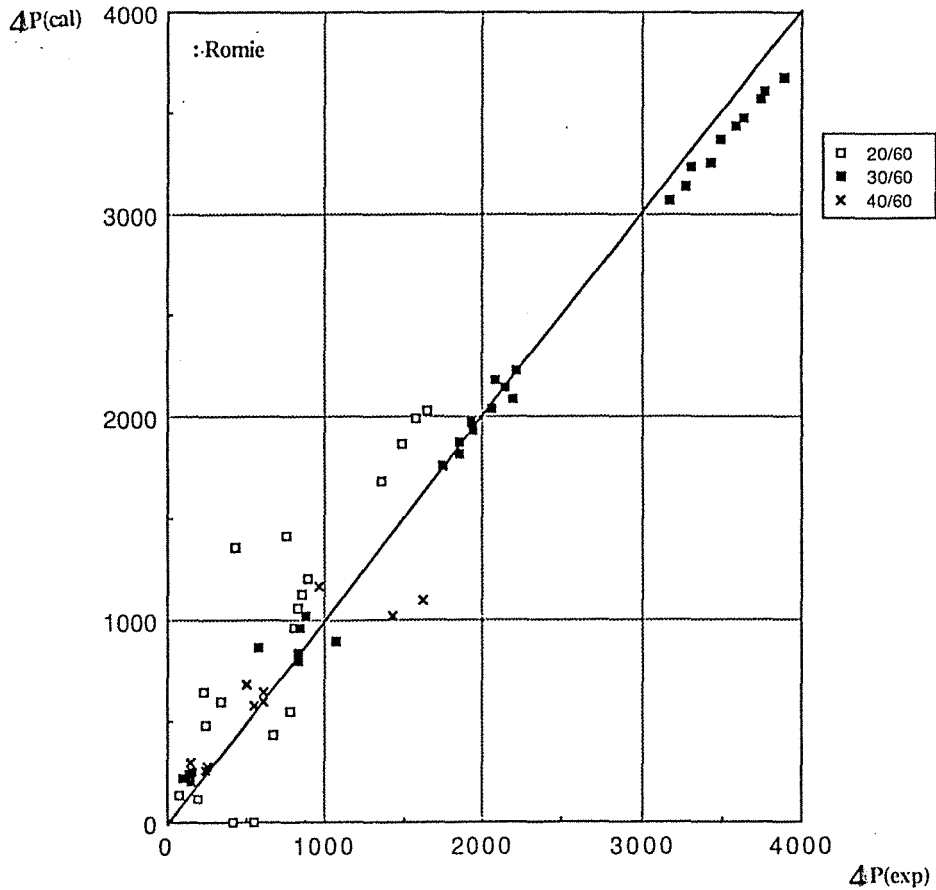


Fig.4.36 Comparaison de modèle aux mesures expérimentales de la chute de pression singulière en écoulement diphasique: Romie

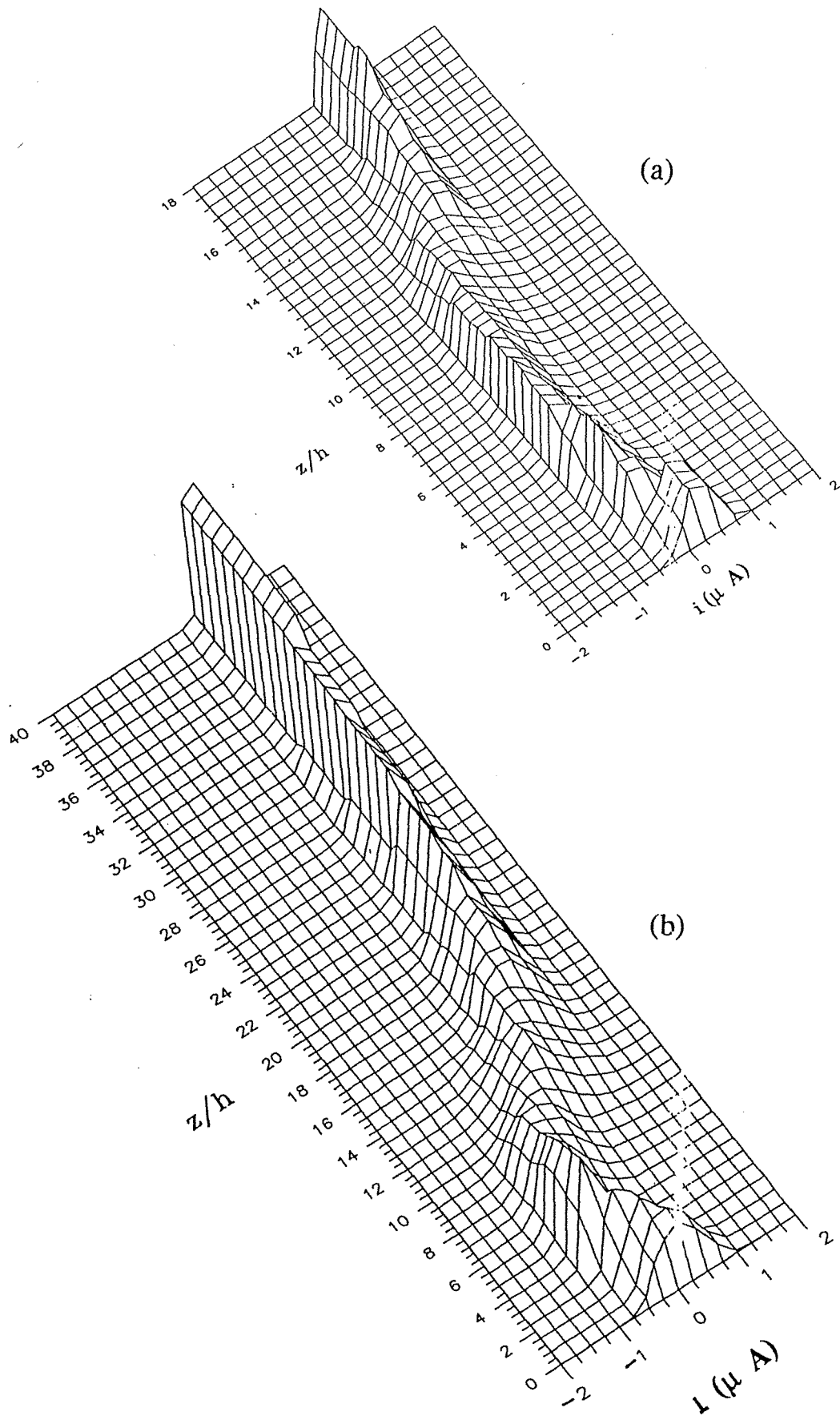


Fig.5.1 Evolution de la densité de probabilité des signaux de sondes électrochimiques doubles lors d'un écoulement monophasique dans l'élargissement :

(a) $\phi 20/60\text{mm}$: $V_{R1}=100\text{cm/s}$.

(b) $\phi 40/60\text{mm}$: $V_{R1}=100\text{cm/s}$.

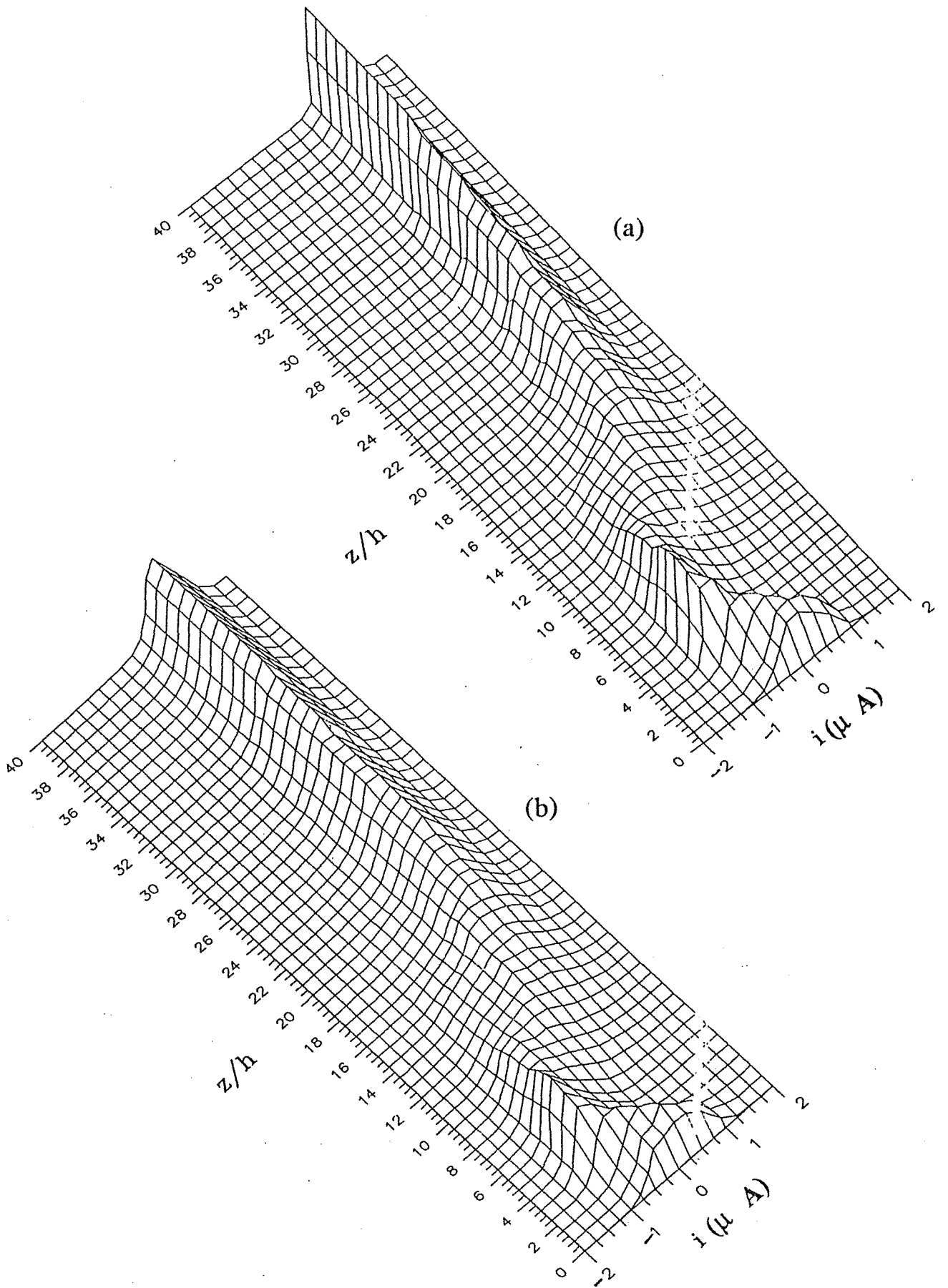
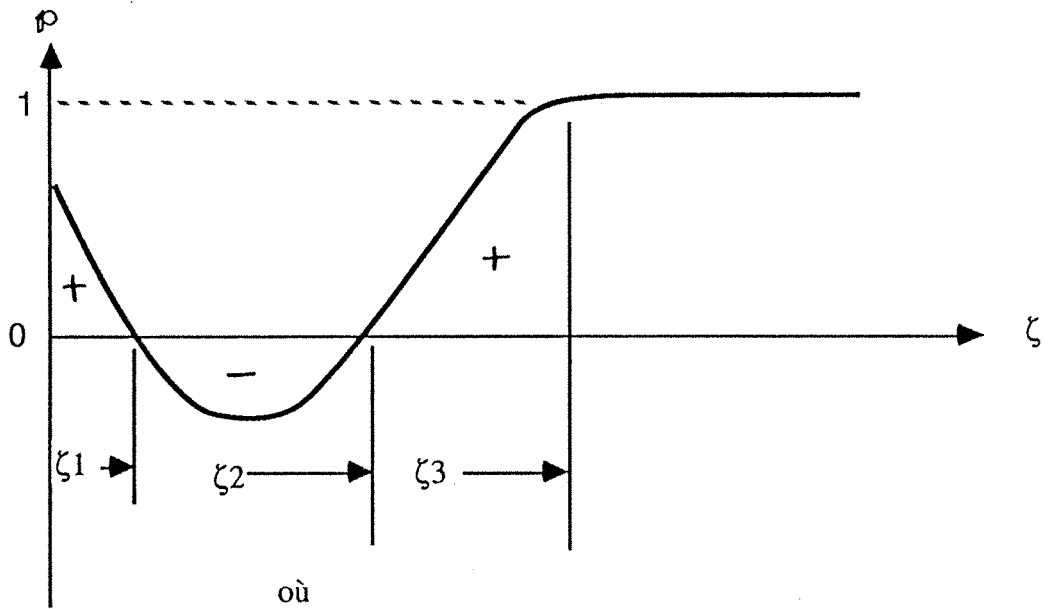


Fig.5.2 Evolution de la densité de probabilité des signaux de sondes électrochimiques doubles lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 40/60\text{mm}$:

- a) $V_{l1}=150\text{cm/s}$; $V_{g1}=11,8\text{cm/s}$.
- b) $V_{l1}=150\text{cm/s}$; $V_{g1}=36,2\text{cm/s}$.



- (a) où
- ζ_1 : taille du petit tourbillon
 - ζ_2 : la distance au point de recollement
 - ζ_3 : fin de l'écoulement de retour

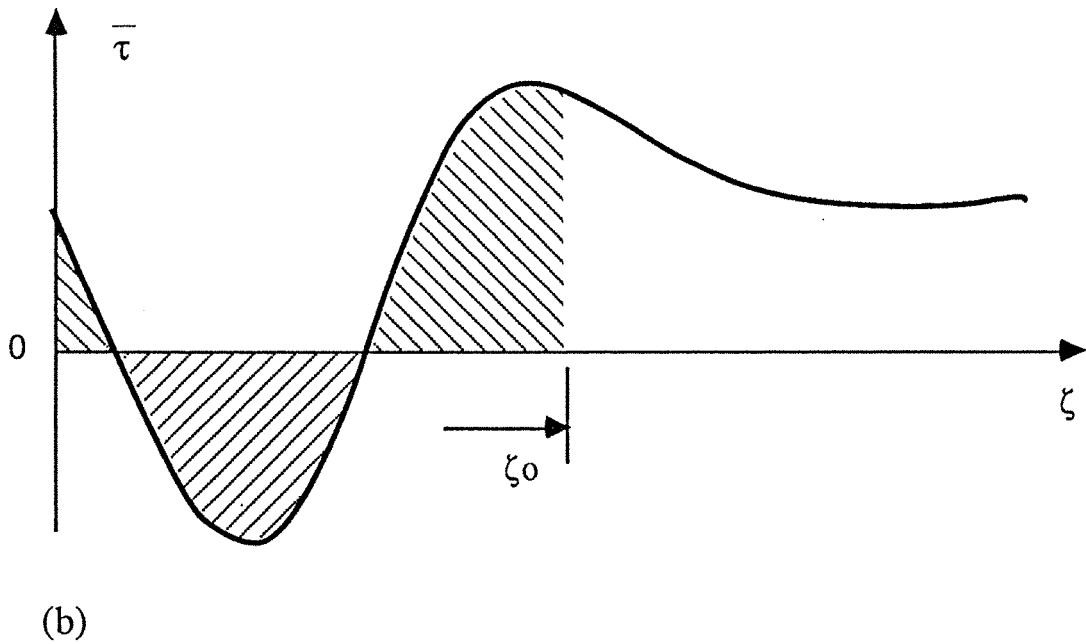


Fig.5.3 Schéma de l'évolution longitudinale
 a) de la fonction d'intégrale, ρ
 b) du frottement pariétal moyen

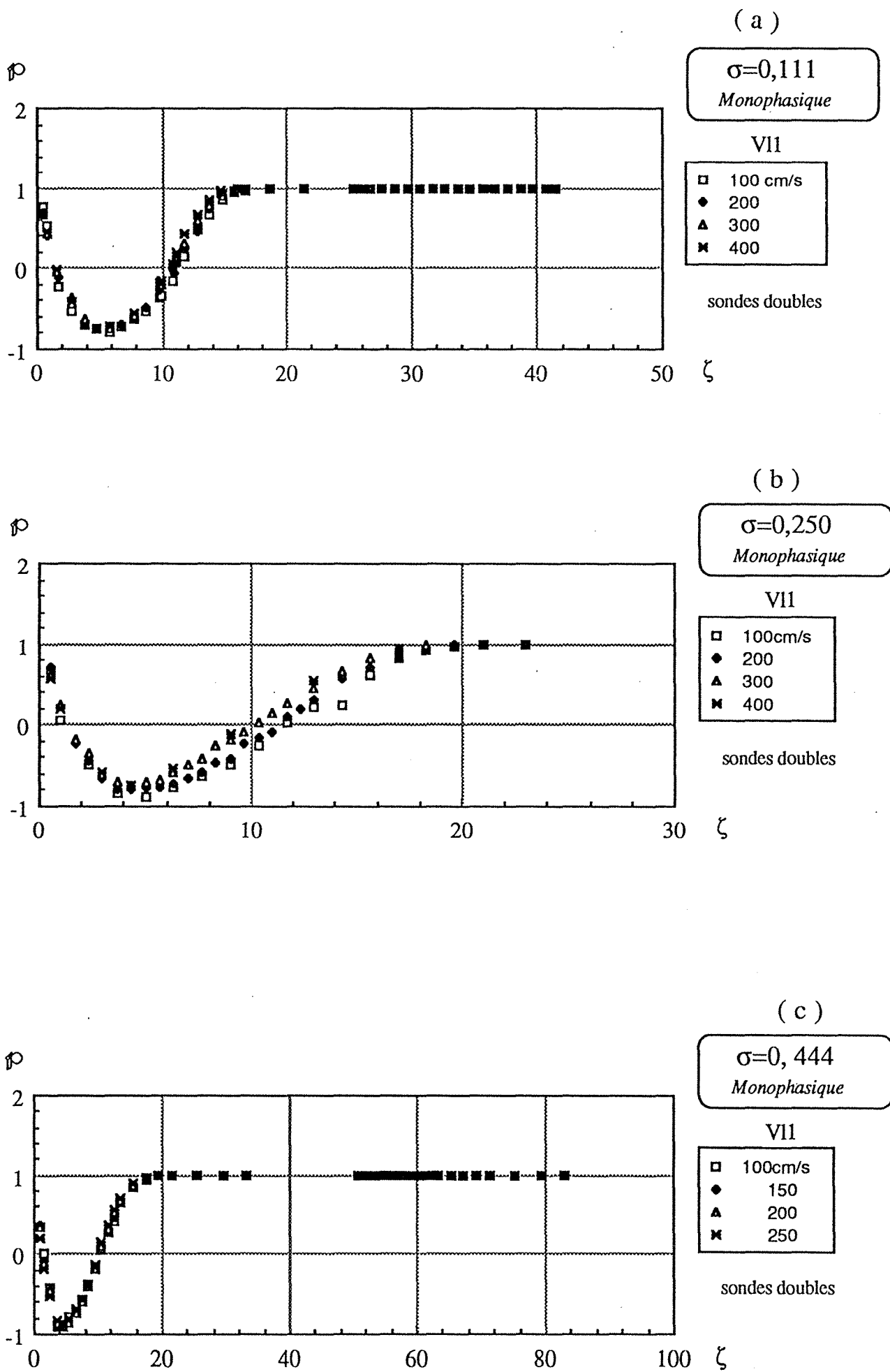


Fig.5.4 Evolution de la fonction intégrale de densité de probabilité lors d'un écoulement monophasique dans les élargissements: (a) $\sigma=0,111$ (b) $\sigma=0,250$ (c) $\sigma=0,444$.

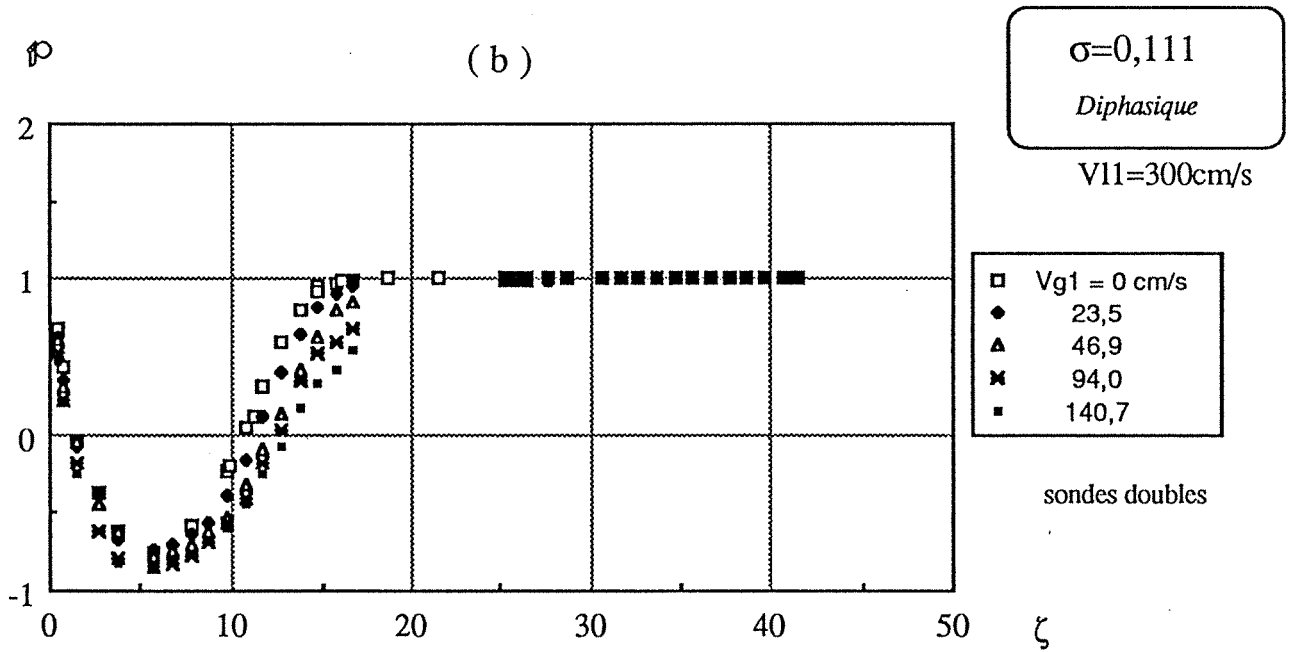
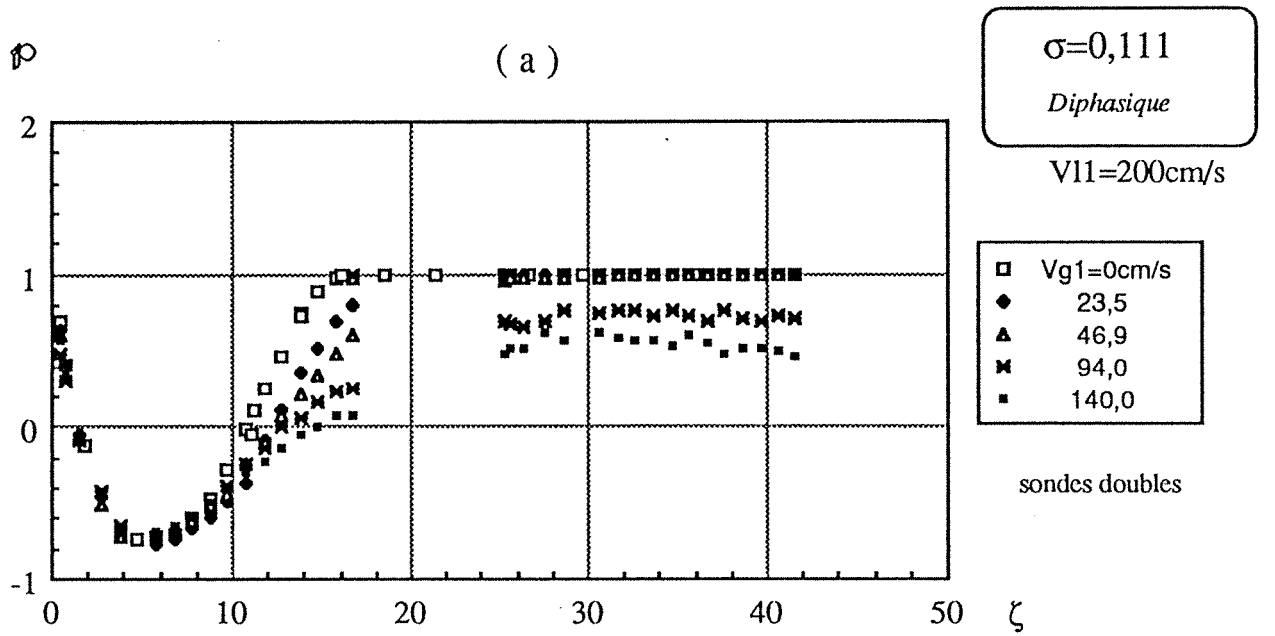


Fig.5.5 Evolution de la fonction intégrale de densité de probabilité lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 20/60$:

(a) $V_{l1}=200\text{cm/s}$

(b) $V_{l1}=300\text{cm/s}$.

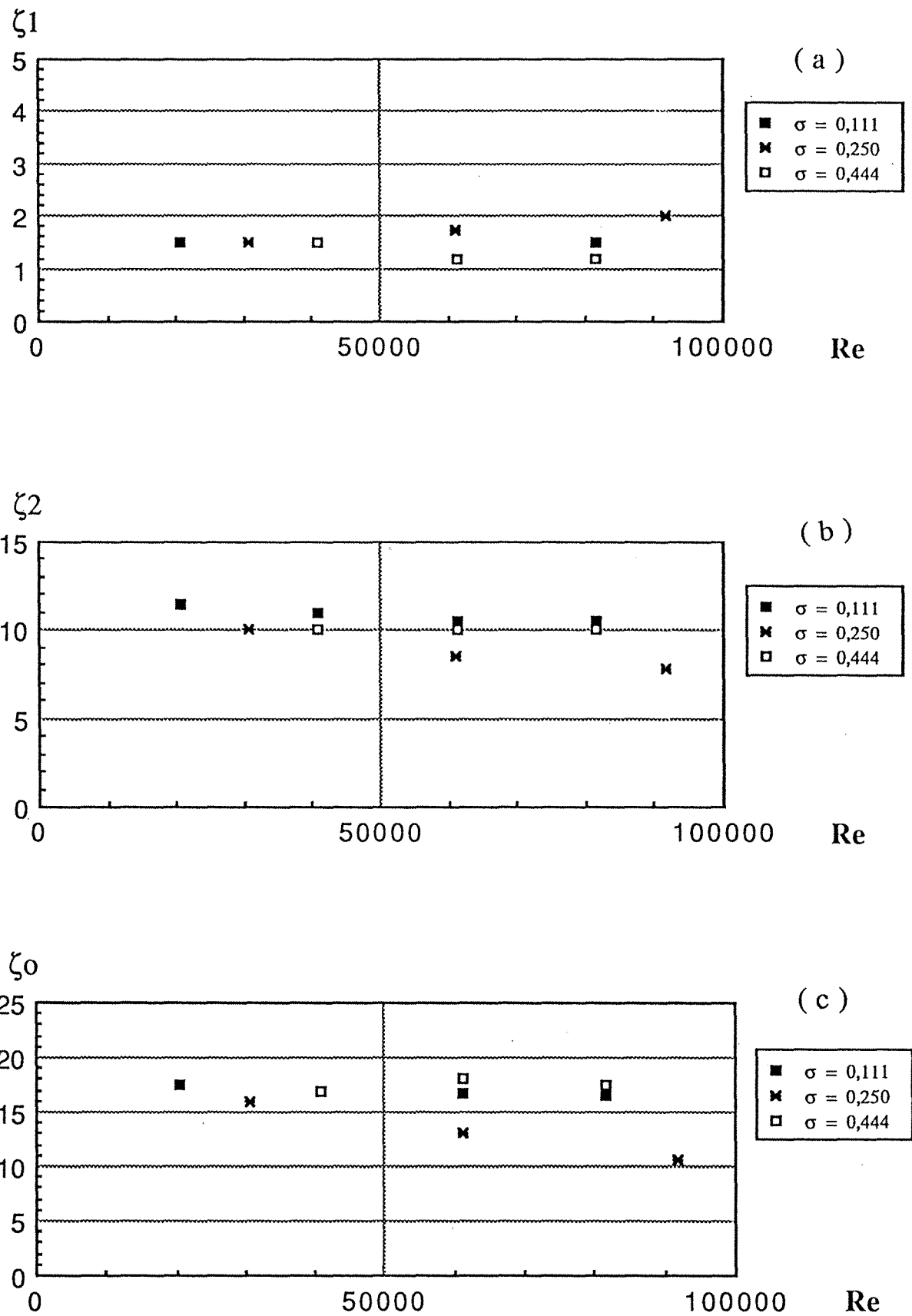


Fig.5.6 Longueurs caractéristiques selon le frottement pariétal en écoulement monophasique :

(a) taille du petit tourbillon

(b) longueur de recollement

(c) longueur caractéristique(l_0/h) définie dans le chapitre 2.

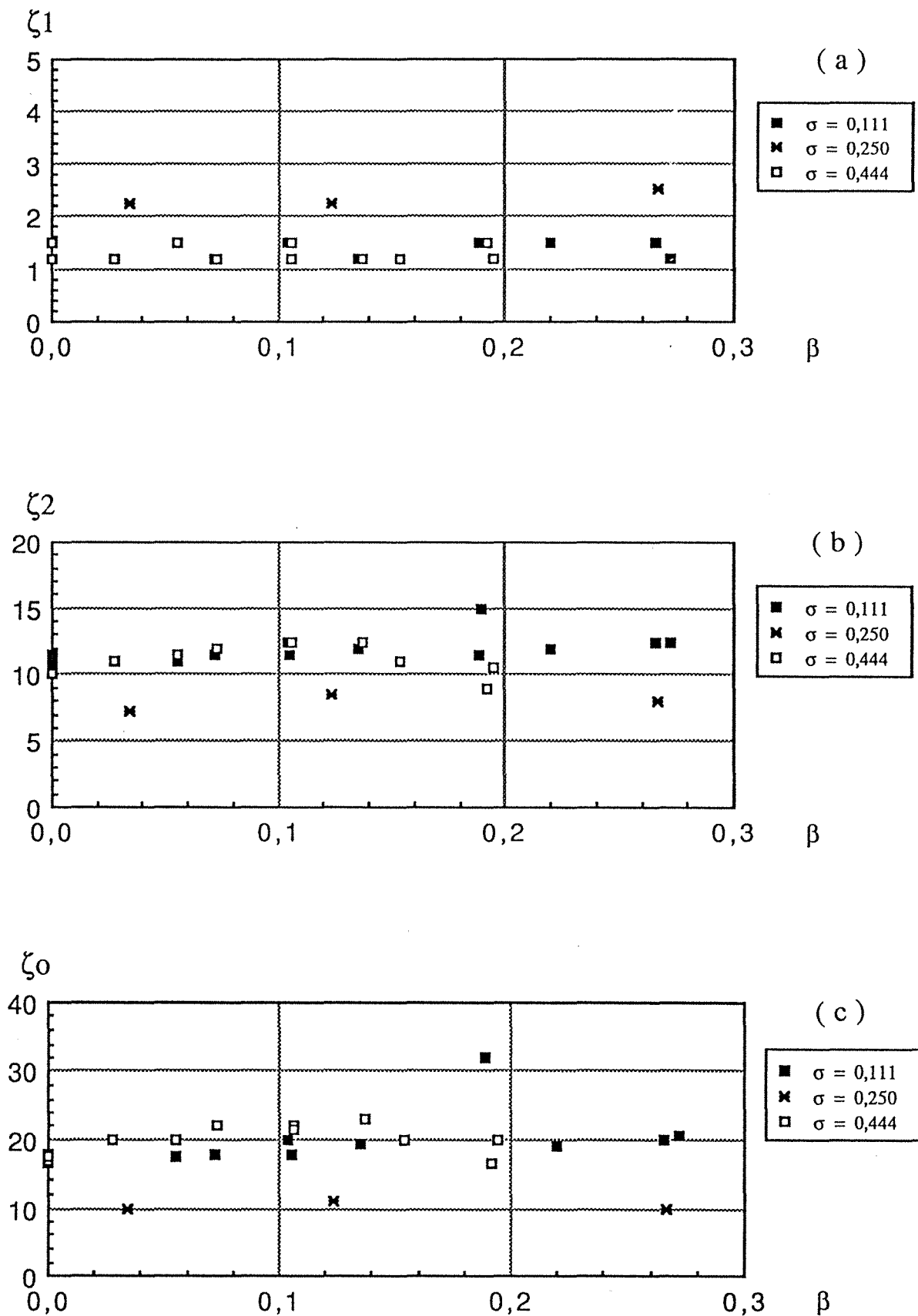


Fig.5.7 Longueurs caractéristiques selon le frottement pariétal en écoulement diphasique :

(a) taille du petit tourbillon

(b) longueur de recollement

(c) longueur caractéristique(l_0/h) définie dans le chapitre 2.

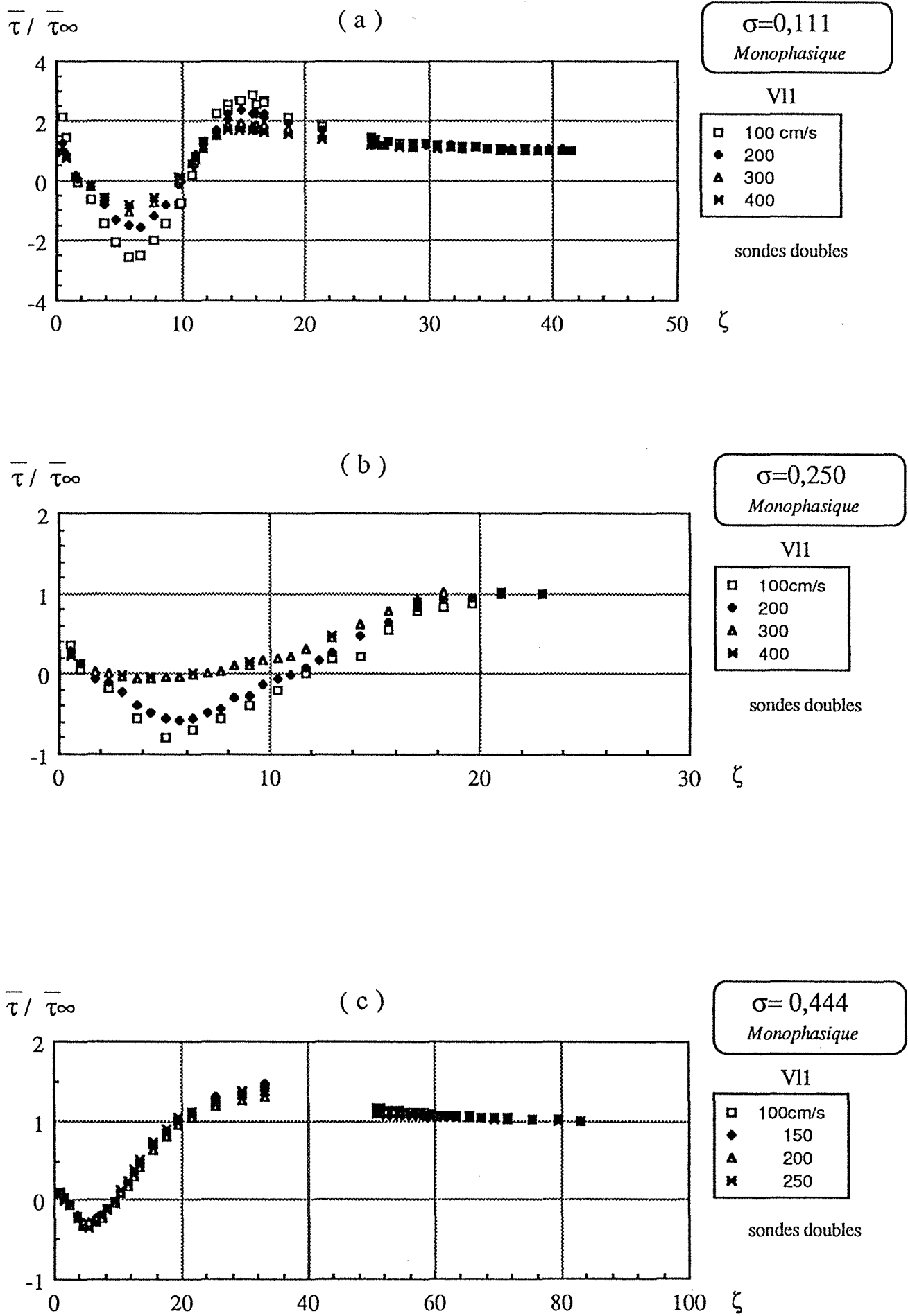
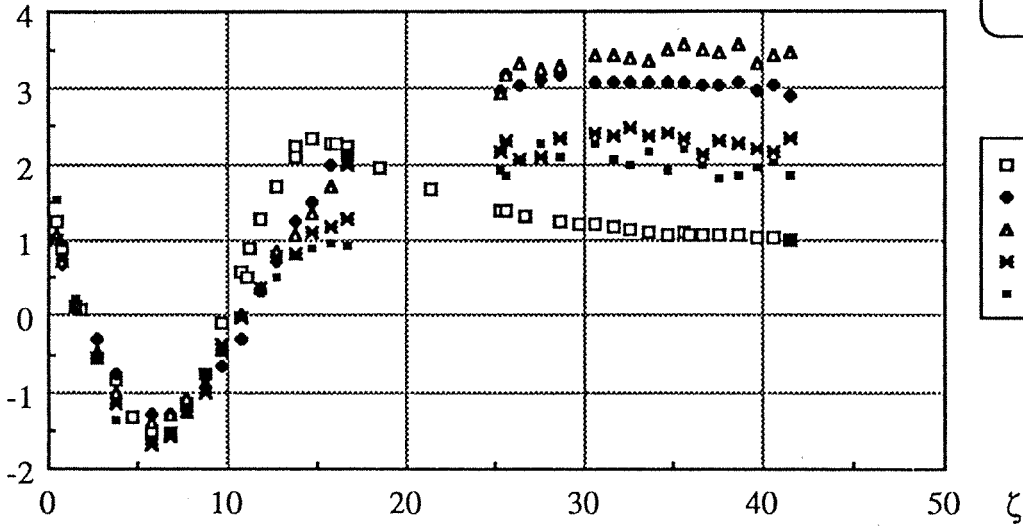


Fig.5.8 Evolution du frottement pariétal moyen relatif (sondes doubles) en écoulement monophasique : (a) $\sigma=0,111$ (b) $\sigma=0,250$ (c) $\sigma=0,444$.

$\overline{\tau} / \overline{\tau}_\infty$

(a)

 $\overline{\tau} / \overline{\tau}_\infty$

(b)

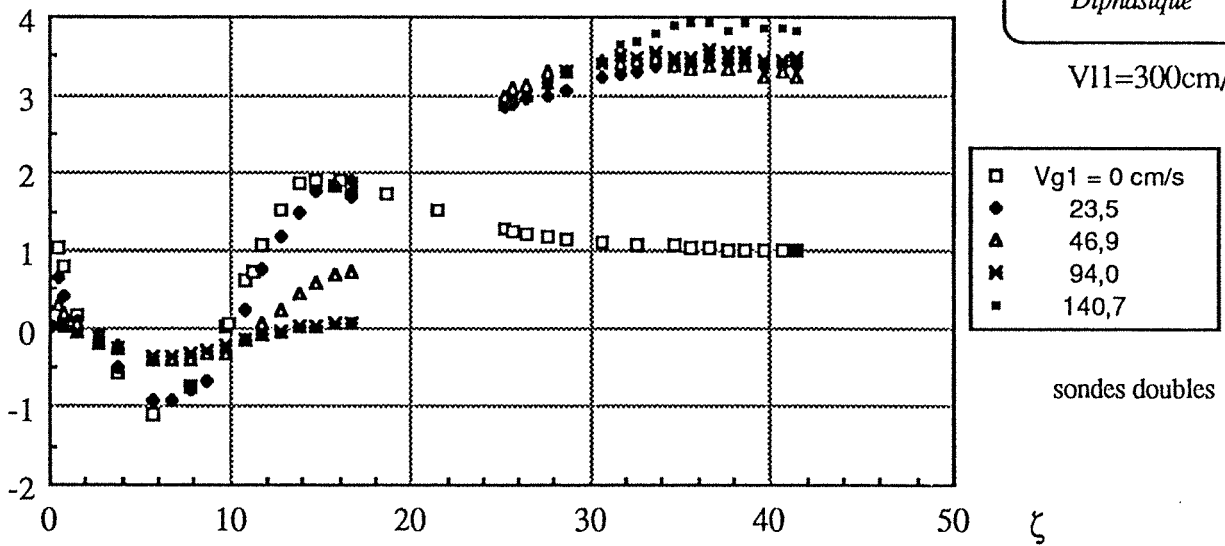


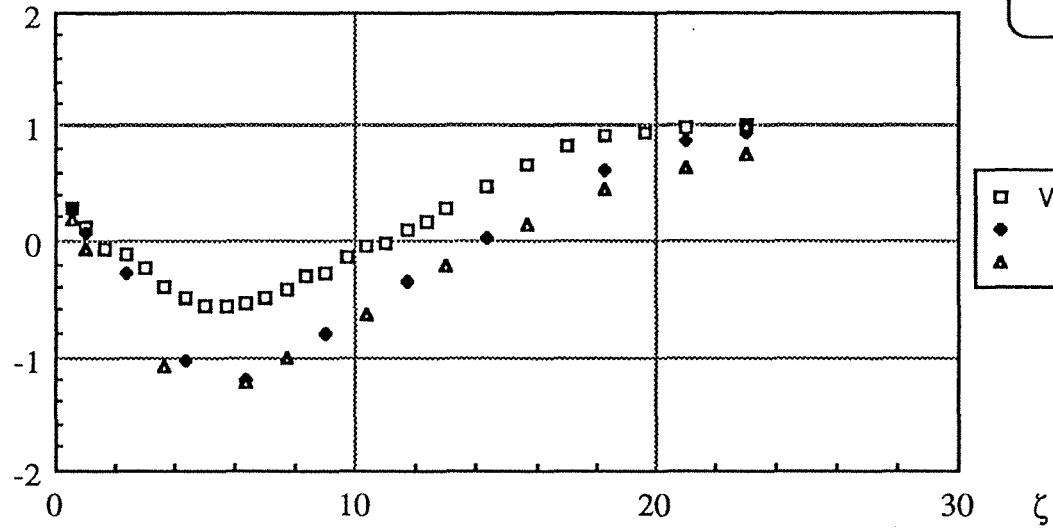
Fig.5.9 Evolution du frottement pariétal moyen relatif (sondes doubles) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 20/60$:

(a) $V_{l1}=200\text{cm/s}$

(b) $V_{l1}=300\text{cm/s}$.

$\bar{\tau} / \bar{\tau}_\infty$

(a)

 $\bar{\tau} / \bar{\tau}_\infty$

(b)

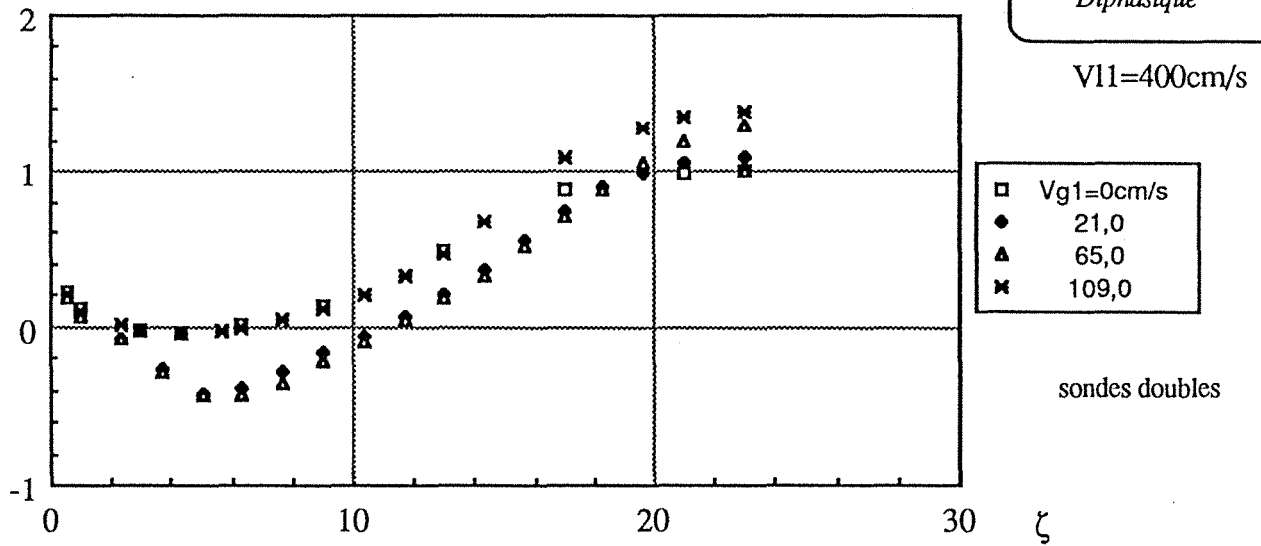


Fig.5.10 Evolution du frottement pariétal moyen relatif (sondes doubles) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 30/60$:

(a) $V_{\ell 1}=200\text{cm/s}$

(b) $V_{\ell 1}=400\text{cm/s}$.

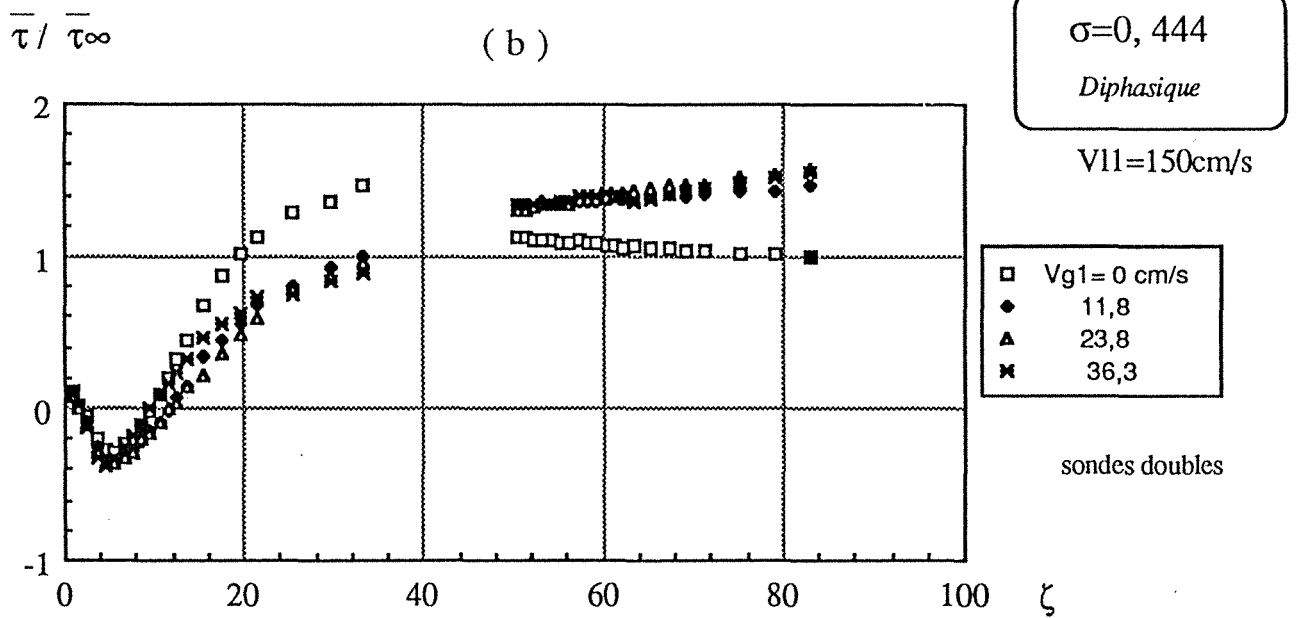
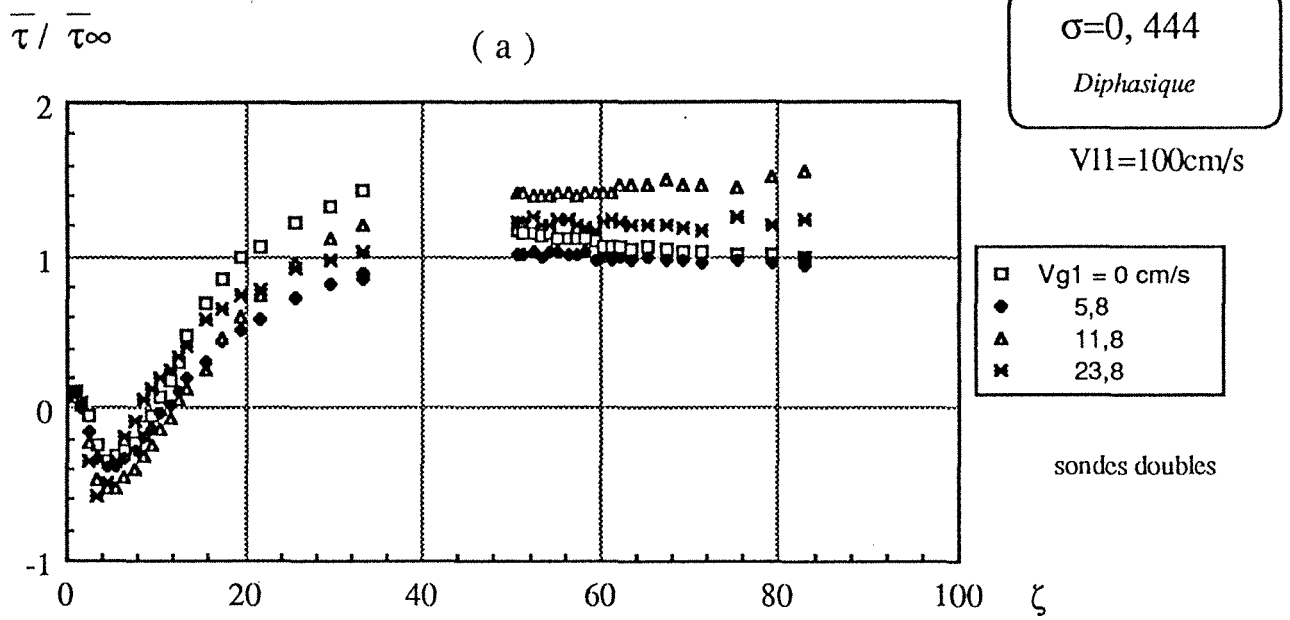


Fig.5.11 Evolution du frottement pariétal moyen relatif (sondes doubles) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 40/60$:

(a) $V_{l1}=100\text{cm/s}$

(b) $V_{l1}=150\text{cm/s}$.

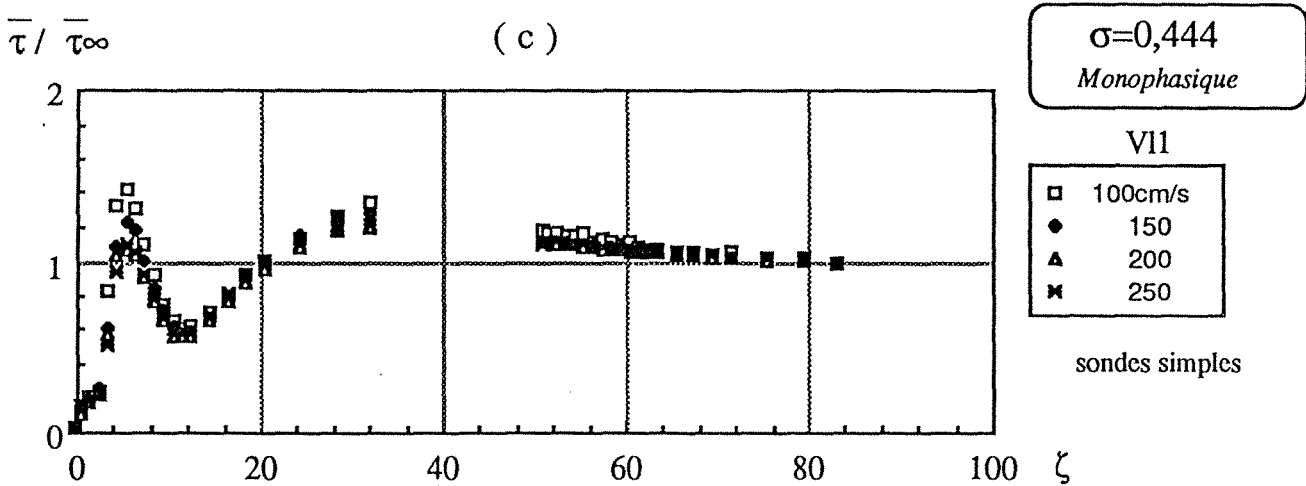
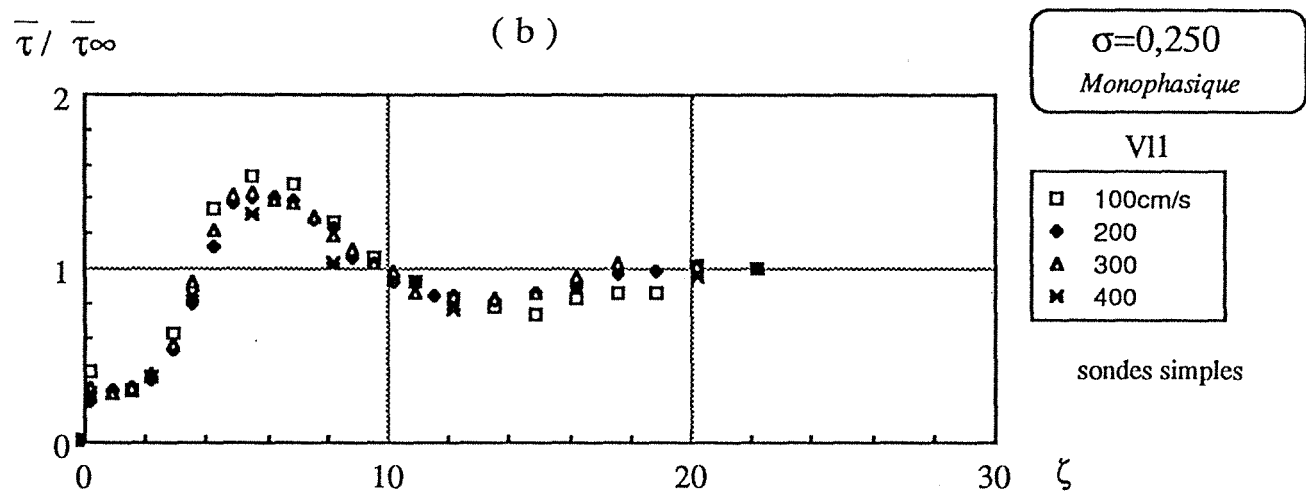
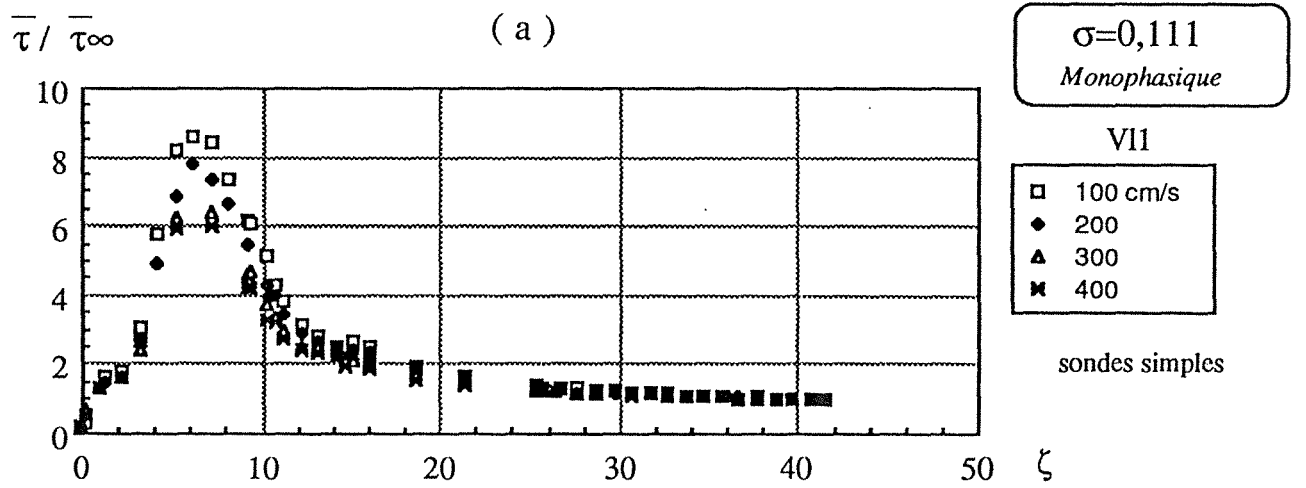


Fig.5.12 Evolution du frottement pariétal moyen relatif (sondes simples) en écoulement monophasique : (a) $\sigma=0,111$ (b) $\sigma=0,250$ (c) $\sigma=0,444$.

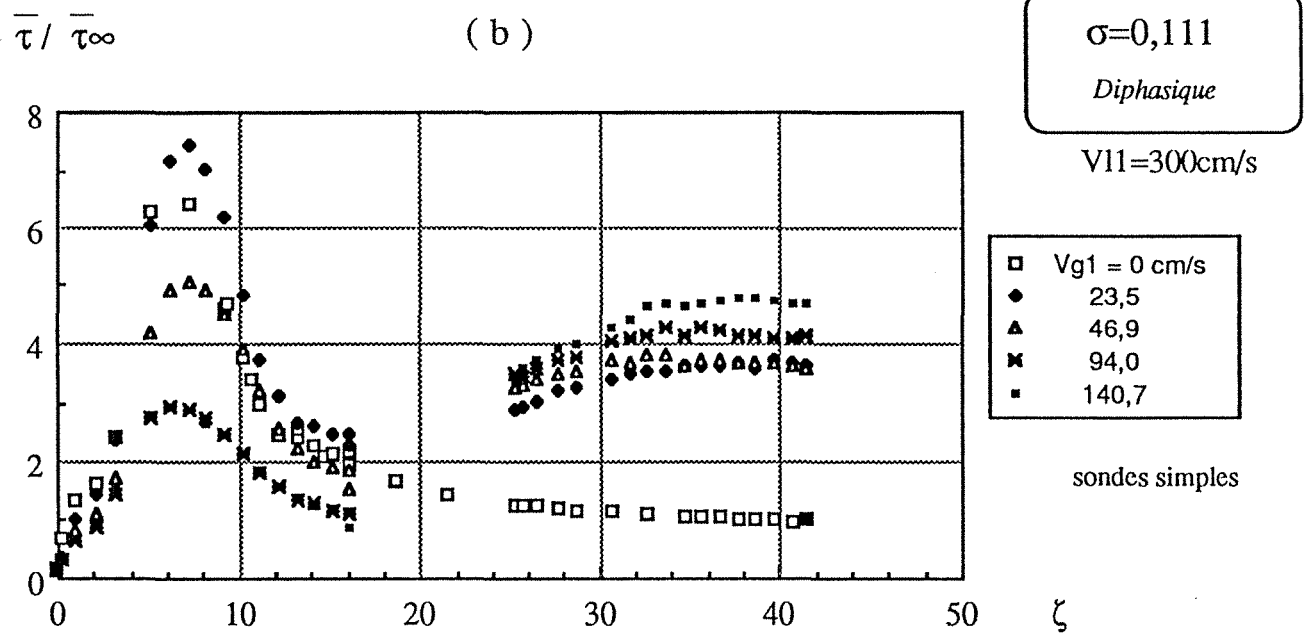
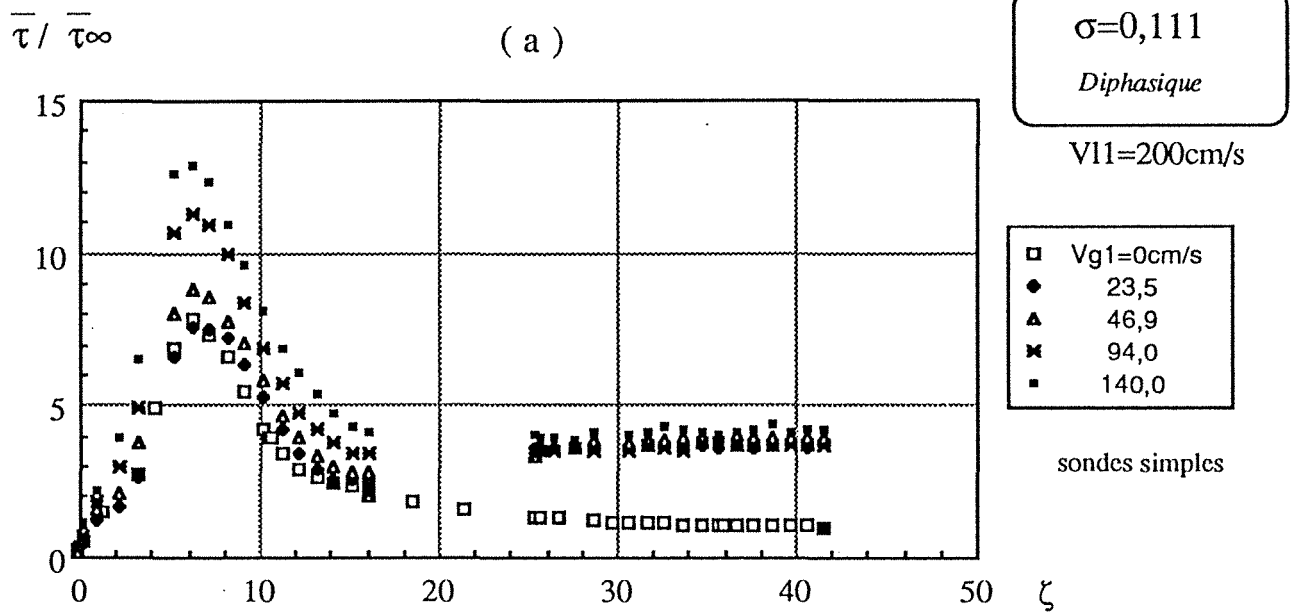


Fig.5.13 Evolution du frottement pariétal moyen relatif (sondes simples) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 20/60$:

(a) $V_{l1}=200\text{cm/s}$

(b) $V_{l1}=300\text{cm/s}$.

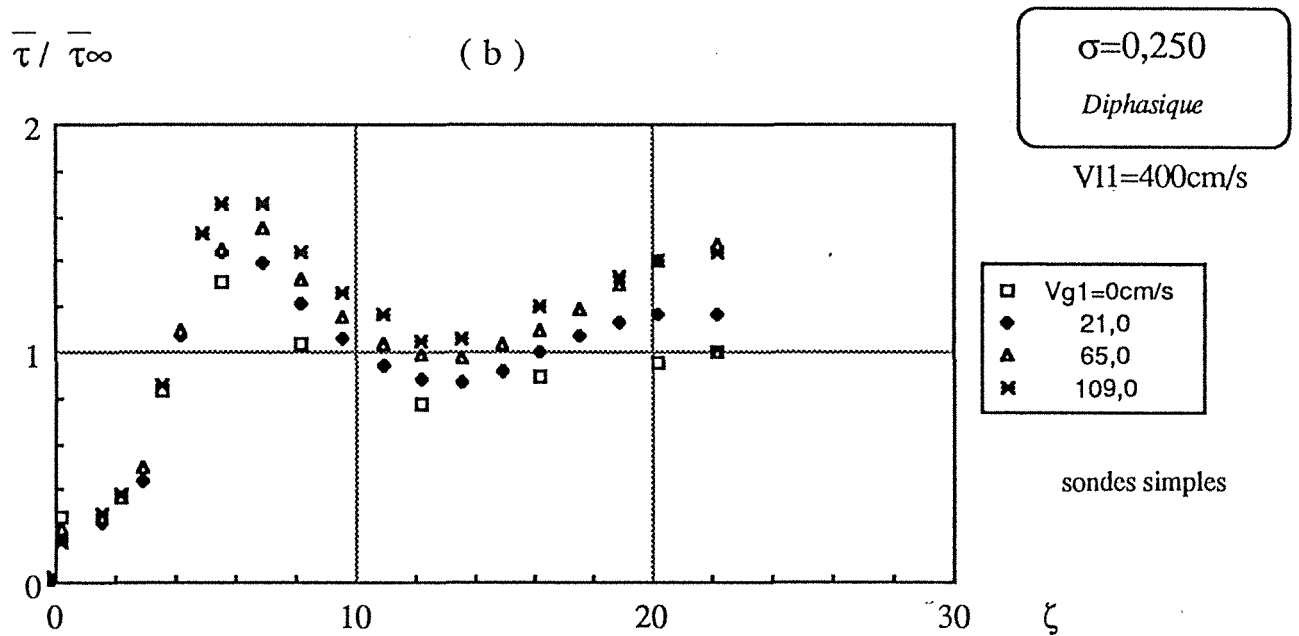
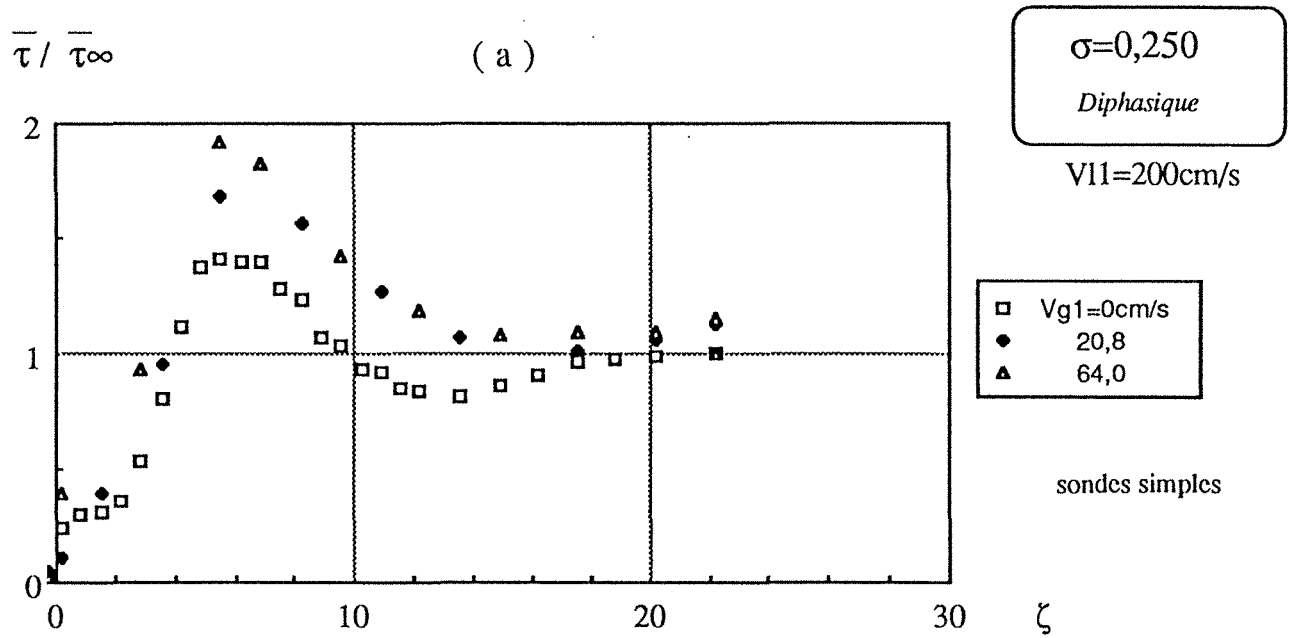


Fig.5.14 Evolution du frottement pariétal moyen relatif (sondes simples) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 30/60$:

(a) $V_{11}=200\text{cm/s}$

(b) $V_{11}=400\text{cm/s}$.

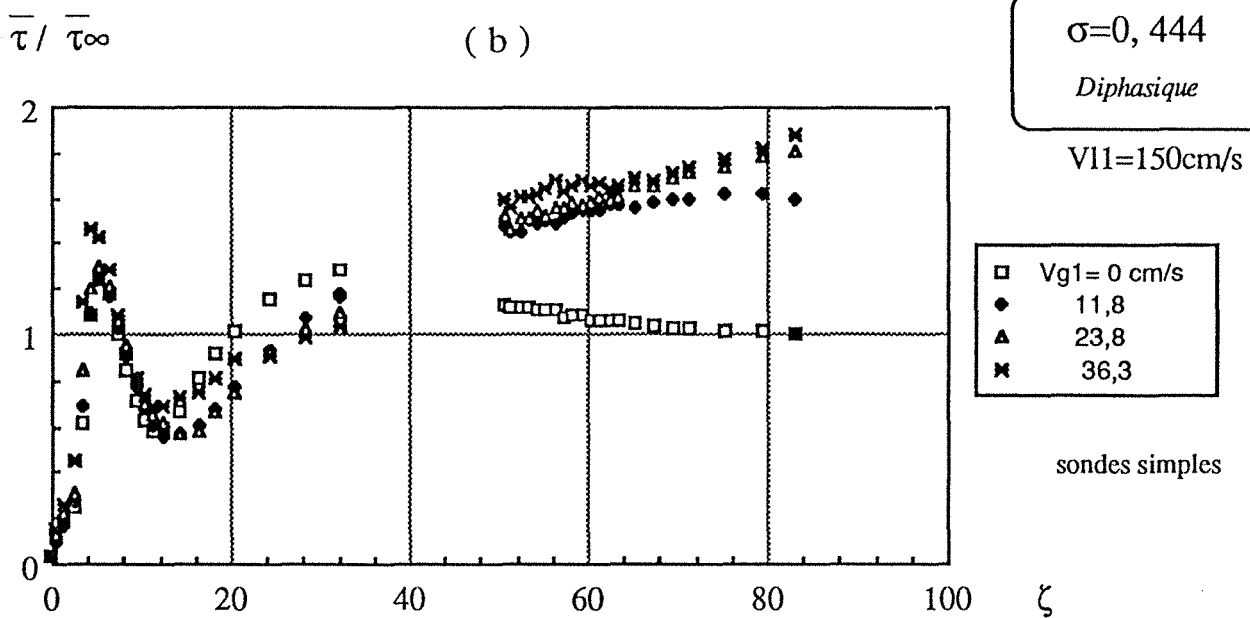
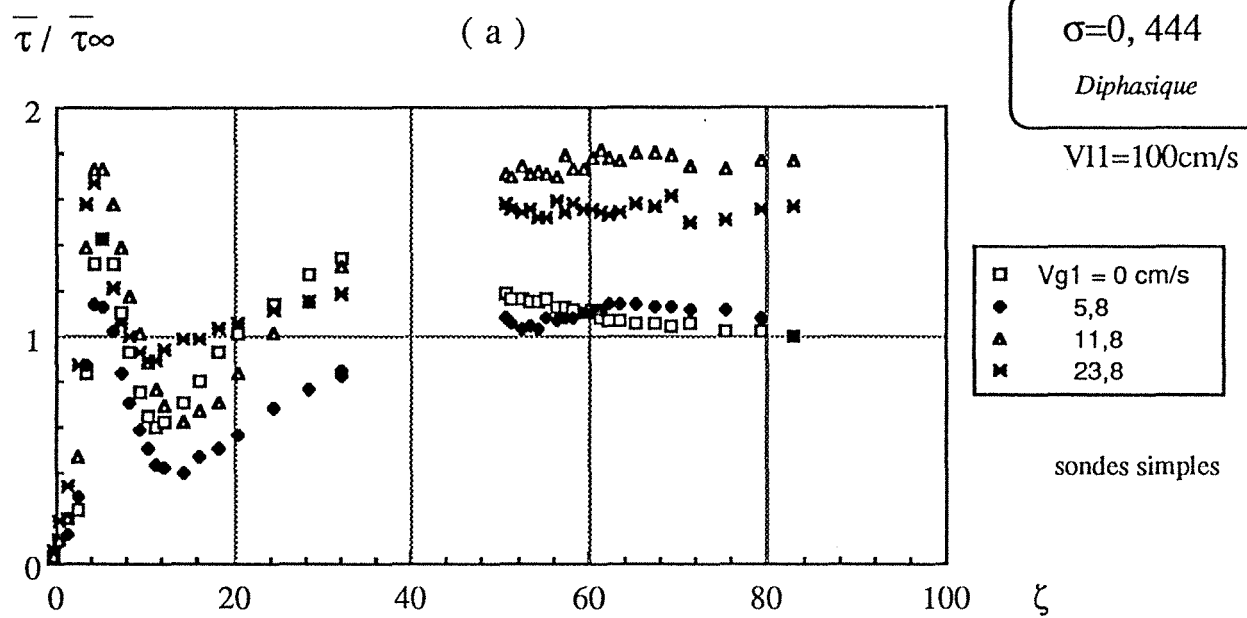


Fig.5.15 Evolution du frottement pariétal moyen relatif (sondes simples) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 40/60$:

(a) $V_{l1} = 100 \text{ cm/s}$

(b) $V_{l1} = 150 \text{ cm/s}$.

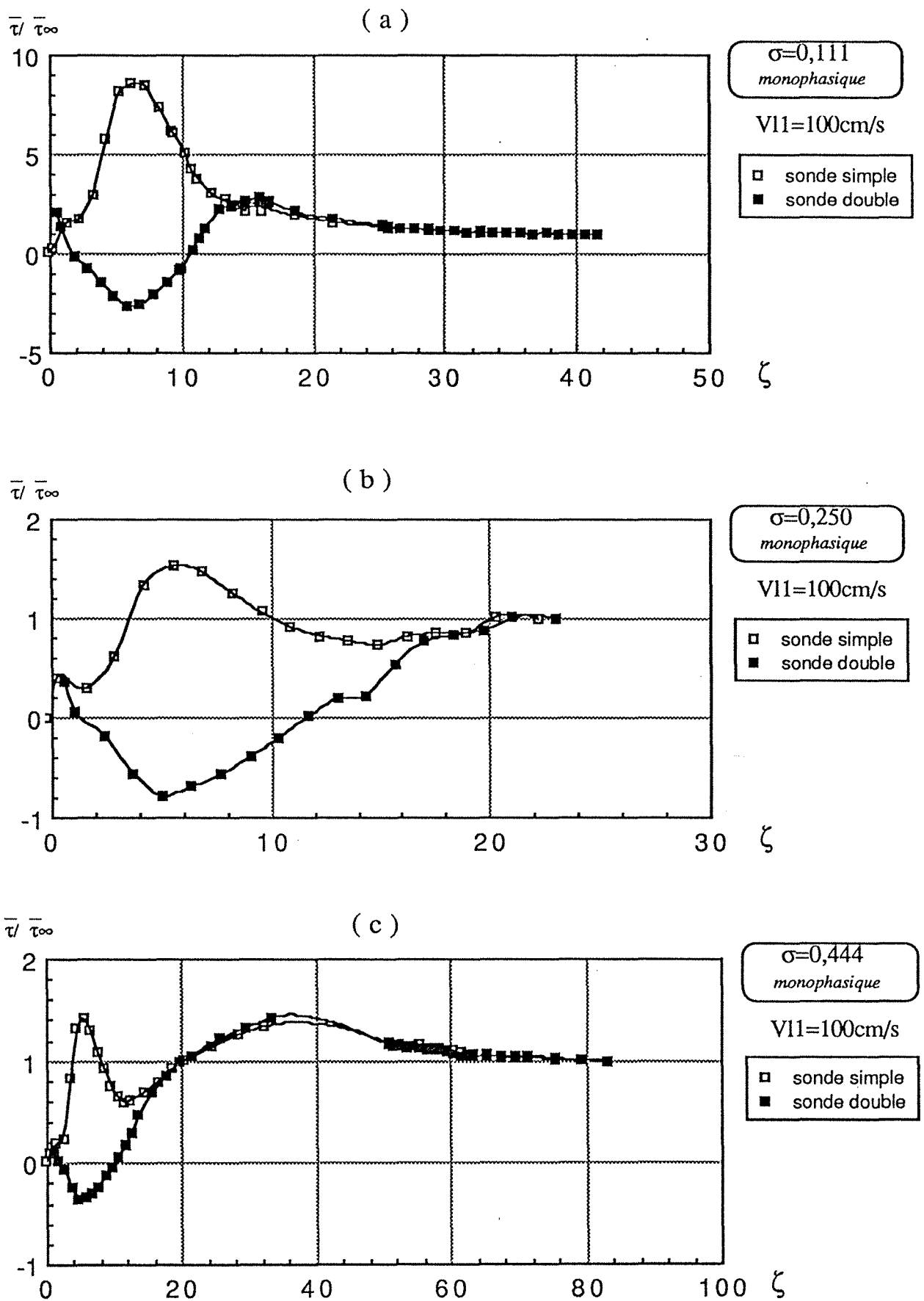


Fig.5.16 Evolution du frottement pariétal moyen relatif (sondes simples et doubles) lors d'un écoulement monophasique dans les élargissements: (a) $\sigma=0,111$ (b) $\sigma=0,250$ (c) $\sigma=0,444$.

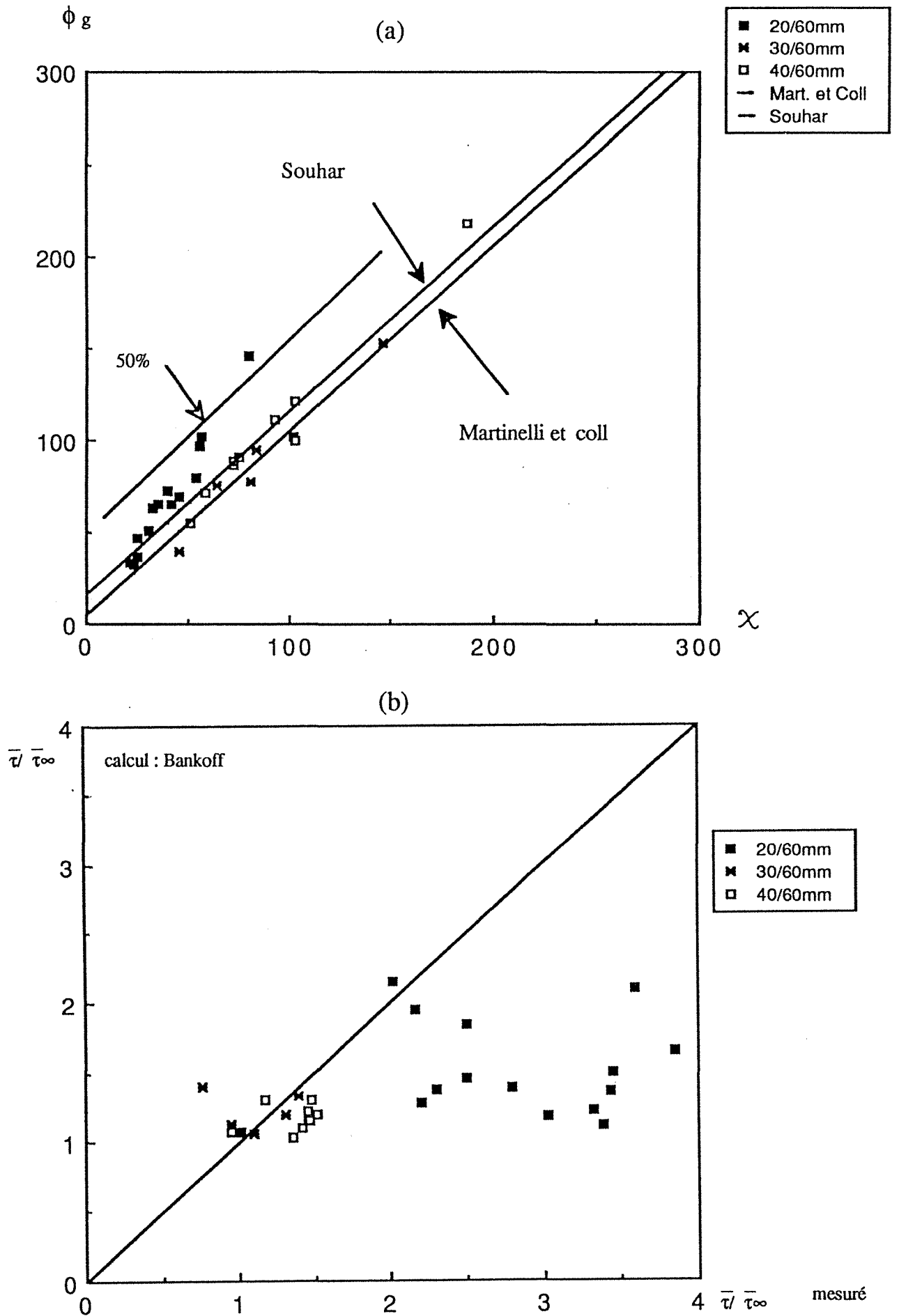


Fig.5.17 Comparaison avec les modèles de
 (a) Lockhart et Martinelli ; Souhar.
 (b) Bankoff

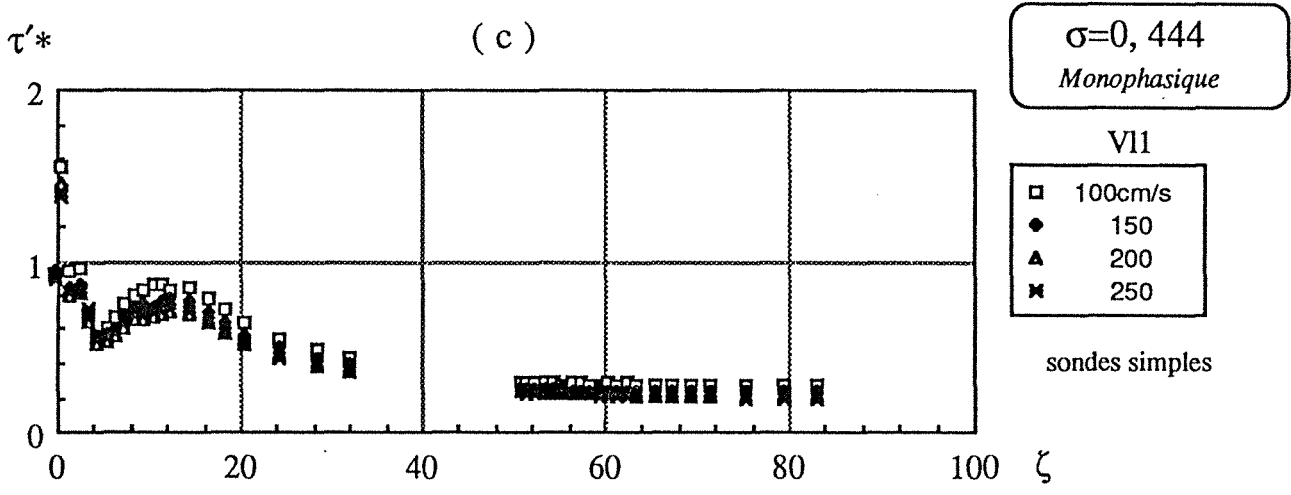
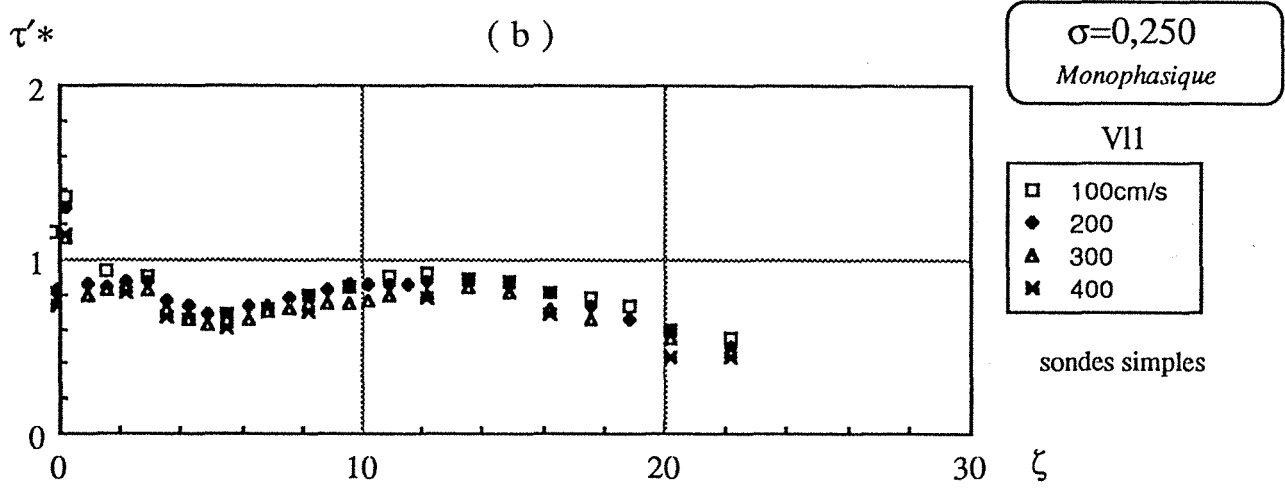
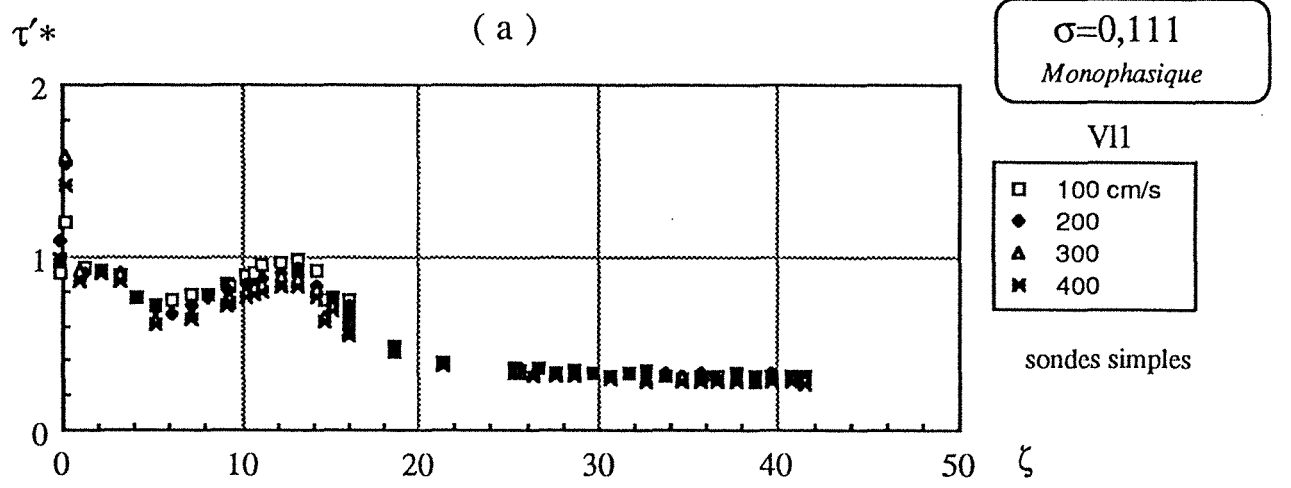


Fig.5.18 Evolution du taux de fluctuation (sondes simples) en écoulement monophasique : (a) $\sigma=0,111$ (b) $\sigma=0,250$ (c) $\sigma=0,444$.

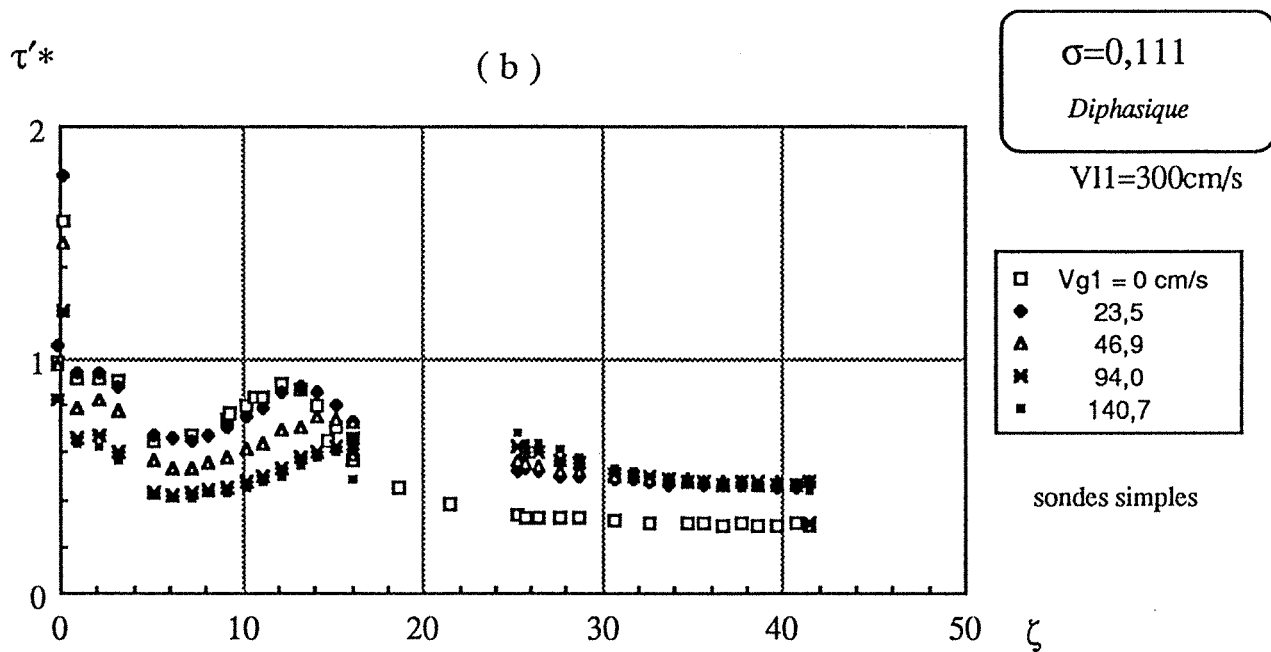
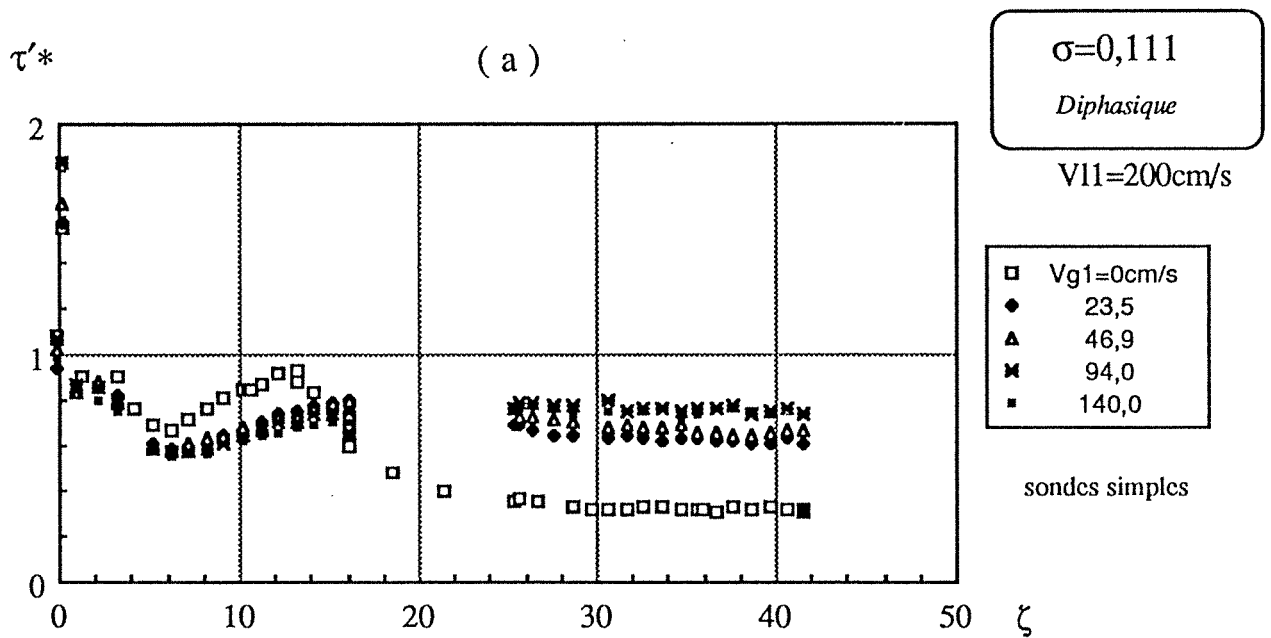


Fig.5.19 Evolution du taux de fluctuation (sondes simples) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 20/60$:

(a) $V_{l1}=200\text{cm/s}$
 (b) $V_{l1}=300\text{cm/s}$.

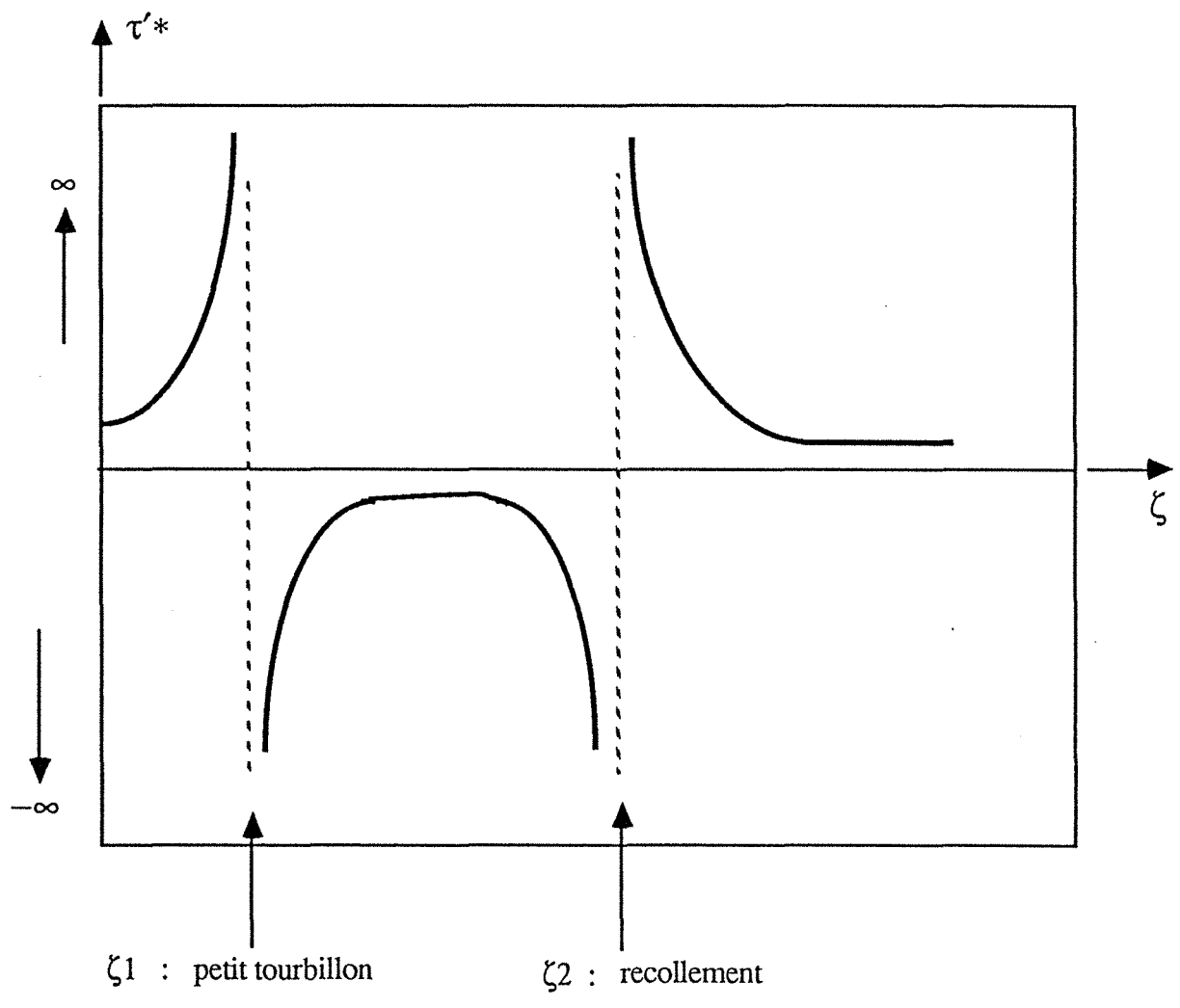


Fig. 5.20 Schéma de l'évolution du taux de fluctuation du frottement pariétal (sondes doubles)

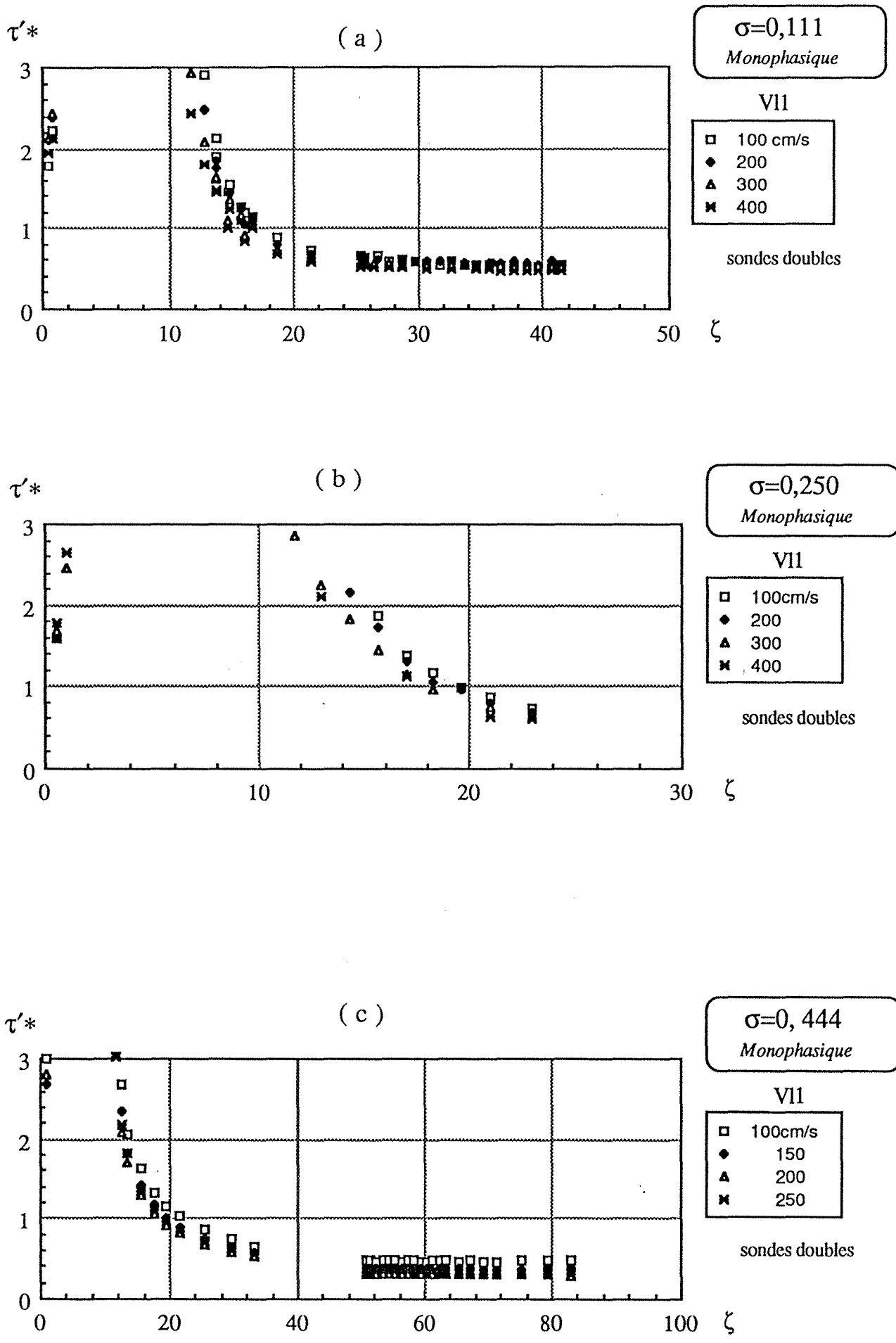


Fig.5.21 Evolution du taux de fluctuation (sondes doubles) en écoulement monophasique : (a) $\sigma=0,111$ (b) $\sigma=0,250$ (c) $\sigma=0,444$.

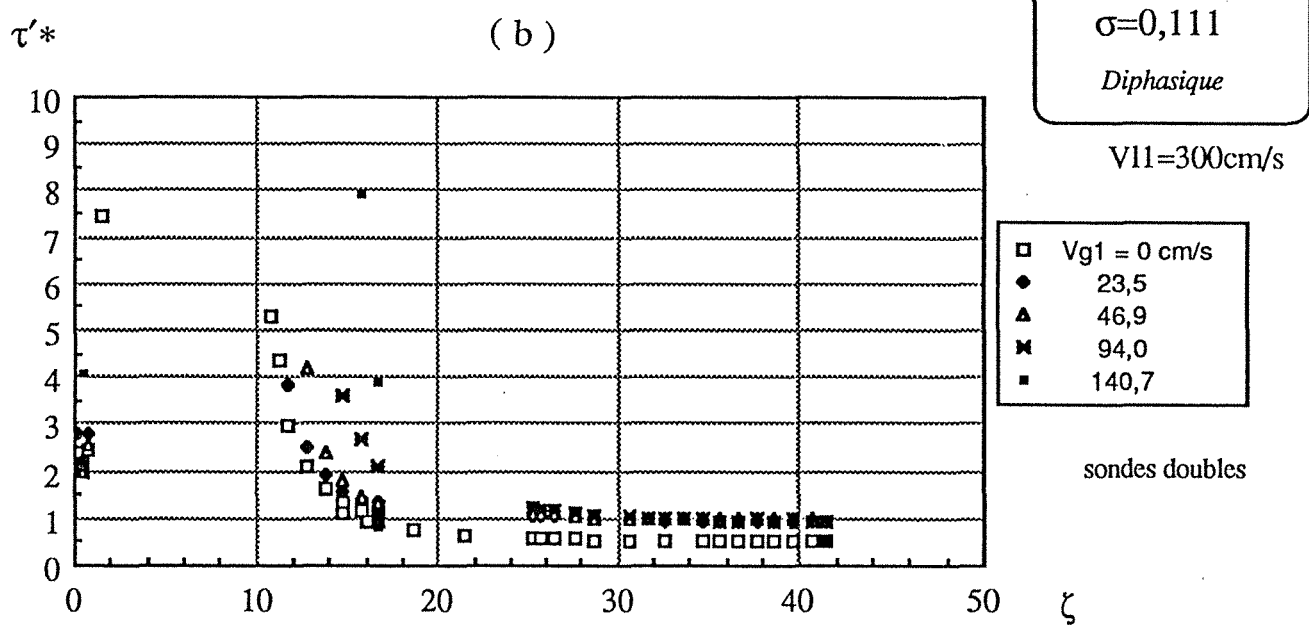
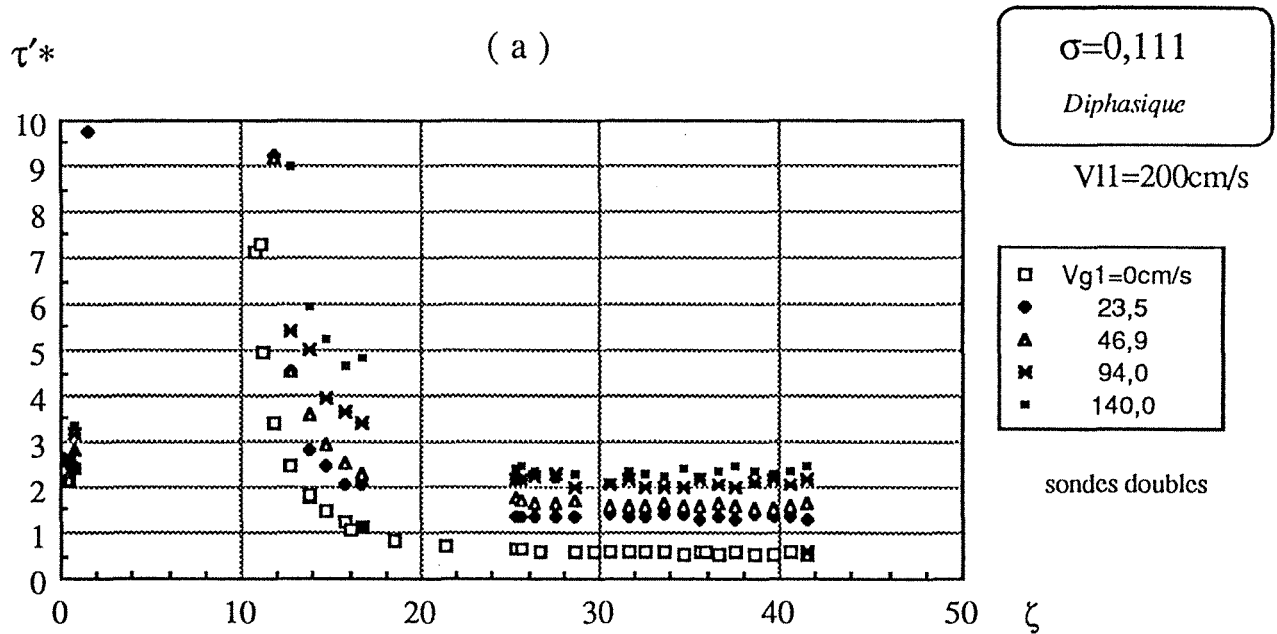


Fig.5.22 Evolution du taux de fluctuation (sondes doubles) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 20/60$:

(a) $V_{l1}=200\text{cm/s}$

(b) $V_{l1}=300\text{cm/s}$.

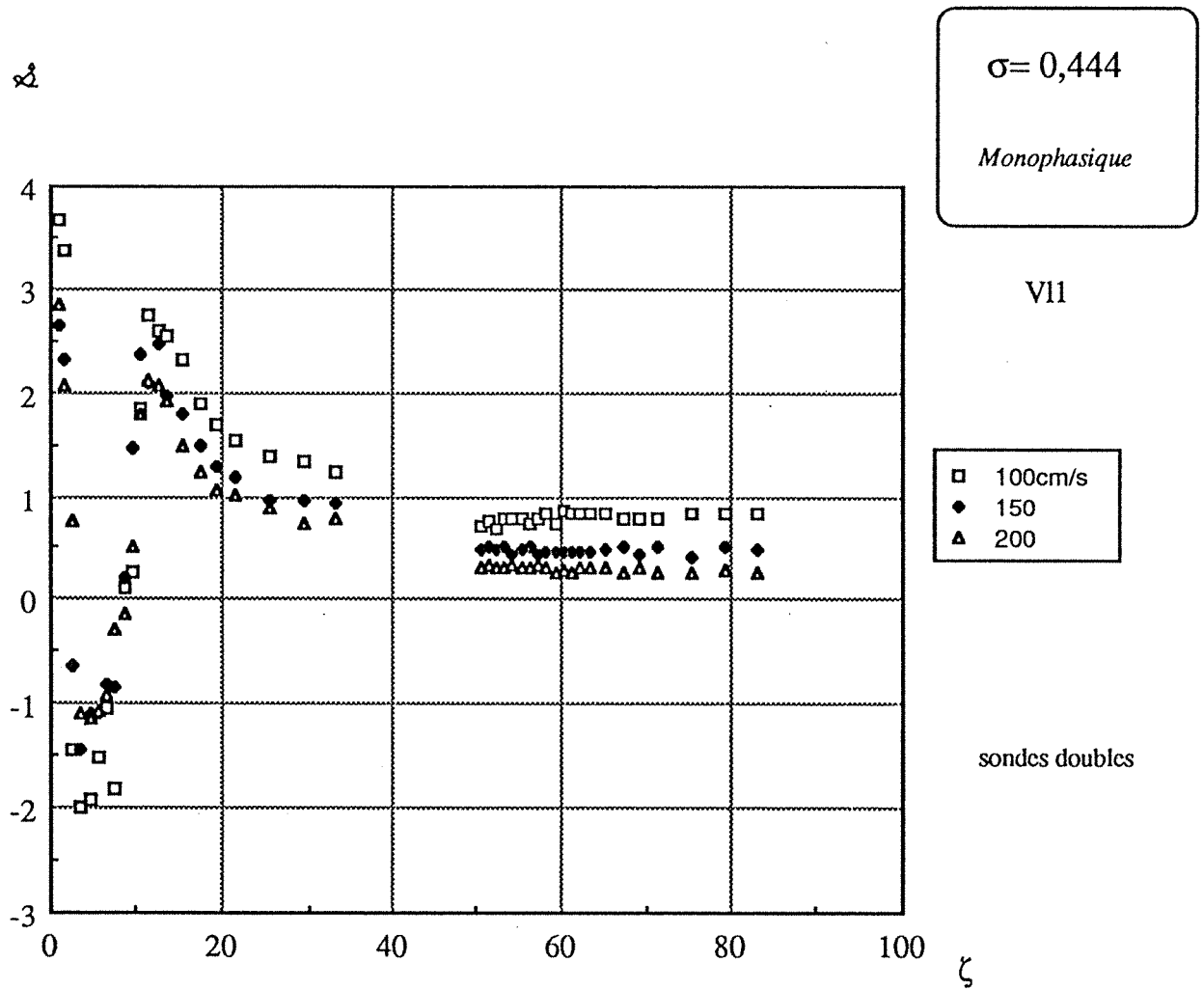


Fig.5.23 Evolution du coefficient de dissymétrie ζ (sondes doubles) en écoulement monophasique dans l'élargissement $\phi 40/60$: $V_{l1}=100$, 150 et 200cm/s.

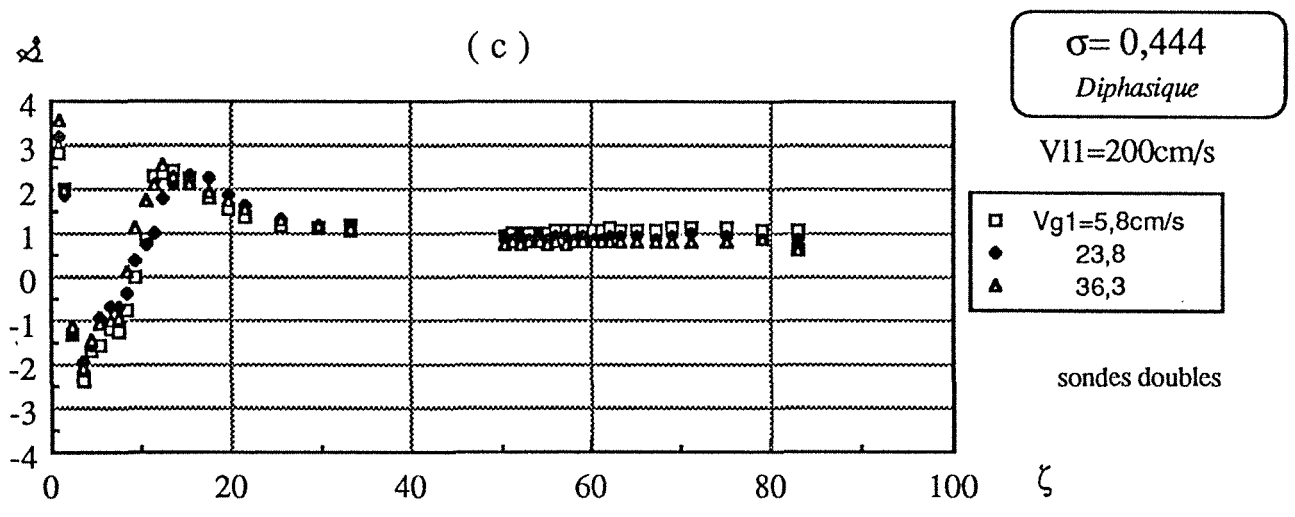
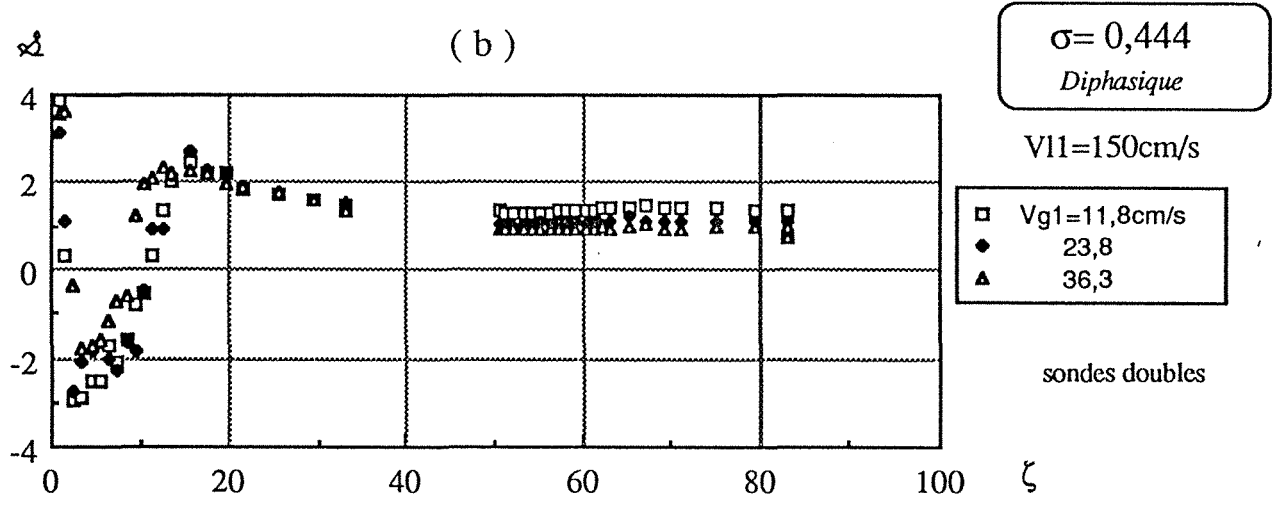
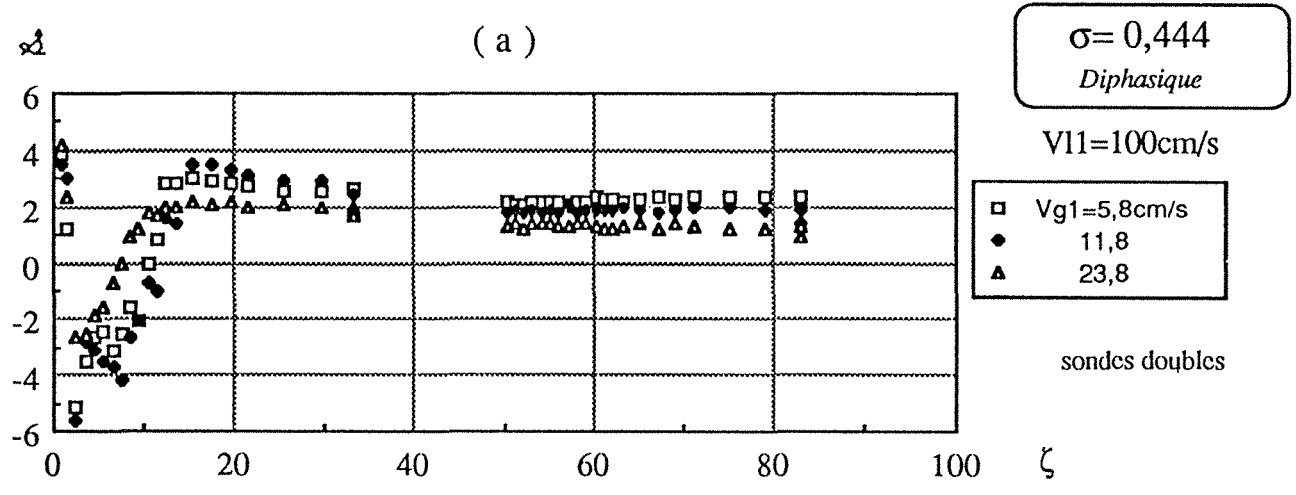


Fig.5.24 Evolution du coefficient de dissymétrie ζ (sondes doubles) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 40/60$:

(a) $V_{l1} = 100 \text{ cm/s}$
 (b) $V_{l1} = 150 \text{ cm/s}$
 (c) $V_{l1} = 200 \text{ cm/s}$.

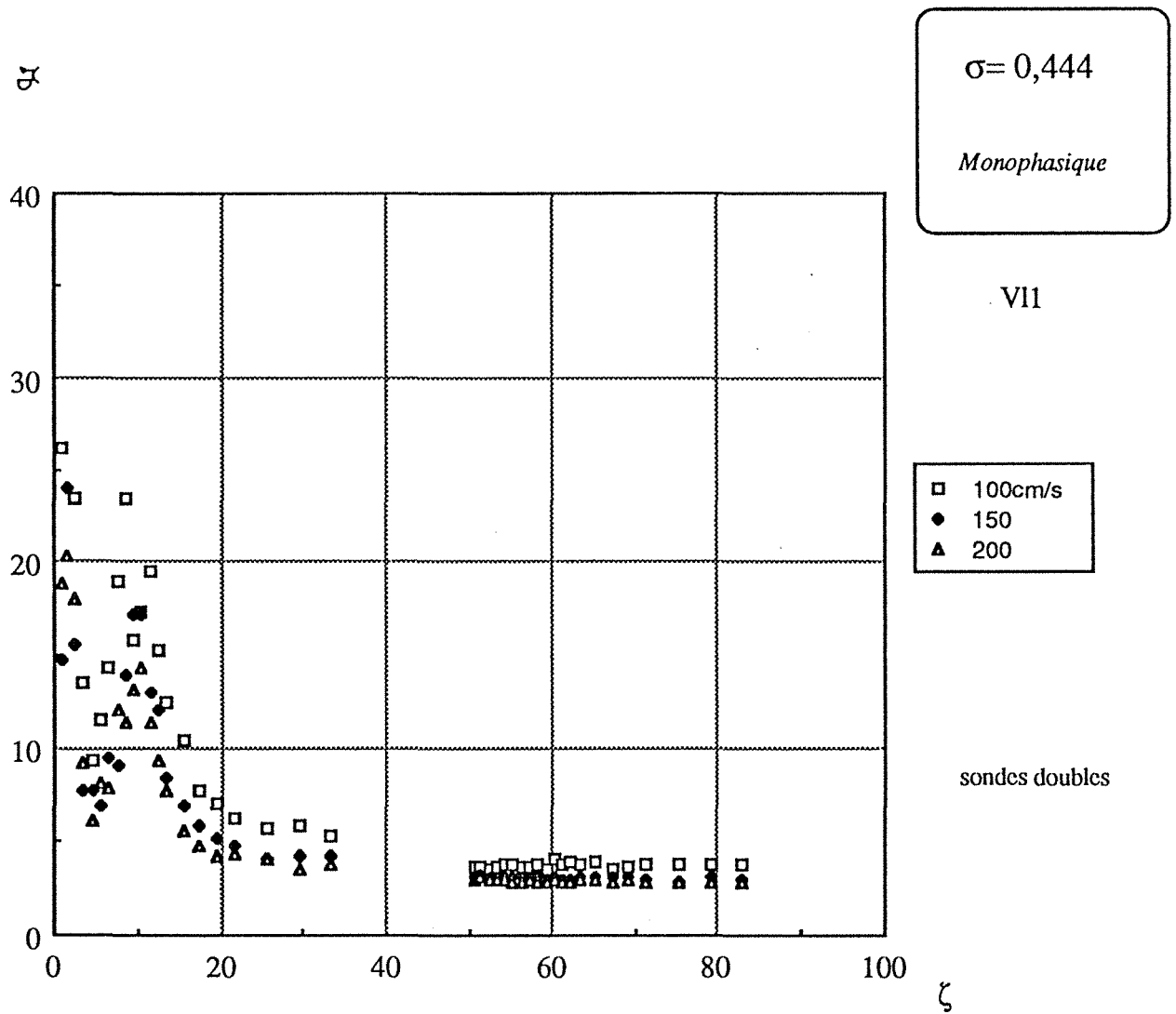


Fig.5.25 Evolution du coefficient d'aplatissement ε (sondes doubles) en écoulement monophasique dans l'élargissement $\phi 40/60$: $V_{l1}=100$, 150 et 200cm/s.

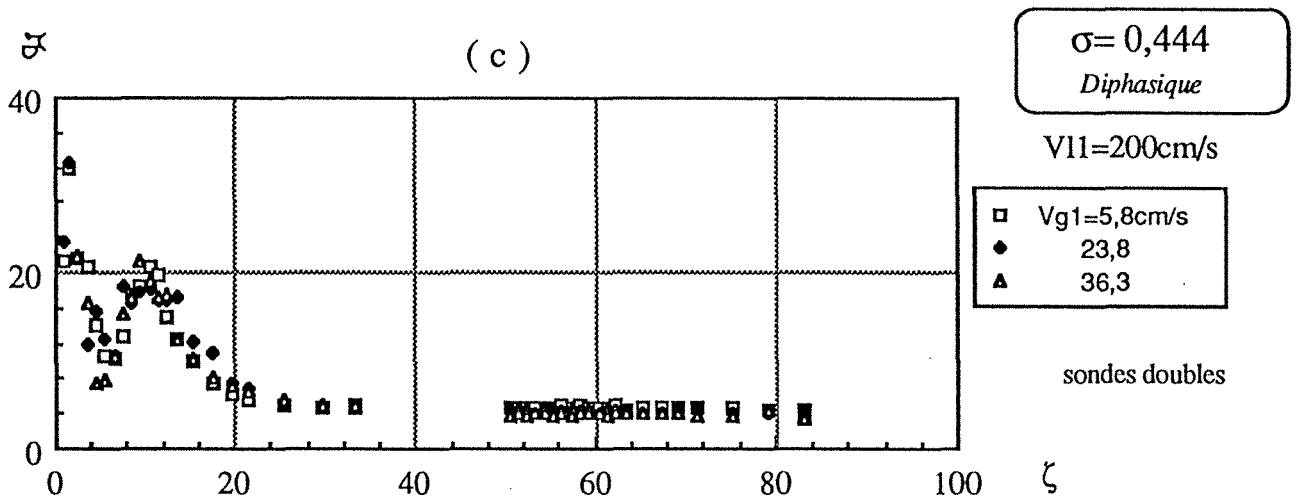
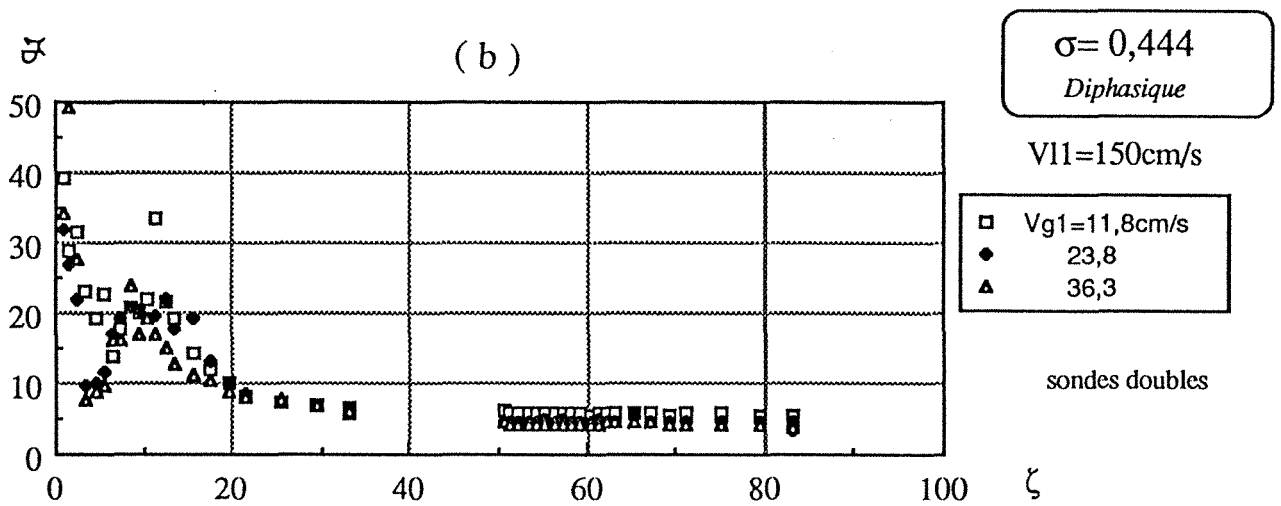
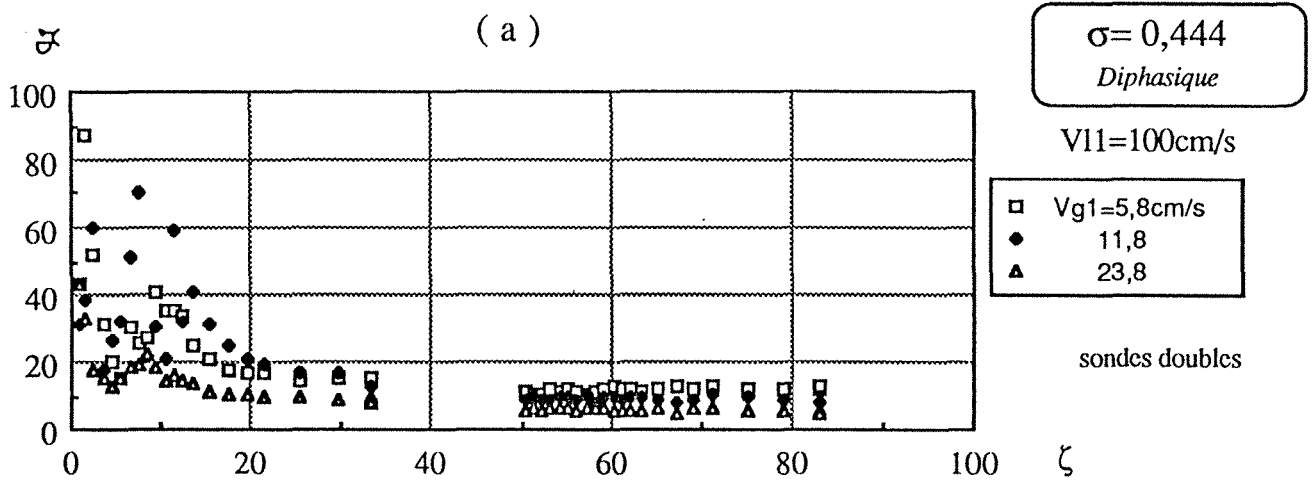


Fig.5.26 Evolution du coefficient d'aplatissement $\bar{\alpha}$ (sondes doubles) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 40/60$:

(a) $V_{l1} = 100 \text{ cm/s}$

(b) $V_{l1} = 150 \text{ cm/s}$

(c) $V_{l1} = 200 \text{ cm/s}$.

$3/\bar{\alpha}$

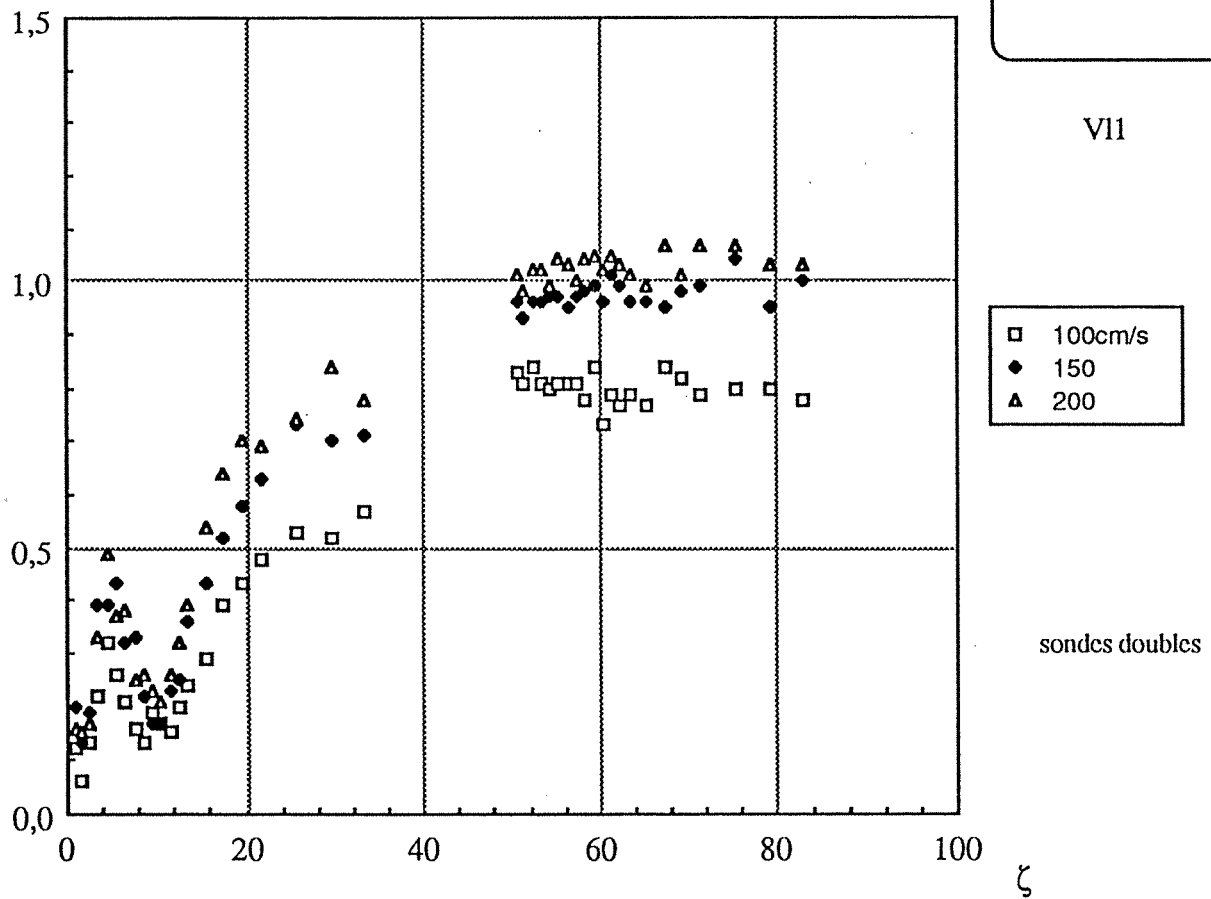


Fig.5.27 Evolution du facteur d'intermittence $3/\bar{\alpha}$ (sondes doubles) en écoulement monophasique dans l'élargissement $\phi 40/60$: $V_{\ell 1}=100, 150$ et 200cm/s .

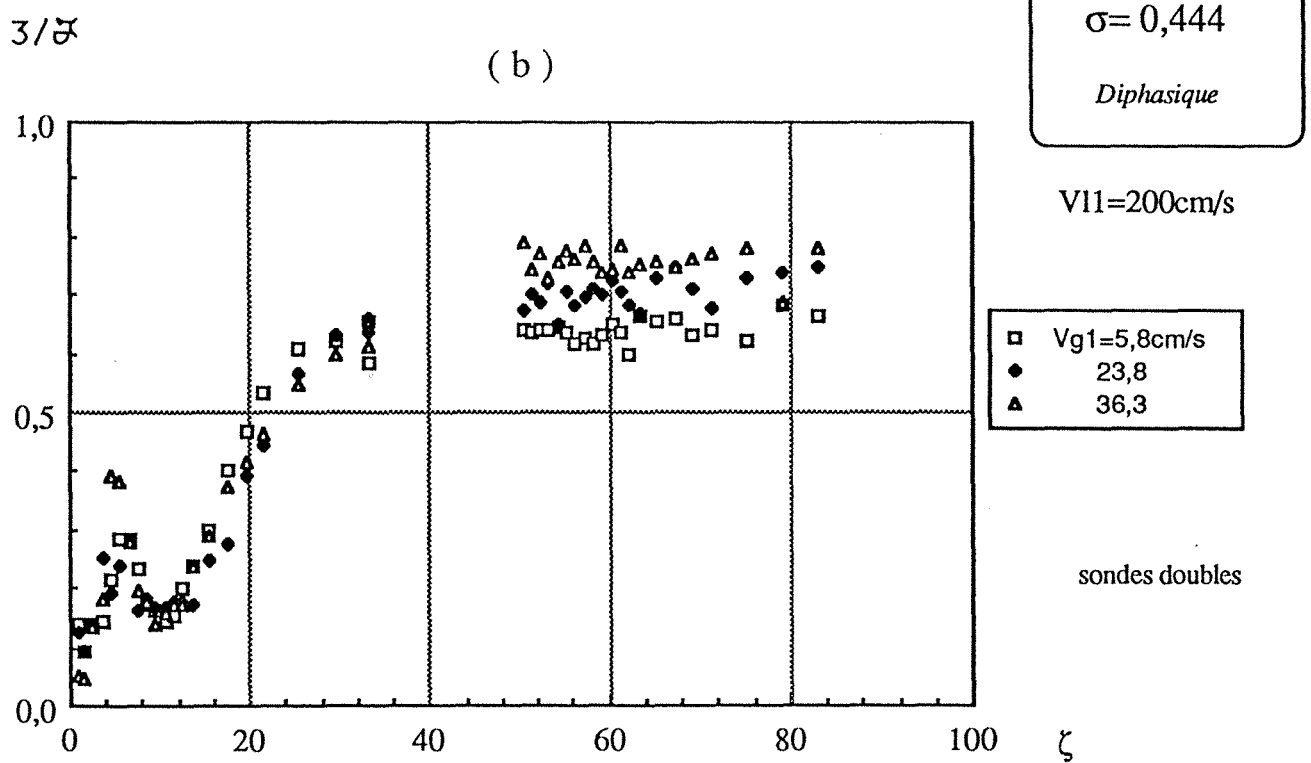
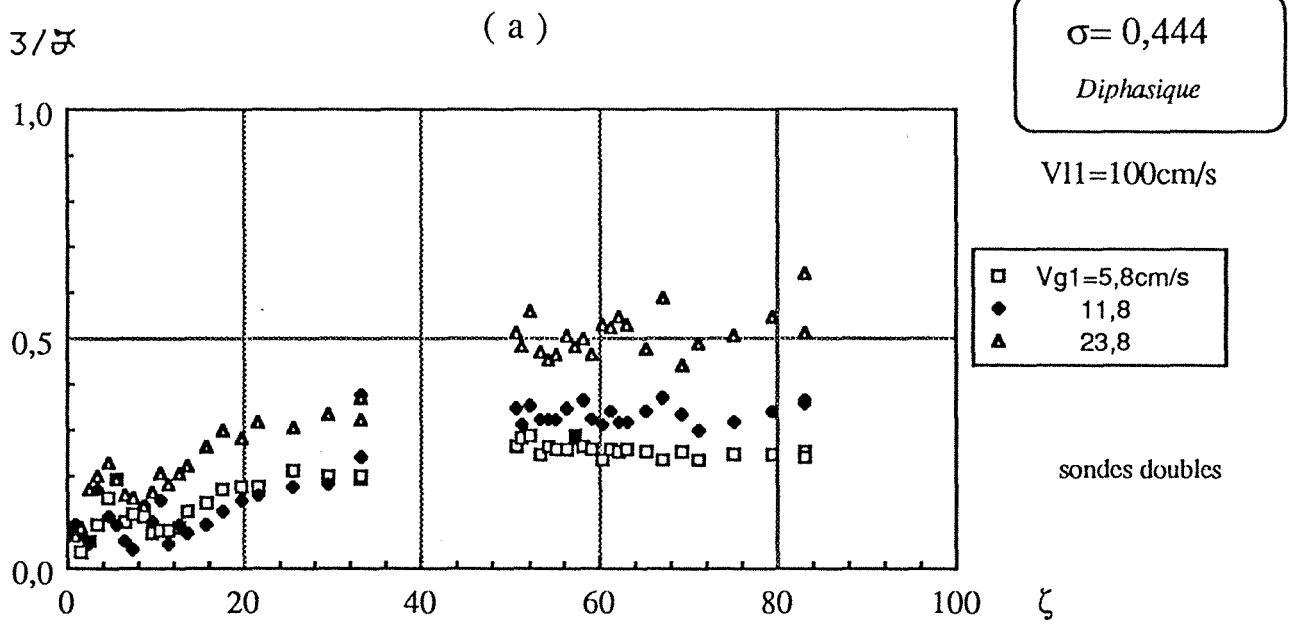


Fig.5.28 Evolution du facteur d'intermittence $3/\varepsilon$ (sondes doubles) lors d'un écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 40/60$:

(a) $V_{l1} = 100 \text{ cm/s}$

(b) $V_{l1} = 200 \text{ cm/s}$.

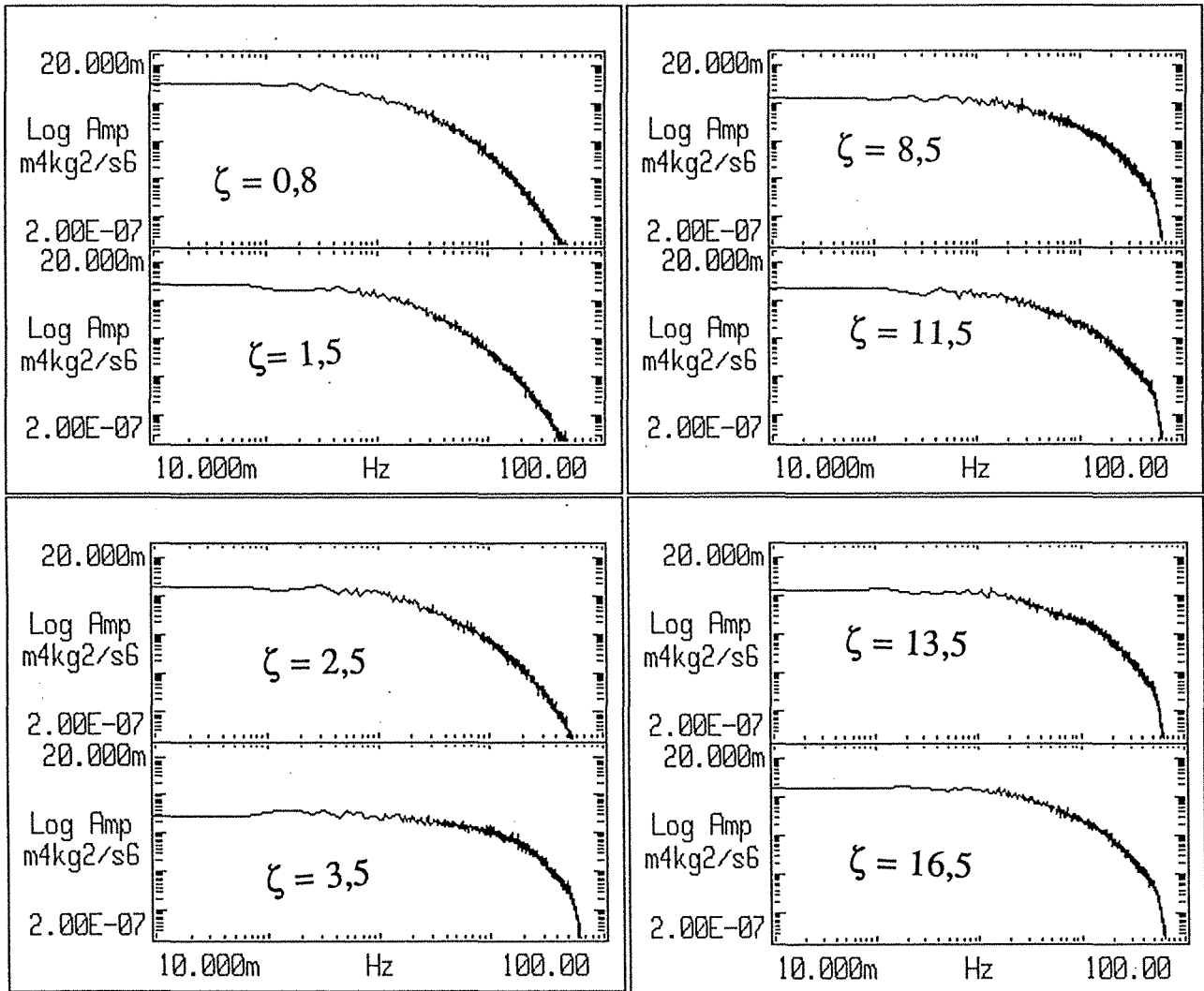


Fig.5.29 Spectres de fréquence en écoulement monophasique dans l'élargissement $\phi 40/60\text{mm}$ $V_{l1}=150\text{cm/s}$

(a) $V_{l1}=100\text{cm/s}$

(b) $V_{l1}=150\text{cm/s}$

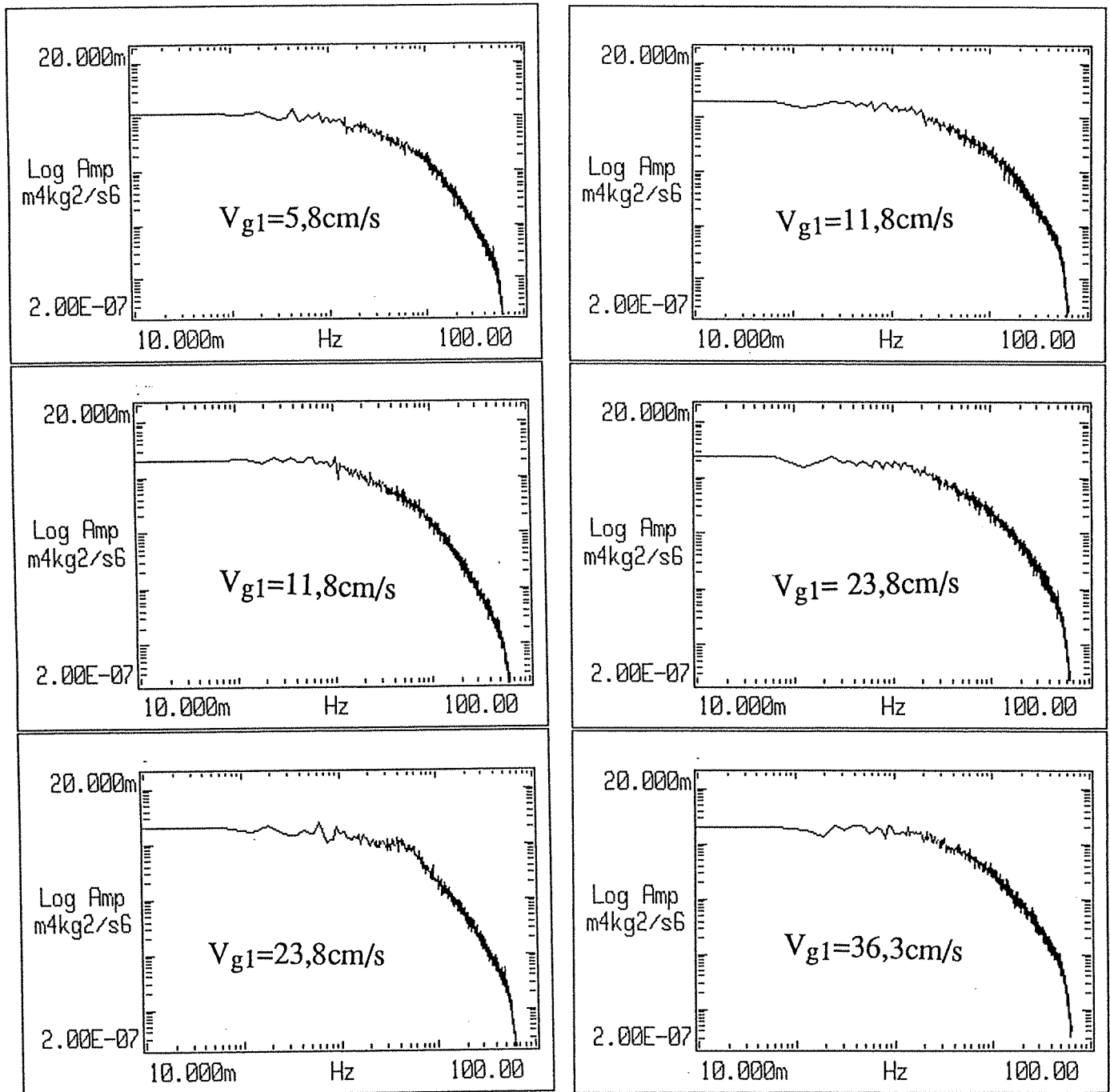


Fig.5.30 Spectres de fréquence en écoulement diphasique dans l'élargissement $\phi 40/60\text{mm}$ "au point de recollement" :

(a) $V_{l1}=100\text{cm/s}$

(b) $V_{l1}=150\text{cm/s}$

ΔP (cal)

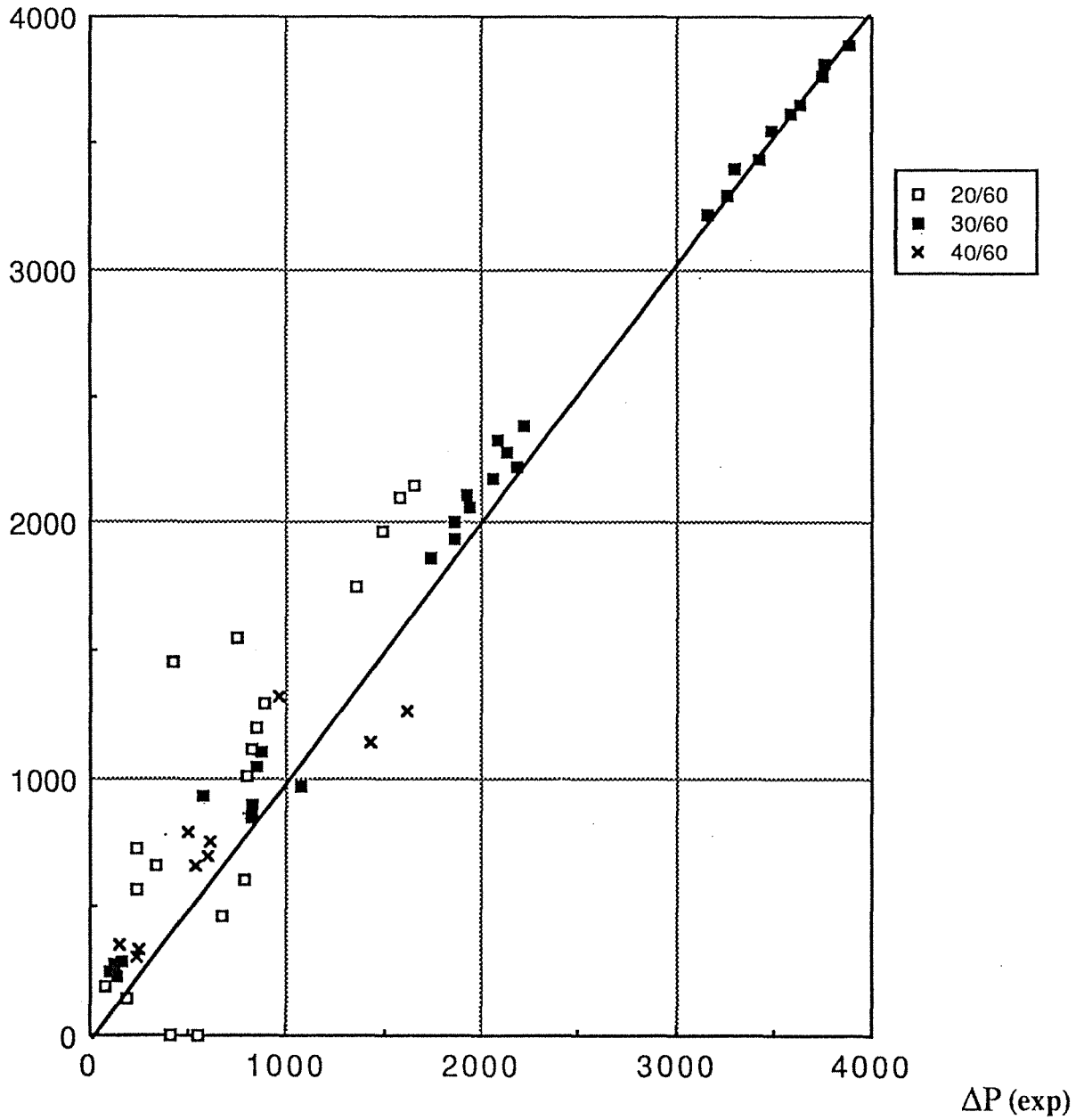
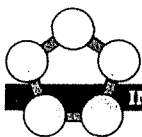


Fig.5.31 Comparaison de la chute de pression mesurée à la nouvelle méthode de calcul



**AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE**

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur MASBERNAT, Professeur, ENSEIHT Toulouse,
Monsieur COGNET, Professeur, ENSEM/INPL.

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur SULEMAN Shitta Omeiza

à soutenir devant l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE, une thèse
intitulée :

"Contribution à l'étude d'écoulement gaz-liquide dans élargissement brusque"

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : "Mécanique et Energétique"

Fait à Vandœuvre, le 6 Septembre 1990

Le Président de l'I.N.P.L.,


M. GANTOIS

RESUME

Une étude théorique et expérimentale d'un écoulement à bulles à travers un élargissement brusque est présentée. La banque de données obtenue a permis sur le plan global d'invalider un certain nombre de corrélations existantes concernant le taux de vide, le frottement pariétal et la chute de pression singulière, et de proposer de meilleurs outils pour le calcul de ces paramètres. En particulier, on note que la prise en compte du frottement pariétal dans le modèle semi-empirique élaboré pour le calcul de chute de pression singulière apporte une amélioration non négligeable. Sur le plan local, les résultats ont permis de donner une tendance générale de l'organisation de l'écoulement au voisinage immédiat de la singularité. En particulier, nous avons pu déterminer les longueurs d'établissement, ainsi que les tailles des deux tourbillons contrarotatifs pour plusieurs situations. Le caractère instationnaire de la position du point de recollement a été mis en évidence par une analyse statistique. Celui-ci semble osciller autour d'une position moyenne sans fréquence privilégiée.

MOTS-CLES

- Ecoulements à bulles
- Elargissement brusque
- Chute de pression singulière
- Frottement pariétal
- Taux de vide
- Recollement

RESUME

Une étude théorique et expérimentale d'un écoulement à bulles à travers un élargissement brusque est présentée. La banque de données obtenue a permis sur le plan global d'invalider un certain nombre de corrélations existantes concernant le taux de vide, le frottement pariétal et la chute de pression singulière, et de proposer de meilleurs outils pour le calcul de ces paramètres. En particulier, on note que la prise en compte du frottement pariétal dans le modèle semi-empirique élaboré pour le calcul de chute de pression singulière apporte une amélioration non négligeable. Sur le plan local, les résultats ont permis de donner une tendance générale de l'organisation de l'écoulement au voisinage immédiat de la singularité. En particulier, nous avons pu déterminer les longueurs d'établissement, ainsi que les tailles des deux tourbillons contrarotatifs pour plusieurs situations. Le caractère instationnaire de la position du point de recollement a été mis en évidence par une analyse statistique. Celui-ci semble osciller autour d'une position moyenne sans fréquence privilégiée.

MOTS-CLES

- Ecoulements à bulles
- Elargissement brusque
- Chute de pression singulière
- Frottement pariétal
- Taux de vide
- Recollement