UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

EFFET DU FLUX MASSIQUE SUR LES MÉCANISMES D'ÉCHANGE ENTRE DEUX SOUS-CANAUX INTERCONNECTÉS

BELLIL ABBES
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR (Ph.D.)
(GÉNIE NUCLÉAIRE)
JUILLET 1998

© Abbes Bellil, 1998.

National Library of Canada
Acquisitions and Bibliographic Services
395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale du Canada
Acquisitions et services bibliographiques
395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-37372-X

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

EFFET DU FLUX MASSIQUE SUR LES MÉCANISMES D'ÉCHANGE ENTRE DEUX SOUS-CANAUX INTERCONNECTÉS

présentée par : BELLIL Abbes

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiae Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. KOCLAS Jean, Ph.D., président

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. BAUDET Michel, Ph.D., membre

M. NGUYEN Hung, Ph.D., membre

DEDICACE

A mes parents pour leur amour et leur soutien infaillible

A mon frère Fadhel, homme de grande générosité et d'humanisme

Et, A la femme de ma vie Rim portrait vivant de la bonté et de la sagesse

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier mon directeur de recherche Dr. Alberto Teyessedou pour ses précieux conseils et son soutien au cours de cette recherche. Je remercie également le Dr. Altan Tapucu pour son soutien et sa compréhension.

Je voudrais aussi remercier Nadia Troche et Pascale Hernu pour leur aide, de même que pour le technicien Jean-Claude Juneau pour son travail impeccable.

J'adresse également mes remerciements à mes frères et soeurs, pour leur soutien moral et leur tendresse.

Enfin et surtout, je tiens à témoigner d'une reconnaissance spéciale à ma femme, Rim Gtari, pour son encouragement et son dévouement.

Grâce au précieux soutien de toutes ces personnes, cette thèse a vu le jour.

RÉSUMÉ

Dans cette thèse, nous avons discuté de l'importance des phénomènes qui régissent les écoulements dans les sous-canaux interconnectés. Par conséquent, nous avons étudié les mécanismes qui gouvernent l'écoulement en général et particulièrement les échanges entre les sous-canaux.

Nous avons aussi montré la nécessité de modéliser adéquatement les mécanismes d'échanges latéraux pour les codes de sous-canaux. Un support expérimental était alors entrepris afin de comprendre la phénoménologie de ces mécanismes et ceci dans les conditions d'écoulement les plus variées. De plus, cet apport expérimental avait permis de modéliser les mécanismes responsables des échanges latéraux dans les sous-canaux interconnectés. La validation des modèles développés est rendue possible par la comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions de ces modèles.

En premier lieu, une étude bibliographique détaillée a été présentée pour permettre d'exposer les différentes recherches concernant les mécanismes d'échange qui gouvernent l'écoulement entre les sous-canaux. Étant donné que la plupart de ces recherches s'intéressaient à un ou deux mécanismes à la fois, des débits relativement égaux à l'entrée étaient souvent choisis. Dans le but d'approfondir et d'élargir les horizons, cette recherche se propose comme un complément à ce qui a été réalisé jusqu'à présent. Elle est donc consacrée à l'étude des mécanismes de diffusion et ceci pour des conditions d'écoulement dissymétrique en équilibre hydrodynamique dans deux sous-canaux interconnectés, *i.e.*, en l'absence d'échange net de masse entre les sous-canaux.

Cette recherche se divise en deux parties. La première partie est consacrée à l'étude expérimentale des phénomènes de mélange responsables des échanges latéraux entre les sous-canaux dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, et dans des conditions où la

redistribution de l'écoulement à l'équilibre est non uniforme. La deuxième est consacrée au développement des modèles de diffusion responsables des échanges latéraux à l'équilibre.

Les expériences ont été réalisées de façon à étudier, un à la fois, les mécanismes de diffusion responsables des échanges latéraux entre les sous-canaux, *i.e.*, la turbulence monophasique et diphasique ainsi que la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Les données expérimentales ont été obtenues en utilisant une section d'essais constituée de deux sous-canaux interconnectés. Pour toutes ces expériences, nous avons mesuré les paramètres tels que les débits liquides, les pressions axiales, les différences de pression latérales et la distribution axiale du taux de vide dans chaque sous-canal. L'échange de la phase gaz entre les sous-canaux a été déterminé en utilisant les données sur le taux de vide, l'échange liquide et la relation entre le titre volumique et le taux de vide ($\beta = \beta(\alpha)$).

La première série d'expérience a permis de déterminer les échanges turbulents latéraux de la phase liquide pour les écoulements monophasiques et diphasiques. Les résultats obtenus montrent que l'intensité des échanges turbulents diphasiques dépend fortement de la vitesse de la phase liquide et du taux de vide, *i.e.*, du régime de l'écoulement. Aussi, nous avons utilisé deux types de carte pour la classification des régimes d'écoulement, afin d'obtenir les régimes qui se sont développés naturellement dans ces expériences, soit : une carte de régime obtenue pour les écoulements dans des conduites circulaires et une autre pour les écoulements dans des sous-canaux interconnectés. Nous avons observé que les deux cartes donnaient des résultats similaires. Ce qui a permis de conclure que : la carte de régimes, obtenue pour des écoulements dans des conduites circulaires, peut bien servir à classifier les écoulements dans des sous-canaux interconnectés, ayant des géométries équivalentes.

Nous avons proposé un modèle physique permettant la prédiction des échanges de masse turbulents pour les écoulements diphasiques. La comparaison entre les prédictions

et les résultats expérimentaux a permis de valider le modèle développé et a montré sa pertinence.

À partir des mesures des échanges turbulents de la phase liquide, nous avons pu déterminer les échanges de gaz équivalents en utilisant la méthode d'échanges de volumes égaux entre les sous canaux interconnectés. Les résultats obtenus par cette méthode ont été comparés avec des mesures obtenues de la littérature donnant les échanges de gaz dans les mêmes conditions expérimentales. Il est apparu que les échanges de volume de gaz turbulents calculés par la méthode d'échange de volume égaux donnent de très bons résultats. Ce qui a permis de conclure que cette méthode est adéquate pour le calcul des échanges de gaz turbulents entre les sous-canaux. Les résultats de ces calculs ont été utilisés pour produire une fonction exprimant un coefficient de proportionnalité permettant de relier les échanges de gaz au taux de vide du canal. La détermination adéquate de ce coefficient est importante dans la mesure où les échanges de gaz dus à diffusion turbulente du vide peuvent être calculés en utilisant la corrélation développée.

Dans la deuxième série d'expériences, il a été question d'étudier le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. L'origine physique de ce mécanisme était jusqu'à présent incertaine et à la limite inconnue. Toutefois, les expériences que nous avons réalisées, dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, ont montré que ce phénomène dépend, essentiellement, du caractère de l'écoulement dans les sous-canaux. Par conséquent, il ne peut pas être relié à la différence des géométries des sous-canaux adjacents, tel qu'il a été souvent avancé dans la littérature. En d'autres termes, les expériences montrent que la distribution non uniforme de l'écoulement à l'équilibre peut se présenter pour des écoulements dans des sous-canaux ayant des géométries différentes ou des géométries égales, cas de la présente recherche. Nous avons, en conséquence, montré dans cette recherche que la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre est essentiellement liée au type de profil de vitesse qui se développe dans chaque sous-canal. La présence d'un gradient de vitesse autour des bulles, animées d'une vitesse relative,

engendre l'apparition d'une force de portance qui tend à pousser les bulles d'air latéralement dans la direction du gradient de vitesse décroissant, par conséquent vers l'autre canal. Sur cette base, nous avons élaboré un modèle permettant de décrire ce phénomène physique. Par la suite, ce modèle a été implanté dans un code de calcul des sous-canaux interconnectés afin d'être validé. Une comparaison a été réalisée entre les prédictions du modèle développé dans cette recherche et les expériences ainsi que des prédictions réalisées en utilisant l'ancien modèle. Les résultats montrent une amélioration significative des prédictions du code, ce qui confirme ainsi la validité du modèle élaboré.

ABSTRACT

In this thesis, we discuss the importance of the phenomena that control the flow distribution in interconnected subchannels and the necessity of understanding the mechanisms that govern the flow in general and in particular the mixing between subchannels. The importance of finding approriate models for the lateral mixing mechanisms in subchannel codes is also demonstrated. Therefore, experimental work was under taken in order to gain great understanding of the phenomenolgy of those mechanisms under different flow conditions. The experimental work allowed a model for the mechanism responsible for the lateral exchange between interconnected subchannels to be developed. The model was validated by a comparison with the experimental results.

First, a detailed literature review was carried out on the mixing mechanisms that govern the flow distribution between subchannels. The majority of this research are carried out with inlet symmetrical flow conditions. The present work is under taken in oder to improve the knowledge on the hydrodynamic behavior of flow through rod bundles. Focus will be on the study of diffusion mechanisms under different flow conditions reaching hydrodynamic equilibrium, *i.e.*, no net mass transfer between subchannels.

This research is divided in two parts. The first one is devoted to the experimental study of mixing phenomena responsible for lateral exchanges between subchannels under conditions of hydrodynamic equilibrium, and under conditions showing a non uniform redistribution of the flow. The second one is devoted to the developement of diffusion models responsible for the lateral exchange under equilibrium condition.

The experiments are carried out in such a manner as to allow the diffusion mechanisms responsible for the lateral exchange between subchannels, *i.e.*, turbulence in single and two-phase flow and the void drift, to be studied separately. The experimental

data was collected in a test section formed by two interconnected subchannels. For all the experiments, the following parameters are measured : liquid flow rate, axial pressure drop, lateral pressure difference between subchannels and the axial distribution of void fraction in each subchannel. The gas phase exchange is calculated using the void fraction data, the liquid exchange rate and the empirical relation between volumetric flow and void fraction ($\beta=\beta(\alpha)$).

The first series of experiments provide information on the turbulent lateral exchange of liquid in single and two-phase flow. The results show that the intensity of turbulent exchange is strongly affected by the liquid flow and the void fraction, *i.e.*, the flow regime. In order to identify the flow regime that occured during the experiments, two type of flow regime maps have been used : one map was for two-phase flows in circular pipes and another one for interconnected subchannels. It was observed that the two maps gave the same results. Thus circular pipe flow regime maps may be used to classify the flow regime in a interconnected subchannels with equivalent geometries.

Based upon these experimental results a physical model capable of predicting the turbulent mixing of liquid phase for two-phase flow has been developed. The comparison between the prediction and the experimental results are in good agreement.

Based on the measured turbulent exchange of liquid, the equivalent exchange of gas has been computed by using the concept of equal volume exchange between subchannels. The results obtained using this method have been compared with the measured exchange of gas obtained from the literature at the same flow conditions. It appears, from the comparison, that the concept of equal volume exchange is useful for calculating the lateral turbulent gas transfer. These results are also used to produce a empirical function that gives a coefficient of proportionnality as a function of void fraction. This coefficient is significant since the calculation of the turbulent exchange of gas is based on a model which depends on the void fraction of the flow and this coefficient.

A series of experiments have been carried out to study the mechanism of void drift. The origin of this mechanism has been until now uncertain. The present experiments conducted under equilibrium condition, showed that this phenomenon can be related above all to the feature of the flow in the subchannels. Therefore it could not be related to the differences of adjacent subchannel geometries as has been pointed out in literature. The experiments showed that the tendancy of the flow to redistribute non uniformly at equilibrium can occur for flows in identical interconnected subchannel geometries. It has, therefore, been shown that the drift of gas is above all related to lateral gradient of the velocity profil that occurs in the subchannel. Due to the presence of lateral velocity gradient around the bubbles and to the relative velocity of the bubbles, a lift force appears and drives the bubbles in the direction of decreasing velocity gradient, thus into the adjacent channel. Based on this phenomena, a model capable of describing this physical behavior has been developed. This model has been incorporated in a subchannel code in oder to be validated. A comparison has been carried out between predictions of the present model and a common model taken from the literature, and our experimental results as well as experiments of other researcher. The results showed a significant improvement of the prediction of the code using the new model.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iv

REMERCIMENTS v

RÉSUMÉ vi

ABSTRACT x

TABLE DES MATIÈRES xiii

LISTE DES FIGURES xvii

LISTE DES TABLEAUX xxiv

LISTE DES ANNEXES xxv

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES xxvi

CHAPITRE I : INTRODUCTION 1

1.1 Importance et justification de la recherche 3

1.2 Formulation du problème 4

1.3 Approche et méthode d'analyse du problème 4

CHAPITRE II : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE 7

2.1 Échanges transverses dans les grappes 7

2.1.1 Écoulements monophasiques 8

2.1.2 Écoulements diphasiques 9

2.2 L'approximation unidimensionnelle 11
2.3 Écoulements à travers les grappes de combustible 12
2.4 Turbulence 14
2.4.1 Turbulence monophasique 15
2.4.2 Turbulence diphasique 21
2.5 Mécanisme de la tendance du vide vers une distribution à l'équilibre . 34
2.6 Distribution des écoulements à bulles 42
2.7 Étude des forces s'exerçant sur une bulle 46
2.8 Développement des modèles de mélange 58

CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL 73
3.1 Description générale de la boucle et la section d'essais 73
3.2 Instrumentation 74
3.2.1 Mesure du taux de vide 74
3.2.2 Mesure de pression 75
3.2.3 Mesure des débits de liquide et de gaz 76
3.2.4 Échanges de liquide entre les sous-canaux 76

CHAPITRE IV : PROCÉDURES EXPÉRIMENTALES 87
4.1 Essais de calibration d'un sous-canal isolé 87
4.1.1 Calibration du système de mesure du taux de vide 87
4.1.2 Écoulement en simple phase 90
4.1.3 Écoulement diphasique 92
4.1.4 Titre volumique de l'écoulement et Flux volumique du gaz ... 93
4.2 Essais à deux sous-canaux interconnectés 94
4.2.1 Mesure du taux de vide 94
4.2.2 Échanges de liquide entre sous-canaux 94
4.2.3 Transfert net de gaz 98
4.2.4 Mesures de pression 99

CHAPITRE V : ANALYSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX 120
5.1 Expériences en écoulement monophasique et diphasique turbulent .. 120
5.1.1 Évaluations des taux d'échanges turbulents monophasiques et diphasiques 122
5.2 Discussion des résultats 123
5.2.1 Écoulements mono phasiques 123
5.2.2 Écoulements diphasiques 125
5.3 Expériences en équilibre hydrodynamique non uniforme 130
5.3.1 Discussion des résultats en équilibre hydrodynamique non uniforme 132

CHAPITRE VI : MODÉLISATION 225
6.1 Modèle de Beus 226
6.2 Modèle des échanges de masse turbulent liquide 232
6.3 Comparaison des prédictions du modèle avec les résultats expérimentaux 236
6.3.1 Résultats utilisant la corrélation reliant le taux de vide expérimental au titre 237
6.3.2 Résultats utilisant la corrélation de Chexal et Lellouche 238
6.4 Modélisation de la diffusion turbulente du vide 242
6.4.1 Méthode de Calcul des échanges turbulents du gaz 242
6.4.2 Évaluation d'un coefficient de proportionnalité de la diffusion du vide 246
6.5 Modélisation de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre . 247

CHAPITRE VII : VALIDATION DES MODÈLES 270
7.1 Théorie de base du code de calcul des sous-canaux utilisé pour la validation des modèles 270
7.1.1 Équations de conservation de masse 271

7.1.2 Équation de conservation de quantité de mouvement axial ... 272
7.1.3 Équation de conservation de quantité de mouvement latéral .. 274
7.1.4 Modèle de mélange 275
7.1.5 Algorithme et discrétisation des équations 277
7.2 Performance des modèles 278
7.2.1 Conditions des simulations 278
7.2.2 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales de Tapucu (1984) 279
7.2.3 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales réalisées dans des conditions d'équilibre hydrodynamique ... 285

CHAPITRE VIII : CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS 303
7.1 Conclusions obtenues à partir des résultats expérimentaux 303
7.2 Validation des modèles développés 306
7.3 Recommandations 307

BIBLIOGRAPHIE 309

ANNEXES 320

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1 Carte de régime d'un écoulement diphasique vertical adiabatique (Taitel et Dukler, 1980). 65

Figure 2.2 Configurations de l'écoulement diphasique vertical adiabatique 66

Figure 2.3 Modélisation des sous-canaux interconnectés 67

Figure 2.4 Schéma de modélisation des volumes de contrôle des sous-canaux. 68

Figure 2.5 Distribution des taux de vide à l'équilibre en fonction des flux massiques (Sadatomi et al., 1994). 69

Figure 2.6 Cas des profils de taux de vide observés expérimentalement dans des conduites circulaires (Wang et al., 1987). 70

Figure 2.7 Mouvement d'une sphère parallèle à un plan infini (Rizk et Elghobashi, 1984) 71

Figure 2.8 Cylindre en mouvement dans un liquide (Auton et al., 1988). 72

Figure 3.1 Schéma général de l'installation expérimentale 78

Figure 3.2 Coupe transversale de la section d'essais 79

Figure 3.3 Mélangeur eau-air 80

Figure 3.4 Électrodes de mesure du taux de vide. 81

Figure 3.5 Schéma fonctionnel du système de mesure du taux de vide 82

Figure 3.6 Schéma simplifié du circuit électronique d'une paire d'électrodes de mesure du taux de vide. 83

Figure 3.7 Disposition des prises de pression et des gauges de taux de vide le long des sous-canaux. 84

Figure 3.8 Pot de séparation air-eau 85

Figure 3.9 Coupe transversale de la section d'essais instrumentée 86

Figure 4.1a Courbe de calibration des électrodes de mesure du taux de vide (électrode A-5). 105

Figure 4.1b Courbe de calibration des électrodes de mesure du taux de vide (électrode B-5). 106

Figure 4.2 Corrélations reliant les données expérimentales du taux de vide au titre de l'écoulement. 107

Figure 4.3 Courbe de correction des mesures du taux de vide 108

Figure 4.4a Relations entre la vitesse superficielle du gaz (j_g) et le taux de vide moyen (Canal A). 109

Figure 4.4b Relations entre la vitesse superficielle du gaz (j_g) et le taux de vide moyen (Canal B). 110

Figure 4.5 Montage utilisé pour les mesures de perte de pression par frottement. 111

Figure 4.6a Corrélation donnant le facteur de frottement du canal A 112

Figure 4.6b Corrélation donnant le facteur de frottement du canal B. 113

Figure 4.7 Corrélations reliant les données expérimentales du taux de vide et le multiplicateur des deux phases. 114

Figure 4.8 Relations entre le titre volumique de l'écoulement et le taux de vide moyen. 115

Figure 4.9 Disposition latérale des prélèvements de liquide pour la détection du traceur salin. 116

Figure 4.10 Détermination de la concentration moyenne du liquide en traceur salin (Méthode I). 117

Figure 4.11 Détermination de la concentration moyenne du liquide en traceur salin (Méthode II). 118

Figure 4.12 Conservation de masse : liquide et traceur 119

Figure 5.1 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c). 146

Figure 5.2 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c). 147

Figure 5.3 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c). 148

Figure 5.4 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c). 149

Figure 5.5 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c). 150
Figure 5.6 Échanges turbulents monophasiques 151
Figure 5.7 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 152
Figure 5.7 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 153
Figure 5.8 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b). ... 154
Figure 5.8 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 155
Figure 5.9 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 156
Figure 5.9 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 157
Figure 5.10 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 158
Figure 5.10 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 159
Figure 5.11 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 160
Figure 5.11 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 161
Figure 5.12 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 162
Figure 5.12 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 163
Figure 5.13 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 164
Figure 5.13 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 165
Figure 5.14 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 166
Figure 5.14 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 167
Figure 5.15 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 168
Figure 5.15 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 169
Figure 5.16 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 170
Figure 5.16 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 171
Figure 5.17 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 172
Figure 5.17 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 173
Figure 5.18 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 174
Figure 5.18 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 175
Figure 5.19 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 176
Figure 5.19 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 177

Figure 5.20 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 178
Figure 5.20 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 179
Figure 5.21 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 180
Figure 5.21 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 181
Figure 5.22 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 182
Figure 5.22 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 183
Figure 5.23 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 184
Figure 5.23 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 185
Figure 5.24 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 186
Figure 5.24 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 187
Figure 5.25 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 188
Figure 5.25 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 189
Figure 5.26 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 190
Figure 5.26 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 191
Figure 5.27 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 192
Figure 5.27 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 193
Figure 5.28 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 194
Figure 5.28 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d) 195
Figure 5.29 Comparaison des paramètres de l'écoulement du canal A et B avec les résultats de Taitel et Duckler (1980). 196
Figure 5.30 Comparaison des paramètres de l'écoulement du canal A et B avec les résultats de Venkatesvararao et al. (1981). 197
Figure 5.31 Échanges turbulents liquide pour les écoulements diphasiques 198
Figure 5.32 Comparaison des résultats des échanges turbulents liquide avec ceux de Rudzinski et al. (1972) et Sadatomi et al. (1995) 199
Figure 5.33 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 200
Figure 5.33 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 201
Figure 5.34 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 202

Figure 5.34 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 203
Figure 5.35 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 204
Figure 5.35 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 205
Figure 5.36 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 206
Figure 5.36 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 207
Figure 5.37 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 208
Figure 5.37 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 209
Figure 5.38 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 210
Figure 5.38 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 211
Figure 5.39 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 212
Figure 5.39 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 213
Figure 5.40 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 214
Figure 5.40 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 215
Figure 5.41 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 216
Figure 5.41 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 217
Figure 5.42 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b) 218
Figure 5.42 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e). 219
Figure 5.44 Comparaison du Taux de vide expérimentales en équilibre hydrodynamique et celui calculé par le modèle de Lahey et Moody (1977). 221
Figure 5.45 Échanges latéraux en équilibre hydrodynamique utilisant l'Éq. (5.8). 222

Figure 5.46 Comparaison des paramètres de l'écoulement à l'équilibre, canal A et B, avec les résultats de Taitel et Duckler (1980). 223
Figure 5.47 Comparaison des paramètres de l'écoulement à l'équilibre, canal A et B, avec les résultats de Venkatesvararao et al. (1981). 224
Figure 6.1 Comparaison des prédictions du modèle de Beus (1972) avec les données expérimentales 260
Figure 6.2 Corrélation reliant le taux de vide au titre de l'écoulement 261
Figure 6.3 Comparaison des prédictions du présent modèle [Éq.6.27-6.30] avec les données expérimentales. 262
Figure 6.4 Comparaison entre les prédictions du présent modèle utilisant la corrélation de Chexal et Lellouche (1985) et les données expérimentales. 263
Figure 6.5 Comparaison des résultats du taux de vide calculés par les deux méthodes utilisées dans le présent modèle. 264
Figure 6.6 Comparaison des résultats du rapport de glissement des vitesses calculés par les deux méthodes utilisées dans le présent modèle. 265
Figure 6.7 Échanges turbulents de gaz entre les sous-canaux interconnectés. ... 266
Figure 6.8 Comparaison des échanges turbulents de gaz et de liquide avec ceux de Rudzinski et al. (1972) et Sadatomi et al. (1995). 267
Figure 6.9 Corrélation donnant le coefficient de proportionnalité de la diffusion turbulente du vide. 268
Figure 6.10 Profil de vitesse de l'écoulement vertical ascendant et l'effet sur une bulle. 269
Figure 7.1 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales de Tapucu et al. (1984) 291
Figure 7.1 (suite) 292
Figure 7.2 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales de Tapucu et al. (1984). 293
Figure 7.2 (suite). 294

Figure 7.3 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales de Tapucu et al. (1984). 295
Figure 7.3 (suite) 296
Figure 7.4 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales en équilibre hydrodynamique. 297
Figure 7.4 (suite). 298
Figure 7.5 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales en équilibre hydrodynamique. 299
Figure 7.5 (suite) 300
Figure 7.6 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales en équilibre hydrodynamique. 301
Figure 7.6 (suite) 302

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1 Coefficients des fonctions de la calibration des électrodes A5 et B5 . 100
Tableau 4.2 Coefficients des fonctions du taux de vide 101
Tableau 4.3 Coefficients des fonctions de la vitesse superficielle 102
Tableau 4.4 Coefficients des fonctions du multiplicateur des deux phase 103
Tableau 4.5 Coefficients des fonctions du titre volumique. 104
Tableau 5.1 Conditions d'opération des expériences monophasiques turbulents .. 141
Tableau 5.2 Conditions d'opération des expériences diphasiques turbulents 142
Tableau 5.2 Suite 143
Tableau 5.3 Conditions d'opération des expériences en équilibre hydrodynamique 144
Tableau 5.4 Calcul des différences de pression latérales entre le canal A et B ... 145
Tableau 6.1 Coefficients du polynôme donnant les échanges turbulents de gaz. .. 256
Tableau 6.2 Résultats des échanges turbulents latéraux de gaz entre les sous-canaux interconnectés. 257
Tableau 6.3 Coefficients du polynôme donnant le coefficient de proportionnalité de la diffusion turbulente du vide. 258
Tableau 6.4 Résultats donnant le coefficient de portance 259
Tableau 7.1 Conditions d'entrée des expériences de Tapucu (1984) 289
Tableau 7.2 Conditions d'entrée des expériences en équilibre hydrodynamique .. 290

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I : Comparaison des prédictions du Code avec les expériences de Tapucu et al. (1984) 320

ANNEXE II : Comparaison des prédictions du Code avec les expériences en équilibre hydrodynamique 325

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

A	Section de passage	m^2
a	Largeur du sous-canal	m
a_i	Coefficients des équations discrétisées	
C	Concentration du traceur salin	kg/l
C_0	Coefficient de distribution de l'écoulement latéral	
C_D	Coefficient de traînée	
C_L	Coefficient de portance	
C_T	Constante de proportionnalité	
c	Espacement de l'interconnexion	m
D_α	Coefficient de diffusion	m^2/s
D_h	Diamètre hydraulique	m
d	Diamètre de la bulle	m
dA	Élément de surface	m^2
d_α	Coefficient de diffusion du vide local	m^2/s
dV	Élément de volume	m^3
dy	Élément de longueur	m
dz	Élément de longueur	m
F_L	Force de portance	N
f_0	Facteur de frottement en simple phase	
G	Flux de masse	kg/s m^2
G'	Flux de masse transversale	kg/s m^2
g	Gravité	m^2/s
H	Distance entre deux bulles successifs	m
J	Flux volumétrique	m/s
K_{form}	Coefficient de perte de pression irréversible	
L	Longueur de l'obstruction	m
l^*	Longueur de mélange	m

l_x	Longueur de mélange	m
l_y	Éspacement de l'interconnection	m
m	Débit massique	kg/s
n	Nombre des bulles	
p,P	Pression	N/m^2
Q	Débit volumétrique	m^3/s
Q'	Débit volumétrique turbulent latéral	$m^3/m.s$
R	Constante l'air	J/kg°K
r_b	Rayon de la bulle	m
Re	Nombre de Reynold	
S	Éspacement de l'interconnection	m
T	Temps d'intégration	s
T	Température absolue	°K
u'	Vitesse fluctuante latérale	m/s
w'	Taux d'échange turbulent transverse	kg/l
v	Composante transversale de la vitesse d'écoulement	m/s
V'	Vitesse fluctuante latérale	m/s
v_b	Vitesse des bulles	m/s
V_b	Volume de la bulle	m^3
V_{gj}	Écart de vitesse du gaz	m/s
V_k	Vecteur vitesse de la phase k	m/s
v_r	Vitesse relatif	m/s
v_{Tb}	Vitesse transversale des bulles	m/s
V_∞	Vitesse terminale des bulles	m/s
w'	Taux d'échange turbulent transverse	kg/m.s
x	Coordonnées axiale	m
x	Titre de l'écoulement	

y	Coordonnées axiale	m
z	Coordonnées axiale	m
α	Fraction du taux de vide	
β	Titre volumétrique	
γ	Rapport de glissement des vitesses	
γ_w	Périmètre mouillé	m
Γ_k	Taux d'évaporation ou de condensation de la phase k à l'interface	kg/s.m
$\Delta p_{accé}$	Perte de pression par accélération	N/m^2
Δp_{frict}	Perte de pression par frottement	N/m^2
$\Delta p_{gravité}$	Perte de pression par gravité	N/m^2
δw	Transfert de masse entre les sous-canaux	kg/s
ρ	Densité	kg/m^3
μ	Viscosité	$N.s/m^2$
τ	Contraite de cisaillement de la paroi du canal	N/m^2
Φ^2_L	Multiplicateur des deux phases	
Ω	Coefficient du mélange turbulent	
ε	Coefficient de diffusion	m^2/s
σ	Tension de surface	N/m
ω	rotationnel du liquide	

CHAPITRE I
INTRODUCTION

Les écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-vapeur se rencontrent dans les systèmes industriels aussi divers que les coeurs et générateurs de vapeur des centrales thermiques (classiques ou nucléaires), certains réacteurs chimiques ou bien les installations d'extraction et de transport du produit pétrolier.

Les besoins d'analyses et de simulation de ces systèmes industriels, liés à des problèmes de rendement et/ou de sûreté, requièrent une meilleure connaissance des caractéristiques des écoulements et des phénomènes physiques qui leurs sont associés.

Dans les réacteurs nucléaires de puissance, les crayons de combustible sont assemblés sous la forme de grappes, formant ainsi un réseau de sous-canaux interconnectés à travers lesquels s'écoule le caloporteur. Dans des conditions normales d'opération, le caloporteur peut bouillir et créer ainsi un écoulement diphasique. Une bonne connaissance des paramètres d'écoulement dans les sous-canaux (débit, titre, taux de vide et pressions) est très importante pour prédire les limites d'opération de la grappe de combustible tout en assurant son intégrité.

Une méthode fréquemment utilisée pour l'analyse thermohydraulique des grappes de combustible, consiste à diviser la section de passage complexe à des petites cellules élémentaires, appelées "sous-canaux".

Les paramètres d'écoulement sont obtenus en utilisant la méthode des sous-canaux, pour écrire les équations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie qui permettent de décrire l'écoulement axial pour chaque sous-canal. Toutefois, pour tenir compte des interactions qui existent entre les sous-canaux adjacents, on utilise une équation constitutive

de quantité de mouvement transversal. Ces équations sont par la suite résolues en utilisant un schéma numérique adéquat.

Le flux de chaleur critique (FFC) représente la limite maximale de puissance d'un canal. Cependant, la prédiction du FFC nécessite la connaissance des variables locales de l'écoulement tels que vitesse, pression et titre. Les codes de calcul des sous-canaux sont alors utilisés pour décrire les écoulements à travers les grappes de combustible et permettent de calculer les variables locales de l'écoulement.

Un choix judicieux du modèle est nécessaire pour prédire la redistribution de l'écoulement entre les sous-canaux interconnectés latéralement, dans des conditions d'écoulement horizontal ou vertical. Par conséquent, ces modèles doivent être capables de modéliser adéquatement les phénomènes physiques qui gouvernent l'écoulement en général et les mécanismes d'échange en particulier.

Étant donnée la complexité des mécanismes de mélange qui interviennent entre les sous-canaux interconnectés, un effort expérimental considérable avait été entrepris par différents chercheurs, dans le but de comprendre et d'identifier ces mécanismes. Pour les écoulements diphasiques, les mécanismes les plus importants auxquels on se réfère dans la littérature sont : l'écoulement latéral forcé, la diffusion turbulente du vide, la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre et la dérive du vide due à la gravité. Ce dernier mécanisme concerne uniquement les écoulements horizontaux.

En somme, la contribution au développement des modèles et des codes de sous-canaux repose sur une comparaison systématique entre les simulations produites par ces codes et les résultats expérimentaux. Une large gamme d'expérience qui permette de couvrir les différentes conditions d'opération des sous-canaux est nécessaire afin de valider ces codes et d'apprécier leurs performances.

Les expériences sont aussi nécessaires, dans la mesure où elles contribuent essentiellement à comprendre les phénomènes qui gouvernent les écoulements monophasiques et diphasiques en générale, de même qu'elles permettent d'étudier certains mécanismes d'intérêt particulier. Par conséquent, les expériences sont établies de manière à pouvoir étudier un ou plusieurs mécanismes à la fois, ce qui permet ainsi une meilleure compréhension de ces phénomènes physiques. À travers cette approche, une modélisation adéquate sera possible, ce qui contribue, de fait, à l'amélioration des codes de calcul thermohydraulique des sous-canaux déjà existants.

1.1 Importance et justification de la recherche

Tel qu'il a été mentionné à l'introduction, la méthode des sous-canaux représente une approche fréquemment utilisée pour l'analyse des écoulements dans les grappes de combustibles. Cette méthode permet de décrire l'écoulement le long de chaque sous-canal en utilisant des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans lesquelles, on suppose que la composante axiale de la vitesse est dominante par rapport à la vitesse transversale. Cependant, pour tenir compte des interactions transversales entre deux sous-canaux adjacents, on introduit une équation constitutive de quantité de mouvement. La fermeture de ce système d'équations nécessite la connaissance des échanges de gaz qui se produisent entre les sous-canaux. Pour ce faire, on utilise un modèle de mélange qui permet ainsi de tenir compte de ces échanges. Par conséquent, il est indispensable de bien identifier les mécanismes de mélange qui sont responsables de ces échanges afin de parvenir à une modélisation adéquate de la redistribution des écoulements dans les sous-canaux interconnectés.

De nombreuses recherches ont été réalisées pour approfondir les connaissances et la compréhension des phénomènes physiques qui gouvernent les écoulements dans des sous-canaux interconnectés. En vue de concentrer l'attention sur les mécanismes de mélange entre les sous-canaux, certaines expériences utilisent des géométries réduites à

deux sous-canaux. Ce qui permet ainsi un meilleur contrôle des différents paramètres clés à l'entrée des sous-canaux et favorise des conditions de fonctionnement pour lesquelles on peut étudier un ou plusieurs mécanismes à la fois. Un intérêt particulier a été consacré à la compréhension de ces mécanismes, suivant le cas, un ou plusieurs mécanismes d'échanges transverse peuvent être analysés comme le mélange turbulent (Van der Ros et al., 1970; Rudzinski et al., 1972), la gravité (Shoukri et al., 1982) et l'écoulement latéral forcé (Tapucu et al., 1988), etc. Néanmoins, la majorité des expériences antérieures effectuées par différents chercheurs ont été réalisées dans des conditions où les débits liquides à l'entrée des sous-canaux étaient presque identiques et/ou la distribution de l'écoulement n'était pas en équilibre hydrodynamique. Par conséquent, il est nécessaire d'étudier ces mécanismes et leurs contributions dans des conditions où les débits à l'entrée des sous-canaux sont dissymétriques et que l'écoulement soit en équilibre hydrodynamique. Une bonne connaissance du comportement de chaque mécanisme permettra une modélisation adéquate et améliorera les performances de différents codes existants.

1.2 Formulation du problème

Dans cette recherche, on étudiera le comportement hydrodynamique des écoulements à travers les sous-canaux. Un intérêt particulier sera consacré à l'étude des différents mécanismes d'échange dans des conditions où l'écoulement est en équilibre hydrodynamique. Par équilibre hydrodynamique, on veut parler de l'absence de transfert net de masse entre les sous-canaux. Par conséquent, des conditions d'expériences bien particulières, pour des écoulements verticaux air-eau, ont été établies afin de pouvoir isoler et comprendre, un à la fois, les mécanismes de diffusion, *i.e.*, la diffusion turbulente et la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

1.3 Approche et méthode d'analyse du problème

La première étape de cette recherche consiste à effectuer des expériences en utilisant

une section d'essais constituée de deux sous-canaux interconnectés. Des expériences pour des écoulements turbulents monophasiques et diphasiques air-eau verticaux sont réalisées. Ces expériences sont effectuées dans le but d'étudier les échanges de masse dus uniquement à la turbulence. D'autres expériences ont été réalisées pour des écoulements air-eau verticaux ayant des distributions dissymétriques de débit et de taux de vide dans des conditions d'équilibres hydrodynamiques. Ces expériences ont permis d'approfondir nos connaissances à l'égard du phénomène responsable de la redistribution non uniforme de l'écoulement dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, i.e, la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Pour toutes ces expériences, nous avons mesuré les paramètres tels que les débits liquides, les pressions axiales, la différence des pressions latérales et la distribution axiale du taux de vide dans chaque sous-canal. L'échange de la phase gaz entre les sous-canaux a été déterminé en utilisant les données sur le taux de vide, l'échange liquide et la relation entre le titre volumique et le taux de vide ($\beta = \beta(\alpha)$).

La deuxième étape de cette recherche consiste à analyser les résultats expérimentaux et expliquer les phénomènes physiques qui gouvernent les échanges latéraux. L'analyse de ces expériences a permis de déterminer les échanges turbulents liquide en écoulement monophasique et diphasique. Par la suite, les échanges turbulents monophasiques ont été modélisés en utilisant une relation empirique. Nous avons aussi développé un modèle physique permettant de calculer les échanges turbulents liquides pour les écoulements diphasiques. Une comparaison entre les prédictions du modèle et les résultats expérimentaux a été réalisée. Les résultats de ces expériences ont aussi permis de calculer les échanges turbulents de la phase gaz. À partir de ces calculs, nous avons pu produire une relation empirique donnant une coefficient de proportionnalité reliant l'échange de gaz au taux de vide du canal. L'évaluation de ce coefficient rend possible le calcul des échanges dus au mécanisme de la diffusion turbulente du vide.

Dans cette recherche, l'origine physique du phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre a été étudiée. Nous avons élaboré la théorie qui permet

l'explication de ce phénomène. Cela est important dans la mesure où c'est la première fois qu'une explication physique est avancée. Sur cette base, nous avons développé un modèle analytique qui permet de calculer la contribution de ce mécanisme aux échanges latéraux. Par la suite, nous avons implanté ce modèle dans un code de calcul de sous- canaux pour être validé. Une comparaison a été effectuée entre les prédictions du modèle et des expériences réalisées par Tapucu (1984), de même que d'autres provenant de cette recherche.

CHAPITRE II
REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Depuis plus d'une vingtaine d'années, des efforts majeurs ont été consacrés à la compréhension des mécanismes qui gouvernent les écoulements diphasiques dans les sous-canaux interconnectés. Un nombre important de recherches expérimentales ont été réalisées afin d'approfondir les connaissances concernant les phénomènes de mélange dans des sous-canaux interconnectés latéralement pour les écoulements monophasiques et diphasiques (Tapucu et Merilo, 1977; Tapucu 1978, Tapucu et al.,1986; Shoukri et al., 1982; Sadatomi et al., 1995). Ces recherches ont beaucoup contribué à une meilleure compréhension des mécanismes qui interviennent dans les échanges de masse en simple et deux phases entre les sous-canaux interconnectés.

Des efforts considérables ont aussi été consacrés au développement des techniques qui permettent l'analyse thermohydraulique du caloporteur dans les grappes de combustible d'un réacteur nucléaire. Ces efforts sont expliqués par le besoin de prédire les conditions de flux de chaleur critique (FCC) à n'importe quelle position axiale du canal de combustible. Étant donnée que le FCC est un phénomène local, une prédiction adéquate des paramètres locaux tels que : vitesse, température, enthalpie, titre, taux de vide, etc., dans les grappes de combustible d'un réacteur nucléaire est très importante. La complexité de la géométrie, le manque d'information sur les conditions d'interface et les lois constitutives nécessaires pour la fermeture du système d'équations, particulièrement pour des conditions d'écoulement diphasique constituent des difficultés majeures dans le calcul thermohydraulique des grappes de combustible.

2.1 Échanges transverses dans les grappes

L'étude des phénomènes liés aux échanges divers entre les sous-canaux est d'une

importance majeure pour l'analyse de sûreté et les performances du coeur du réacteur nucléaire. En effet, la distribution du fluide caloporteur au travers d'une grappe détermine les limites d'opération de cette dernière.

Par conséquent, il est impératif que les mécanismes qui gouvernent les échanges entre les sous-canaux fassent l'objet de nombreuses recherches et qu'ils soient bien identifiés. L'identification et l'interprétation de ces mécanismes d'échange sont fondamentales dans les études thermohydrauliques des écoulements à travers le coeur du réacteur comme le mettent en évidence les travaux de synthèse de Rogers et Todreas (1968) et de Weisman et Bowring (1975). Les mécanismes et l'intensité des échanges latéraux dépendent fortement de la nature même de l'écoulement qu'il soit monophasique ou diphasique.

2.1.1 Écoulements monophasiques

Dans un écoulement en simple phase, les mécanismes d'échange entre les sous-canaux sont les suivants :

- Écoulement latéral forcé : ce type d'écoulement est causé par la différence de pression latérale entre les sous-canaux adjacent et peut entraîner un transfert net de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les sous-canaux. La différence de pression latérale est causée entre autres par les conditions à l'entrée et les asymétries dans la distribution du flux de chaleur.

- Mélange turbulent : c'est la conséquence de la diffusion tourbillonnaire naturelle entre les sous-canaux et dans laquelle il n'y a pas d'échange net de masse, mais qui peut entraîner un échange net d'énergie et/ou de quantité de mouvement entre les sous-canaux adjacents.

- Écoulements secondaires : plusieurs auteurs (Skinner, 1969; Kjellstrom, 1972; Singh,

1972; Rogers et Tahir, 1975; Hetsroni et al., 1980), ont prouvé l'existence d'écoulements secondaires qui peuvent atteindre la région d'interconnexion et favoriser le mélange turbulent entre les sous-canaux. Bien que les vitesses des écoulements secondaires dans les sous-canaux interconnectés soient très faibles comparativement aux vitesses axiales moyennes, ils favorisent quand même le transfert d'énergie et de quantité de mouvement vers la région d'interconnexion.

- Diffusion moléculaire : ce mécanisme est dû à la présence d'une concentration moléculaire différente d'un canal à un autre.

Rogers et Todreas (1968) ont identifié le mélange turbulent et l'écoulement latéral forcé comme les plus importants mécanismes responsables de la redistribution de l'écoulement à l'intérieure des grappes de combustible.

2.1.2 Écoulements diphasiques

Dans les réacteurs à eau bouillante, il est important de connaître les différents régimes d'écoulement afin de permettre l'évaluation de la distribution de l'écoulement, des pertes de pression et de la température le long d'un canal. La nécessité d'identifier et de classifier les régimes d'écoulements est souvent motivée par le besoin de comprendre l'influence des différentes configurations de l'écoulement sur les paramètres de l'écoulements (pression, vitesse, etc.).

Pour le cas des écoulements dans des sous-canaux interconnectés plusieurs chercheurs (Gonzalez-Santalo, 1971; Rudzinski et al., 1972; Sadatomi et al., 1995), ont mis en évidence l'influence du régime de l'écoulement sur l'intensité des échanges latéraux, responsables de la redistribution de l'écoulement. Selon leurs constatations, il semble que les échanges turbulents diphasiques soient fortement influencés par la configuration de l'écoulement. Donc, il devient évident que pour permettre une meilleure modélisation de

ces échanges, il est indispensable d'avoir les outils théoriques nécessaires pour identifier ces configurations. Pour les expérimentateurs comme pour les théoriciens la difficulté consiste à établir les frontières entre les différentes configurations et surtout à caractériser chaque configuration par un nombre aussi restreint que possible de paramètres afin de prédire les conditions exactes de réalisation d'une configuration donnée. Cette approche a permis l'établissement de cartes d'écoulement (voir figure 2.1), obtenues surtout pour des écoulements dans des conduites à géométries tubulaires. De nombreuses cartes de régimes ont été développées par des chercheurs tels que Madhane et al. (1974) et Taitel et Dukler (1980). Les régimes les plus souvent observés pour les écoulements verticaux sont : écoulement par bulles, par bouchons, agité, annulaire et annulaire avec entraînement de filet de liquide au centre (voir figure 2.2).

Toutefois, il faut noter que peu de recherches expérimentales et théoriques existent pour l'instant concernant la classification des configurations des écoulements dans des sous-canaux interconnectés. Les seules recherches qui se rapportent à de tels types de géométries sont ceux de Bergles (1969) et Venkateswararao (1982).

À cause de la complexité des mécanismes qui interviennent, la modélisation des écoulements diphasiques dans des sous-canaux interconnectés est la tâche la plus délicate. Les mécanismes d'échange possibles (Lahey et Moody, 1977; Tahir et Carver, 1984) sont les suivants :

- Écoulement latéral forcé : ce type d'écoulement est dû au même phénomène que pour le cas des écoulements monophasiques.

- Mélange turbulent : ce mécanisme est dû au même phénomène que pour les écoulements monophasiques, sauf que pour des écoulements diphasiques, en plus d'avoir un transfert de quantité de mouvement et d'énergie, il peut y avoir un important transfert net de masse causé par la turbulence. Les écoulements turbulents se caractérisent par des fluctuations

des vitesses et des pressions dans le temps. Ces fluctuations affectent la diffusion des quantités scalaires et vectorielles.

- Diffusion turbulente du vide : Ce mécanisme apparaît pour des écoulements diphasiques, il est causé par le gradient latéral du taux de vide existant entre les sous-canaux.

- Dérive du vide vers une distribution à l'équilibre : il est causé par la tendance de la vapeur de se déplacer vers le canal le plus ouvert.

- Dérive due à la gravité : ce mécanisme est causé par la force gravitationnelle qui tend à séparer la phase gazeuse de la phase liquide. Ce mécanisme est présent pour le cas des écoulements horizontaux.

Ces mécanismes de mélange se développent naturellement entre les sous-canaux interconnectés. Or, en pratique les crayons de combustible qui délimitent les sous-canaux possèdent des éléments mécaniques tels que ; patins d'espacement, plaques aux extrémités des grappes, etc. Ces éléments favorisent également le mélange entre les sous-canaux.

L'instrumentation sophistiquée nécessaire pour effectuer des mesures en écoulement diphasique a souvent limitée les expériences à un mélange eau-air et à des géométries de sous-canaux simple (Walton, 1969; Tapucu et al., 1986).

2.2 L'approximation unidimensionnelle

L'écriture d'un modèle unidimensionnel pour les écoulements diphasiques nécessite un certain nombre d'approximation. Ces approximations sont étroitement liées à l'hypothèse de base qui consiste à considérer l'écoulement à 1-D, ce qui nécessite l'utilisation des moyennes, effectuées sur les variables du système.

Pour l'étude des écoulements diphasiques, la moyenne dans le temps est effectuée

pour éliminer le caractère aléatoire de l'écoulement. De même, qu'une intégration spatiale sur une surface ou sur un volume de contrôle, définie selon l'approche choisie. Il faut noter que l'ordre suivant lequel on applique ces étapes d'intégration importe peu puisque les travaux de Delhaye et Achard (1976) ont montré que ces deux opérateurs de moyenne sont commutatifs lorsque les processus sont ergodiques. Le volume de contrôle défini, servira ensuite de base de départ pour la discrétisation spatiale du problème et la mise en place du schéma de résolution numérique.

Si l'on considère l'étude des écoulements dans des conduites, le choix de moyenner les variables sur la section de passage est souvent adopté. Cette technique est encore un outil d'analyse privilégié pour l'étude des écoulements diphasiques unidimentionnel. Les modèles à une dimension doivent leurs succès à deux facteurs : en premier, la réduction importante du nombre de variables et paramètres du système qui rend possible la simulation à des coûts informatiques acceptables, en second, la réalisation d'expériences en laboratoire fait appel à des techniques de mesure relativement simples et éprouvées. Le succès de cette approche unidimensionnelle fait qu'elle constitue la base de la plupart des codes de calcul thermohydraulique des réacteurs nucléaires : HAMBO (Bowring, 1968), COBRA-VI (Stewart et al., 1977), FLICA-III (Plas, 1984), ASSERT-4 (Carver et al., 1987).

Pour obtenir un modèle à une dimension, les méthodes de moyenne ont été établies de façon rigoureuse par les travaux de Delhaye (1968), Kocamustafaogullari (1971) et Ishii (1975). Il faut toutefois remarquer que les calculs de moyenne dans la section font perdre l'information sur le profil latéral des grandeurs étudiées. Il en découle que les transferts de quantité de mouvement et d'énergie entre le fluide et la paroi doivent être remplacés par des corrélations ou des modèles simplifiés.

2.3 Écoulements à travers les grappes de combustible

Trois approches sont souvent utilisées pour l'analyse thermohydraulique des

écoulements à travers les grappes de combustible. Ces méthodes sont :

- Analyse par la méthode des sous-canaux interconnectés (Gosman, 1973; Rowe, 1973; Carver et al., 1987; Teyssedou et al., 1992).
- Modèle poreux à résistance distribuée (Wnek et al., 1975; Schor et al.,1984).
- Modèle à coordonnées adaptées (Thompson et al., 1977).
- Modèle des éléments finis (Wong, 1979; Donea et al., 1984).

Un aperçu général de ces différentes techniques est documenté dans les travaux de Weisman (1975) et Van Doormaal (1980).

La présente recherche attache une importance particulière au modèle des sous-canaux interconnectés, car c'est cette approche qui est adopté dans la majorité des codes de calculs thermohydrauliques des grappes de combustible.

L'hypothèse fondamentale utilisée pour développer le modèle des sous-canaux, consiste à diviser l'espace entre les crayons de combustible en des petites sections appelées sous-canaux. Chaque sous-canal est limité par les crayons du combustible et/ou la paroi des tubes de force et par une frontière imaginaire qui sépare le sous-canal des autres sous-canaux adjacents, cette frontière est appelée interconnexion (voir figure 2.3). L'écoulement dans chaque sous-canal est considéré comme étant unidimensionnel, d'où la nécessité d'introduire des possibles interactions entre les sous-canaux. Toutes les équations de conservation sont écrites pour des volumes de contrôle élémentaire définis d'une façon adéquate pour chaque sous-canal et pour chaque position axiale (voir figure 2.4).

Le succès des applications de la méthode des sous-canaux repose sur la validité des approximations faites et que l'on peut résumer :

- les variables du système sont suffisamment moyennées dans le temps et dans l'espace pour produire des dérivées continues,

- dans un sous-canal l'écoulement axial est dominant,
- l'écoulement latéral n'a d'existence que dans les plans d'interconnections entre sous-canaux,
- les effets des profils latéraux sont négligés ou remplacés par des relations constitutives,
- les échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre deux sous-canaux sont caractérisés par les valeurs moyennées des variables des sous-canaux concernés,
- la diffusion d'énergie et de quantité de mouvement d'origine turbulente et moléculaire est négligée dans le sens axial en raison de la dominance de l'écoulement axial.

Étant donné qu'à travers cette recherche, on vise surtout à comprendre et à modéliser les mécanismes de diffusion, i.e., la turbulence et la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre, il est donc important de présenter les recherches ultérieures, qui sont les plus significatives. Nous identifierons durant cette analyse, les problèmes qui nécessitent encore des études ainsi que les lacunes qui sont a comblées.

2.4 Turbulence

Les échanges turbulents monophasiques et diphasiques dans des sous-canaux interconnectés ont depuis plusieurs années fait l'objet de beaucoup de recherches expérimentales. Ces recherches sont motivées par l'importance de la turbulence, qui entraîne des échanges de masse (cas diphasique), de quantité de mouvement et d'énergie entre les sous-canaux interconnectés. La compréhension et la modélisation adéquate de ce phénomène se sont révélées ainsi indispensables pour des analyses pertinentes des écoulements dans des sous-canaux interconnectés.

2.4.1 Turbulence monophasique

La turbulence est la conséquence des fluctuations stochastiques des pressions et des vitesses du fluide. Pour les écoulements monophasiques dans des sous-canaux interconnectés, les échanges turbulents latéraux sont souvent modélisés sur la base d'un processus de diffusion en utilisant un coefficient de diffusion pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie. Le point de départ pour modéliser la turbulence monophasique est la théorie de la longueur de mélange, qui pose que les vitesses fluctuantes peuvent être exprimées :

$$u' = l\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad , \tag{2.1}$$

À partir de cette équation, les échanges turbulents latéraux entre les sous-canaux interconnectés peuvent être écrits en utilisant le concept de diffusion. L'équation donnant les débits massiques turbulents par unité de longueur entre deux sous-canaux interconnectés i et j s'écrie alors :

$$w'_{ij} = c\rho_l\frac{\varepsilon_t}{l} \quad , \tag{2.2}$$

avec :

ρ_l : densité du liquide,

l : longueur de mélange,

c : espacement de l'interconnection,

ε_t : coefficient de diffusion turbulent pour la masse ou l'énergie.

Ces échanges sont souvent exprimés sous la forme conventionnelle suivante :

$$\frac{w_{ij}'}{\mu} = \left(\frac{c}{d}\right)\left(\frac{d}{z_{ii}}\right)\left(\frac{\varepsilon_t}{\nu}\right) \quad . \tag{2.3}$$

Etant donnée que w_{ij}' représente le paramètre d'intérêt qui exprime les échanges turbulents entre les sous-canaux interconnectés, les chercheurs se sont consacrés à réaliser des expériences qui permettent de déterminer ces échanges. Par ailleurs, les échanges turbulents monophasiques déterminés expérimentalement sont souvent corrélés en fonction du nombre de Reynolds. Ceci est motivé par le souci de pouvoir exprimer ces échanges en fonction de quelques paramètres directement mesurables. L'écriture de ces échanges, en fonction du nombre de Reynold, est une extension de l'approche utilisée pour les écoulements dans des tubes circulaires, et dont le point de départ consiste à exprimer le coefficient de diffusion turbulent de la quantité de mouvement comme suit :

$$\nu_t \propto u_w \, D \quad , \tag{2.4}$$

avec :

$$u_w = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_l}} \quad , \tag{2.5}$$

où τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi donné par :

$$\tau_w = \frac{f}{2}\rho_l u^2 \quad , \tag{2.6}$$

u est la vitesse moyenne axiale et f le facteur de frottement. Pour des écoulements dans des tubes lisses, le facteur de frottement est donné par :

$$f = K_f Re^{-n} \, , \tag{2.7}$$

où $K_f = 0.046$ et $n = 0.2$ (Knudsen et Katz, 1958). En substituant les équations (2.5) à (2.7) dans (2.4), on a :

$$\nu_t \propto \nu Re^{-n} \quad . \tag{2.8}$$

En supposant le nombre de Prandtl turbulent constant, la diffusion turbulente de la quantité de mouvement peut être reliée à celui de l'énergie comme suit :

$$\frac{\varepsilon_t}{\nu_t} \propto Re^{(1-n/2)} , \tag{2.9}$$

à partir de cette relation, la plupart des chercheurs expriment w_{ij}', donné par l'équation (2.2), comme suit :

$$\frac{w'_{ij}}{u} = \lambda_{ij}\left(\frac{c}{d}\right) Re^{m} , \tag{2.10}$$

avec $m = (1- n/2)$, c l'espacement de l'interconnection, d le diamètre hydraulique et λ_{ij} un paramètre géométrique.

Beaucoup de chercheurs adoptent la forme donnée par l'équation (2.10) pour exprimer les échanges turbulents monophasiques. Des chercheurs comme Rogers et Rosehart (1972), Rogers et Tahir (1975), Petrunik (1973) et plus récemment Rehme (1992), supposent une dépendance presque similaire pour les échanges turbulents en terme du nombre de Reynolds. Néanmoins, avec une différence pour l'écriture du terme λ_{ij}.

Roger et Rosehart (1972) proposent que le terme de λ_{ij} soit exprimé :

$$\lambda_{ij} = K\left(\frac{c}{d}\right)^{-r} , \tag{2.11}$$

en utilisant leurs propres résultats expérimentaux donnant les échanges turbulents liquides obtenus pour différents types de géométries de sous-canaux, ces chercheurs ont obtenus les valeurs des coefficients K (= 0.0058) et r (= 1.46). Ces résultats sont obtenus pour un rapport c/d variant entre 0.08 et 0.4, et des nombres de Reynold supérieurs à 20000.

Petrunik (1973) a mesuré les vitesses de mélange monophasique et diphasique entre deux sous-canaux. Les expériences monophasiques sont obtenues aussi bien pour de l'eau que pour le Genetron-12, comme fluides de travail. À partir des résultats obtenus, il a conclu que les échanges de masse turbulents ont une faible dépendance avec le rapport (c/d). La corrélation donnée par Petrunik permettant d'estimer ses résultats expérimentaux est exprimée par :

$$\frac{w'_{ij}}{\mu} = 0.009\, Re^{0.827}\,, \tag{2.12}$$

en comparant l'équation (2.12) et (2.10), il en ressort que :

$$\lambda_{ij} = 0.009\left(\frac{c}{d}\right)^{-1}\,. \tag{2.13}$$

Il faut noter que l'exposant du nombre de Reynold qui apparaît dans la corrélation de Petrunik est différent de 0.9. Ceci découle du fait que, les coefficients de la corrélation de Petrunik ont été choisis afin d'obtenir le meilleur lissage de ses propres données expérimentales, plutôt que d'utiliser la relation donnée par l'équation (2.10).

Rehme (1992) a développé un modèle permettant d'obtenir les échanges de masse turbulents pour différentes formes géométriques de grappe. Il utilise pour le coefficient de diffusion, une forme adimensionnelle, tel que développée par Reichardt (1951) au centre

d'un tube circulaire. Le coefficient obtenu par Rehme s'écrit :

$$\frac{\bar{\varepsilon}}{\nu} = \frac{Re}{20}\sqrt{\left(\frac{\lambda}{8}\right)}\ , \tag{2.14}$$

où λ est le facteur de frottement de Balsius ($= 4K_f Re^{-n}$), $K_f = 0.046$ et $n = 0.2$. En utilisant les données expérimentales des échanges turbulents disponibles dans la littérature, Rehme obtient une corrélation permettant d'exprimer un coefficient, dit de mélange, de la manière suivante :

$$Y = 0.7\left(\frac{c}{d}\right)^{-1}\ , \tag{2.15}$$

ce coefficient apparaît dans l'équation de bilan d'énergie. Cette dernière est utilisée pour déterminer les échanges turbulents expérimentaux entre les sous-canaux interconnectés, qui implique l'utilisation de deux fluides identiques sous-refroidis, mais ayant des températures différentes. La température d'un des deux fluides joue ainsi le rôle du traceur qui permet d'indiquer les échanges dus à la turbulence. L'équation de bilan d'énergie est :

$$Q_{ij} = (Lc)\rho c_p \bar{\varepsilon} Y \frac{T_i - T_j}{\delta_{ij}}\ , \tag{2.16}$$

en introduisant l'équation (2.14) et (2.15) dans (2.16), et en utilisant la notation $\Delta h = c_p \Delta T$, Rehme obtient :

$$Q_{ij} = L\frac{c}{\delta_{ij}}\frac{0.00531}{c/d}\mu Re^m (h_i - h_j)\ , \tag{2.17}$$

avec $m = 0.9$. Ainsi, les échanges turbulents sont donnés à partir de la relation de Rehme

comme suit :

$$\frac{w'_{ij}}{\mu} = 0.00531\left(\frac{d}{\delta_{ij}}\right) Re^{0.9} , \tag{2.18}$$

où δ_{ij} représente la longueur de mélange centroïde-centroïde. Le rapport (d/δ_{ij}) peut s'exprimer en fonction de l'espacement de l'interconnection et du diamètre hydraulique, de manière à tenir compte des différentes configurations géométriques des grappes. En supposant que les grappes sont formées de telle sorte que les espacements des crayons de combustible de même que les diamètres de ces derniers sont uniformes pour une grappe donnée, Rehme définie alors le rapport (d/δ_{ij}) comme suit :

$$\left(\frac{d}{\delta_{ij}}\right) = k\left(1+\frac{c}{d}\right) , \tag{2.19}$$

où la valeur de k dépend de la configuration géométrique des grappes. Donc, l'expression donnée par l'équation (2.18) s'écrit :

$$\frac{w'_{ij}}{\mu} = 0.00531\left[k\left(1+\frac{c}{d}\right)\right] Re^{0.9} , \tag{2.20}$$

cette relation, développée par Rehme, montre encore la dépendance des échanges turbulents en fonction du nombre de Reynolds.

En somme, on peut conclure à la suite de ce qu'on vient de présenter, que pour une configuration géométrique de grappe donnée, les échanges de masse turbulents monophasiques peuvent être corrélés en fonction du nombre de Reynolds.

2.4.2 Turbulence diphasique

Les échanges turbulents diphasiques demeurent un champ de prédilection des chercheurs, vu la complexité qu'implique la présence, dans la phase liquide continue, d'une autre phase dispersée. Plusieurs recherches ont été consacrées à l'étude expérimentale et théorique des échanges turbulents pour des écoulements diphasiques eau-air, ceci aussi bien dans des géométries relativement simples tel que les tubes circulaires (Wang et al., 1987; Serizawa et Kataoka, 1990), que des géométries complexes tel que les sous-canaux interconnectés ayant des configurations géométriques différentes (Rudzinski et al., 1972; Sadatomi et al., 1996).

Les premiers travaux concernant les échanges turbulents diphasiques ont permis d'observer quantitativement que la présence de la phase gazeuse affecte l'intensité des échanges turbulents liquide. Rowe (1967,1969) a obtenu des données expérimentales pour les échanges turbulents liquides. Dans ses expériences, un mélange diabatique eau-vapeur à de haute pression a été utilisé comme fluide de travail. La configuration géométrique de la grappe utilisée pour représenter deux sous-canaux interconnectés possède une forme triangulaire et carrée. Les résultats expérimentaux donnant les échanges turbulents latéraux sont corrélés en fonction d'un coefficient de mélange qui fait intervenir le bilan d'enthalpie, tel qu'il a été mentionné dans le cas monophasique. Les résultats obtenus ont montré que l'intensité des échanges turbulents liquide est supérieur à celle observée pour les écoulements monophasiques. D'autres observations importantes montrent que l'intensité de ces échanges augmente avec l'augmentation du titre de l'écoulement, pour atteindre un maximum, et par la suite, décroître vers une valeur asymptotique correspondant aux échanges turbulents monphasiques du gaz. Il faut toutefois remarquer que l'auteur, en se basant sur le critère de Wallis (1969), pour localiser la transition de l'écoulement à bouchons vers l'écoulement annulaire, a situé le maximum atteint par les échanges turbulents liquide dans la région de transition bouchons-annulaire.

Singh et al. (1972) ont réalisé des expériences dans deux sous-canaux interconnectés, dont la forme géométrique représente une grappe où les crayons sont disposés dans une configuration carrée. En utilisant un mélange eau-air, ils ont réalisé des expériences qui couvrent le régime à bouchons et annulaire. Ces expériences ont permis l'étude des échanges turbulents, de même que l'effet de l'espacement de l'interconnection sur ces échanges. Les résultats obtenus ont permis de constater que l'intensité des échanges turbulents dépend des flux massiques, du titre de l'écoulement et de l'espacement de l'interconnection.

Rudzinki et al. (1972) ont réalisé des expériences pour étudier la turbulence diphasique pour deux formes de sous-canaux interconnectés, soient : triangulaire et carré. Un mélange eau-air a été utilisé comme fluide de travail et les expériences couvrent les régimes à bulles, à bouchons et annulaires. Les résultats obtenus indiquent, comme pour le cas précédents, que l'intensité des échanges turbulents dépend fortement du titre de l'écoulement et des flux massiques. Cette étude a permis aussi de conclure que les tendances observées pour les échanges turbulents demeurent valide peu importe la forme géométrique des sous-canaux interconnecté. Il faut toutefois mentionner que les auteurs situent le maximum atteint par les échanges turbulents dans la région d'écoulement à bouchons. Aucune indication n'est cependant fournie concernant l'approche qu'ils ont utilisé pour identifier les régimes d'écoulement.

Un travail expérimental, plus récent, réalisée par Sadatomi et al. (1995), a permis d'étudier l'effet de différents paramètres sur l'intensité des échanges turbulents en écoulement diphasique. En utilisant deux sous-canaux interconnectés à géométrie circulaire et un mélange eau-air, les auteurs ont obtenu des mesures pour les échanges turbulents des deux phases liquide et gaz. Les expériences ont été réalisées en l'absence de l'écoulement latéral forcé et du mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Les expériences couvrent les régimes à bulles, à bouchons-poches et annulaire. En présentant les échanges turbulents, obtenus pour les deux phases en fonction de la vitesse superficielle

du gaz, J_g, ils ont confirmé la forte dépendance de l'intensité des échanges turbulents envers la vitesse superficielle du gaz et celui du liquide, par conséquent du régime d'écoulement. Les auteurs ont observé que le maximum des échanges turbulents liquide est atteint dans la région à bouchons. Il faut mentionner que tous les auteurs présentent les échanges turbulents expérimentaux en fonction du titre de l'écoulement ou bien de la vitesse superficielle du gaz, cas de Sadatomi et al. Aucune étude jusqu'à présent n'a pris en considération de mesurer les taux de vide de l'écoulement associés aux échanges turbulents. La mesure de ce paramètre est important pour l'obtention d'un coefficient de diffusion turbulent du vide qui permet de relier les échanges turbulents du gaz au taux de vide de l'écoulement, comme on le verra plus loin.

Les auteurs ont aussi étudié l'effet de l'espacement de l'interconnection sur l'intensité des échanges turbulents. Des mesures expérimentales sont ainsi obtenues pour des sous-canaux interconnectés ayant différents espacements de l'interconnection (= 1.0, 1.9 et 4.0 mm). Les résultats obtenus pour les échanges turbulents des deux phases montrent que l'espacement de l'interconnection a peu d'effet sur l'intensité des échanges turbulents, exception faite pour les écoulements à bulles où les échanges augmentent en élargissant l'interconnection. Ces conclusions semblent toutefois contredire ceux obtenues par Singh et al. (1972). Dans ce travail, les auteurs ont étudié l'effet de la forme géométrique des canaux interconnectés sur les échanges turbulents. Pour ce faire, ils ont comparé leurs propres résultats, obtenus pour des sous-canaux à géométries circulaires, avec ceux de Rudzinski et al. (1972), obtenus pour les deux types de géométries, déjà indiqués précédemment. L'espacement de l'interconnection des sous-canaux, utilisé par Rudzinski et al., est de 1mm, tandis que les diamètres hydrauliques sont de 25 à 50 % plus petits que ceux utilisés par Sadatomi et al. Cette comparaison a permis de mettre en évidence que l'effet de la géométrie des sous-canaux sur les échanges turbulent est faible, ce qui va dans la même direction des conclusions de Rudzinski et al.

Sadatomi et al. (1995) ont étudié l'effet du rapport de la section de passage des sous-canaux interconnectés sur les échanges turbulents. Pour ce faire, ils ont comparé les résultats des échanges turbulents obtenus pour deux sous-canaux de sections de passages identiques avec ceux obtenus dans deux sous-canaux de sections de passages différentes. L'espacement de l'interconnection, dans les deux cas, est de 1mm. La comparaison des résultats a permis aux auteurs de conclure que le rapport des sections de passage n'a pas beaucoup d'effet. Toutefois, une question se pose sur les conditions et la manière ayant permis aux chercheurs d'obtenir les échanges turbulents expérimentaux, dans le cas où les sections de passage des deux sous-canaux sont différentes. Il faut noter que pour deux sous-canaux interconnectés ayant des sections de passage différentes, il est impossible d'avoir des écoulements diphasiques en équilibre hydrodynamique, pour lesquelles le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre soit absent. Donc, on se demande si les résultats des échanges turbulents déterminés par les auteurs ne sont pas altérés par la présence du mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

Ce constat peut être confirmé en analysant l'approche utilisée par les auteurs, afin d'obtenir des conditions qui, selon eux, permettent d'éliminer les mécanismes de l'écoulement latéral forcé et de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. En effet, les auteurs, pour s'assurer que ces deux mécanismes soient absents, ont contrôlé les débits liquides et du gaz de manière à obtenir des différences de pression latérales nulles le long de l'interconnection, ce qui permet de s'assurer que l'écoulement latéral forcé est nul. En plus, ils se sont assurés à ce que les débits d'entrée, des deux phases dans chaque sous-canal, soient bien égaux à ceux de la sortie. Toutefois, cette dernière condition est valide pour assurer un équilibre hydrodynamique. Mais, elle ne permet à ce que le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre soit absent, que si les débits des deux phases, à l'entrée de part et d'autre des deux sous-canaux, sont pris égaux, c'est qui est le cas pour les sous-canaux identiques. Mais, pour le cas où les sous-canaux ne sont pas identiques, le fait de choisir des débits diphasiques à l'entrée qui satisfont des différences de pression latérales nulles et le fait de s'assurer que les débits à l'entrée et la sortie de

chaque sous-canal soient égaux montrent uniquement l'existence d'un équilibre hydrodynamique, i.e., aucun échange net de masse. Et cet équilibre implique que les débits des deux phases de part et d'autre de chaque sous-canal soient dissymétriques. Par conséquent, dans ce cas, l'écoulement latéral forcé sera nul, et les mécanismes de la turbulence et de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre vont agir dans des sens opposés afin de maintenir l'équilibre. Ce qui rend impossible, dans ce cas, d'avoir des expériences où seulement la turbulence est présente. Ceci justifie notre critique envers les résultats expérimentaux obtenus par les auteurs dans ce cas, de même que la conclusion, concernant l'effet des rapports de section de passage sur la turbulence.

Les auteurs ont par ailleurs comparé leurs résultats expérimentaux des échanges turbulents obtenus pour les sous-canaux identiques avec les calculs donnés par un modèle turbulent conçu par Beus (1972). La comparaison a permis de constater que les prédictions suivent les tendances générales des données expérimentales. Néanmoins, les calculs du modèle surestiment le maximum atteint par l'intensité des échanges turbulents. De plus, ce maximum est prédit dans la région de transition bouchon-annulaire, ce qui n'est pas le cas des données expérimentales. Les auteurs recommandent à ce que ce modèle soit amélioré. Il faut noter que ce modèle sera traité en détail dans le chapitre concernant la modélisation.

Suite à ce qui a été discuté, il semble donc que les échanges turbulents diphasiques pour les sous-canaux interconnectés ont été étudiés expérimentalement de manière intensive. Cependant, il demeure encore des éléments à préciser et qui sont d'une grande importance pour permettre une modélisation adéquate de la turbulence diphasique. Avant tout, on remarque une discordance entre les différents résultats expérimentaux en ce qui concerne la localisation du maximum atteint par les échanges turbulents. Tandis que des auteurs semblent le situer dans la région de transition bouchon-annulaire, d'autres le situent dans la région de l'écoulement à bouchons. L'origine de ces différences semble en partie due à la manière dont les auteurs utilisent les critères d'identification des régimes

d'écoulement. Donc, il est nécessaire d'entreprendre des expériences diphasiques, qui permettent de déterminer adéquatement les échanges turbulents. Il faut aussi identifier rigoureusement les régimes d'écoulements qui s'y développent, afin de mieux comprendre le phénomène de la turbulence tout en identifiant les paramètres importants qui affectent l'intensité de ces échanges.

Une étude expérimentale qualitative a été entreprise par Serizawa et Kataoka (1990), afin d'étudier l'effet induit par les bulles sur la turbulence de la phase liquide. Les paramètres mesurés par les auteurs ont permis d'obtenir des indications, forts intéressantes, de l'effet qu'entraînent les écoulements à bulles, dans des tubes circulaires, sur l'intensité de la turbulence de la phase liquide. Les auteurs ont effectué des mesures de la turbulence et des contraintes de cisaillement, de même que les distributions du taux de vide. Ces mesures ont montré que la turbulence liquide et les contraintes de cisaillement augmentent près de la paroi et diminuent à mesure qu'on s'éloigne vers le centre de l'écoulement. Les mesures des distributions du taux de vide indiquaient l'apparition d'un maximum près de la paroi. L'effet de l'existence du pic de taux de vide, selon les auteurs, entraîne une augmentation de la vitesse liquide dans cette région. Des mesures antérieures des vitesses liquide réalisées par Serizawa et al. (1975) et Wang et al. (1987) avaient permis de tirer la même conclusion. La conséquence est alors un aplatissement du profil de la vitesse liquide plus loin dans la région centrale, comme l'ont observé ces mêmes auteurs. Il en découle, dans cette région, des vitesses liquides plus faibles que celles mesurées près de la paroi. Donc, dans la région du centre de l'écoulement, la production de la turbulence due à la vitesse relative des bulles est alors moindre, à cause du faible taux de vide au centre. Les auteurs ont conclu alors que la production d'énergie cinétique turbulente dépend du taux de vide local, du gradient de vitesse liquide et des distributions des contraintes de cisaillement. La majorité de l'énergie cinétique turbulente est ainsi produite et dissipée près de la paroi. Tandis qu'au centre de l'écoulement, la production d'énergie s'avère plus faible que dans le cas monophasique. Cela s'explique par la présence des profils de vitesse aplatis dans

cette région. En somme, l'étude de Serizawa et Kataoka a permis de conclure que :

- la production de la turbulence et la dissipation d'énergie, dans la région près de la paroi, sont dus à l'existence d'un large gradient de vitesses fluctuantes et des contraintes de cisaillement.

- la production de la turbulence est due à la vitesse relative des bulles par rapport à la phase liquide particulièrement dans la région où le pic de taux de vide apparaît (près de la paroi).

La deuxième conclusion est importante, dans la mesure où elle nous indique l'effet induit par les vitesses relatives des bulles sur l'augmentation de la turbulence de la phase liquide. Cette conclusion peut donc servir comme élément de base physique pour la modélisation de la turbulence dans les sous-canaux interconnectés. Les auteurs ont modélisé cet effet, sur la base de la vitesse relative de la phase dispersée (bulles), par rapport à la phase continue (liquide). La turbulence induite est exprimée comme le produit de la vitesse relative et de la force de traînée. En supposant que la direction de la force de traînée est opposée à la direction de la vitesse relative, et en négligeant les effets de la force de tension de surface devant la force de traînée, les auteurs ont donné une expression, pour modéliser la production de la turbulence due à la vitesse relative des bulles :

$$[-\langle v_g\rangle(-P_{g_i}n_{g_i}+n_{g_i}\cdot\tau_{g_i})-\langle v_l\rangle(-P_{l_i}n_{l_i}+n_{l_i}\cdot\tau_{l_i})]\bar{a}_i = -[\langle v_g\rangle-\langle v_l\rangle]\cdot F_D\bar{a}_i>0 \quad , \quad (2.21)$$

avec :

$\bar{a}_i$: aire interfaciale pour la phase k (= g, l),

τ_k : contrainte de cisaillement de la phase k (= g, l),

n_k : vecteur unitaire normal de la phase k (= g, l) à l'interface,

P_k : Pression de la phase k (= g, l),

v_k : vitesse de la phase k (= g, l),

F_D : force de trainée,

l,g : indices de la phase liquide et gaz respectivement.

La modélisation des échanges turbulents diphasique dans les sous-canaux interconnectés nécessite encore des efforts. En effet, il suffit de parcourir les différentes études dédiées à l'évaluation des performances des différents modèles existants, pour s'apercevoir de la faiblesse ou des limites qu'ont ces modèles à prédire adéquatement les échanges turbulents en écoulement diphasique. L'approche qui est souvent utilisée pour modéliser les échanges turbulents diphasiques consiste à adopter la même méthode utilisée pour calculer les échanges turbulents monophasique. L'extension du modèle monophasique, pour calculer les échanges turbulents diphasiques, a été adoptée par différents codes tels que HAMBO (Bowring, 1968) et COBRA-IV (Stewart et al., 1977).

Pour COBRA-IV, les échanges turbulents sont considérés comme des échanges fluctuants de quantité de masse égale à travers l'interconnection. Les échanges s'écrivent alors :

$$w'_{ij} = \beta c \overline{G} \ , \tag{2.22}$$

avec :

$$\beta = \frac{\rho \varepsilon}{\overline{G} l} \ , \tag{2.23}$$

et

$$\overline{G} = \frac{G_i + G_j}{2} \ . \tag{2.24}$$

β est appelé coefficient de mélange déterminé en utilisant une corrélation qui est exprimée en fonction du nombre de Reynold :

$$\beta = aRe^{b} \ . \tag{2.25}$$

Il faut mentionner ici un élément essentiel vis-à-vis du modèle utilisé dans COBRA-IV. Étant donné que ce modèle considère que les échanges de masse turbulents nets à travers l'interconnection sont nuls, les calculs des distributions des flux massiques dans les sous-canaux ne seront pas affectés par ce mécanisme de mélange. Or, ceci n'est pas du tout le cas, car si on suppose un écoulement diphasique, dans deux sous-canaux interconnectés ayant des débits dissymétriques à l'entrée, et si ces débits sont choisis de manière à obtenir des différences de pression latérale nulles le long de la région interconnectée, un échange net de masse, d'un canal à un autre, se produit dû à l'existence d'un gradient de taux de vide entre les sous-canaux. Ceci a été observé par différents chercheurs, entre autres, Gonzalez-Santalo (1972) et Sadatomi et al. (1994). Ainsi, la turbulence telle que modélisée dans COBRA-IV, ne permet pas de prédire un changement des débits de masse, pour le cas déjà cité. Ce qu'on avance a été confirmé par Tapucu et al. (1994), suite à la comparaison de leurs résultats expérimentaux avec des simulations effectuées avec le code COBRA-IV. La comparaison des résultats expérimentaux, obtenus par ces auteurs dans deux sous-canaux interconnectés, avec les simulations de COBRA-IV montre que lorsque les différences de pression latérales deviennent nulles, les échanges de masse, prédis par le code, deviennent nuls et les débits massiques demeurent constants, dans chaque sous-canal. Toutefois, les données expérimentales montrent que les échanges de masse continuent à se produire à travers l'interconnection.

Pour remédier à cette lacune, Lahey et Moody (1977) ont proposé la modélisation des échanges turbulents nets sur la base d'échanges de volume égaux. Les volumes échangés ont les mêmes caractéristiques des phases qui s'écoulent dans chaque sous-canal. Par conséquent, Lahey et Moody considèrent que les vitesses fluctuantes latérales de la phase liquide et gazeuse sont égales. Ce qui donne des échanges fluctuants de débit qui

s'écrivent comme suit :

$$w'_{ij} = (w'_{ij})_l + (w'_{ij})_g \ . \tag{2.26}$$

Les auteurs expriment ces échanges liquide et gaz par les expressions suivantes :

$$(w'_{ij})_l = \rho_l \frac{c\varepsilon}{l}(\alpha_j - \alpha_i) \ , \tag{2.27}$$

et

$$(w'_{ij})_g = \rho_l \frac{c\varepsilon}{l}(\alpha_i - \alpha_j) \ . \tag{2.28}$$

Le coefficient de diffusion, ε, est correlé en utilisant l'inverse du nombre de Peclet donné en fonction du nombre de Reynold comme suit :

$$\frac{\varepsilon}{\bar{u}_m D_h} = aRe^b \ , \tag{2.29}$$

où :

$\bar{u}_m$: vitesse moyenne dans les deux sous-canaux,

D_h : diamètre hydraulique.

Cette approche a été adoptée dans le code ASSERT-4 (Carver et al., 1987). Les coefficients a et b utilisés par défaut dans ce code sont 0.05 et 0.0 respectivement.

Les échanges turbulents, tels que modélisés par l'équation (2.27) et (2.28), laissent supposer que pour une section suffisamment longue, les échanges turbulents tendent à rendre les distributions uniformes, dans les sous-canaux interconnectés. Or, des expériences réalisées par Lahey et al. (1972), Gonzalez-Santalo (1972) et Sadatomi et al. (1994) montrent que les distributions des débits liquide et gaz dans les sous-canaux interconnectés atteignent un équilibre non-uniforme, au-delà duquel aucun transfert net de masse n'est observé. Gonzalez-Santalo a postulé qu'il existe un autre mécanisme qui tend à balancer l'effet net de la turbulence, et c'est ce qui permet d'établir un tel équilibre. Ce mécanisme appelé la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre (Void drift) sera présenté et discuté dans le paragraphe suivant.

Il faut indiquer que l'écriture des équations (2.27) et (2.28) découle de l'extension du modèle monophasique. Cependant, cette extension ne repose pas sur une justification physique. Donc, elle ne se justifie que par les résultats plus moins satisfaisants qu'elle donne pour les différents cas étudiés. Tapucu et al. (1994) ont analysé le modèle turbulent utilisé dans ASSERT-4, en comparant des simulations obtenues par ce modèle et des données expérimentales. Ils ont conclu que le choix du coefficient, a, est très important pour une prédiction adéquate des données expérimentales. En effet, selon cette étude, il semble que ce coefficient doit tenir compte du taux de vide. Par conséquent, cela amène à supposer que le coefficient de diffusion doit tenir compte du taux de vide existant dans le canal approprié.

D'autres codes de calcul utilisent aussi l'approche monophasique pour modéliser les échanges turbulents liquide. Dans le code FIDAS (Sugawara et al., 1991), les échanges de masse dus aux mécanismes de la turbulence diphasique et de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre sont modélisés par une seule équation. Étant donné que nous n'avons pas introduit encore le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre, nous discuterons seulement de la manière dont le code calcule la turbulence diphasique. L'équation qui permet de modéliser les échanges latéraux dans FIDAS est

donnée par :

$$\psi_{ij} = (\frac{\varepsilon}{l_m})_{2\Phi} [-\nabla(\Omega\Phi)_{ij,FD}] \ , \tag{2.30}$$

où Ω représente la masse, l'énergie ou la quantité de mouvement et Φ indique la phase. Dans cette équation l'indice "*FD*" dénote la distribution complètement développée. Ce modèle utilise l'hypothèse postulée par Lahey et Moody (1977), qui stipule que la distribution du taux de vide, dans un écoulement complètement développé, est proportionnelle à la distribution des flux massiques. Les auteurs utilisent cette hypothèse pour écrire le terme $\nabla(\Omega\Phi)_{ij,FD}$ comme suit :

$$\nabla(\Omega\Phi)_{ij,FD} = K_2 \left(\frac{G_i - G_j}{G_i + G_j} \right) \nabla(\Omega\Phi)_{ij} \ , \tag{2.31}$$

où K_2 est une constante à déterminer expérimentalement. Le terme $(\frac{\varepsilon}{l_m})_{2\phi}$ apparaissant dans l'équation (2.30) désigne la turbulence diphasique et s'écrit en terme de la turbulence monophasique de la manière suivante :

$$\psi_{ij} = (\frac{\varepsilon}{l_m})_{1\Phi} \theta \ , \tag{2.32}$$

où θ désigne un multiplicateur qui dépend du titre de l'écoulement et $(\frac{\varepsilon}{l_m})_{1\phi}$ désigne la turbulence monophasique. En remplaçant ces expressions dans l'équation (2.30), les échanges latéraux sont alors calculés par :

$$\psi_{ij} = \theta \left(\frac{\varepsilon}{l_m} \right) \left[K_2 \left(\frac{G_i - G_j}{G_i + G_j} \right) \right] \nabla(\Omega\Phi)_{ij} \ , \tag{2.33}$$

le terme θ a été exprimé en fonction du titre de l'écoulement en adoptant l'approche utilisée par Beus (1972), qui considère que pour la région d'écoulement à bulles et à bouchons, θ augmente linéairement pour un titre compris entre $x=0$ et $x=x_m$, pour décroître hyperboliquement par la suite et atteindre une valeur asymptotique correspondant à l'intensité turbulent monophasique du gaz. Il faut noter que x_m désigne le titre qui correspond à la valeur maximale de l'intensité des échanges turbulents. Donc, le terme θ s'écrit :

$$\theta = 1 + (\theta_m - 1)\frac{x}{x_m} \quad , x \le x_m \tag{2.34}$$

et,

$$\theta = 1 + (\theta_m - 1)\left(\frac{1 - \frac{x_0}{x_m}}{\frac{x}{x_m} - \frac{x_0}{x_m}} \right) \quad , x > x_m \ , \tag{2.35}$$

où $x_0/x_m = 0.57 Re^{0.0417}$ et θ_m est la valeur correspondant au titre x_m .

Sugawara et al. (1991) ont entrepris une étude pour estimer les valeurs adéquates de x_m et θ_m . Cette étude consistait à comparer les prédictions du code FIDAS avec des expériences réalisées par Sato et al. (1985), dans lesquelles ces auteurs ont mesuré les distributions des débits liquide et gaz dans deux sous-canaux interconnectés de sections de passage différentes. Pour le besoin de cette étude, Sugawara et al. ont fait varier x_m et θ_m de manière à obtenir des prédictions qui approchent, le mieux, les données expérimentales de Sato et al. Les auteurs avaient trouvé que la valeur appropriée de x_m devrait être 1/4 de la valeur qui est donnée par Wallis (1969). La valeur donnée par Wallis indique le titre où la transition de l'écoulement bouchon-annulaire a lieu, de même qu'elle sert à situer le maximum atteint par les échanges turbulents. Donc, selon les conclusions de Sugawara et

al., il semble que l'intensité des échanges turbulents atteints le maximum, non pas dans la région de transition bouchon-annulaire, mais plutôt au début de la région de l'écoulement à bouchons.

En somme, les différentes analyses, qu'on a présentées, viennent confirmer la nécessité d'entreprendre une étude expérimentale rigoureuse qui permettra de déterminer les échanges turbulents et d'identifier adéquatement les régimes d'écoulement. De même qu'il est nécessaire d'obtenir un modèle physique qui tient compte de l'effet induit par les bulles sur les échanges turbulents diphasiques.

2.5 Mécanisme de la tendance du vide vers une distribution à l'équilibre

Les recherches expérimentales dans des sous-canaux interconnectés, ayant des sections de passage dissymétriques ont permis de mettre en évidence le phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

Une étude du phénomène de mélange entre les sous-canaux a été effectuée par Gonzalez-Santalo (1971). D'après ses recherches, la première interaction de l'écoulement entre les sous-canaux est définie comme un écoulement latéral. À cause de la différence de pression latérale, cette interaction cause la redistribution de l'écoulement. Ceci entraîne un transfert de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les sous-canaux interconnectés. Gonzalez-Santalo a observé que lorsque la pression est la même à chaque position axiale le long des sous-canaux, aucun transfert net de masse est observé. Dans ses recherches destinées à l'étude de la distribution des écoulements en deux phases, dans des conditions d'équilibre, Gonzalez-Santalo a conclu que : pour des sous-canaux adjacents avec des caractéristiques géométriques différentes, les distributions de l'écoulement complètement développées ne sont pas caractérisées par l'uniformité du titre pour chaque sous-canal. Des expériences réalisées, dans des conditions d'écoulements diphasiques par Gonzalez-Santalo (1971), ont montré qu'à l'équilibre le taux de vide peut tendre vers une

distribution non uniforme. Dans de tels cas, des gradients de taux de vide non négligeables peuvent exister entre les sous-canaux sans pour autant produire d'échange net de masse. Ce mécanisme observé aussi par Lahey et al. (1969, 1972), est appelé dérive du vide vers une distribution à l'équilibre (Void drift).

Gonzalez-Santalo a modélisé la dérive du vide sur la base d'un processus de diffusion. En premier lieu, l'auteur écrit les échanges nets dus à la turbulence, entre deux sous-canaux interocnnectés, en adoptant l'approche des échanges de volume égaux. Le débit volumique latéral dus à la turbulence est donné par :

$$\Delta Q_g = -\frac{cD}{\Delta y}[(\alpha_1 - \alpha_2)]\Delta Z \ , \qquad (2.36)$$

avec,

c : espacement de l'interconnection,

D : coefficient de diffusion,

Δy : longueur représentative de mélange,

ΔZ : longueur de la région interconnectée.

L'équation (2.36) suppose un échange net de gaz du canal (2) vers (1). Toutefois, si la section formée des deux sous-canaux interconnectés est suffisamment longue, les taux de vide des deux canaux devraient tendre vers une distribution uniforme, i.e, même taux de vide de part et d'autre des deux sous-canaux, donnant un échange net nul. Cependant, les expériences réalisées par Gonzalez-Santalo approchant l'équilibre, ne montrent pas les tendances tel que le suppose l'équation (2.36). Les données expérimentales montrent que la condition d'équilibre ($\Delta Q_g = 0$), est atteinte même si la différence des taux de vide entre les sous-canaux n'est pas nulle. Il devient évident que cette équation ne permet pas de satisfaire l'équilibre observé expérimentalement. Pour tenir compte de ce fait, Gonzalez-Santalo a suggéré que cette équation soit modifiée, il a défini le terme $(\alpha_1 - \alpha_2)_{eq}$ comme la différence des taux de vide à l'équilibre, pour laquelle l'échange net devient égal à zéro.

Ainsi, l'équation (2.36), s'écrit :

$$\Delta Q_g = -\frac{cD}{\Delta y}[(\alpha_1 - \alpha_2) - (\alpha_1 - \alpha_2)_{eq}]\Delta Z \ . \qquad (2.37)$$

Le terme introduit par Gonzalez-Santalo, appelé dérive du vide vers une distribution à l'équilibre, permet de tenir compte des tendances observées expérimentalement.

Il faut cependant noter que le phénomène de la distribution non uniforme de l'écoulement à l'équilibre peut se présenter aussi bien pour des écoulements dans des sous-canaux interconnectés identiques (voir chapitre 5 et 6), que des sous-canaux de sections de passage différentes. Il faut aussi noter que jusqu'à présent, il n'y a pas eu d'explication qui décrit l'origine de ce phénomène permettant ainsi le développement d'un modèle physique. La modélisation de ce phénomène a été réalisée en se basant sur un concept de diffusion relié à l'existence d'un gradient de taux de vide à l'équilibre qui tend à contrecarrer l'effet net de la diffusion turbulente du vide, et permettre d'obtenir un transfert net nul à travers l'interconnection. Cette approche utilisée par Gonzalez-Santalo pour modéliser ce phénomène ne repose sur aucune base physique et permet seulement de reproduire les tendances observées expérimentalement dans deux sous-canaux de sections de passage différentes.

Shoukri et al. (1982) ont effectué des expériences pour des écoulements diphasiques horizontaux dans le but d'approfondir la connaissance des mécanismes de mélange. En l'absence d'écoulement latéral forcé, ils ont identifié deux mécanismes comme les plus importants : le mélange turbulent et la dérive due à la gravité. Étant donné que Shoukri et al. s'intéressaient à l'évaluation de ces deux mécanismes, les expériences réalisées ont été choisies de telle sorte que le gradient de pression latérale soit nul le long de l'interconnexion. Les deux sous-canaux interconnectés utilisés sont alors orientés horizontalement et disposés l'un au dessus de l'autre, de sorte que l'effet de la gravité soit présent dans les échanges qui

interviennent à travers l'interconnection. Selon Shoukri et al., les échanges entre les sous-canaux sont par conséquents dus à la force gravitationnelle qui tend à séparer les deux phases, et à la diffusion turbulente du vide qui tend à rendre la distribution des deux phases homogène. Il faut cependant mentionner que les auteurs se sont basés sur l'idée, qu'en prenant deux sous-canaux interconnectés identiques, ils peuvent alors avoir des conditions expérimentales dans lesquelles le phénomène physique de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre soit absent. Partant sur la base de cette idée, ils ont pu obtenir à partir des résultats expérimentaux, la contribution du mécanisme de la dérive due à la gravité et celui du mélange turbulent dans les échanges latéraux. Ces résultats ont été par la suite utilisés pour obtenir le coefficient de diffusion turbulente du vide, de même que pour optimiser le coefficient, A, apparaissant dans le modèle développés par les auteurs, pour représenter la dérive du vide due à la gravité exprimée par :

$$G'_{g_{ij}} = \rho_g \bar{\alpha} A \left[\frac{\sigma \; g(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]. \qquad (2.38)$$

Le coefficient A (= 1.4), a été déterminé par les auteurs à partir des résultats expérimentaux. Il est toutefois important d'indiquer que l'approche utilisée par Shoukri et al., qui consiste à considérer que le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre n'est pas présent, par le juste fait de prendre des géométries identiques, semble être inadéquate. Comme il sera exposé dans les chapitres traitant de la modélisation, le phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre semble être relié aux caractéristiques propres de l'écoulement dans les sous-canaux, plutôt qu'aux caractéristiques géométriques de ces derniers. Et, il semble que c'est l'existence d'une distribution latérale non uniforme des vitesses liquide dans les sous-canaux qui font en sorte qu'un gradient de vitesse s'établisse à travers l'interconnection. Ce gradient engendre une force latérale qui pousse le gaz, dispersé sous la forme de bulle dans le liquide, latéralement. En se basant sur cette hypothèse, dont on démontrera la validité tout le long de cette thèse, le gaz sera poussé dans

la direction du gradient de vitesse décroissant à travers l'interconnection. Pour le cas des sous-canaux identiques, cela revient à dire que le gaz sera poussé du canal de haute vitesse vers celui de faible vitesse. Ceci nous amène à supposer que pour les expériences que Shoukri et al. ont établi, le gradient de vitesse liquide est orienté du canal de dessous vers celui de dessus. Par conséquent, le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre agira dans ce sens en envoyant du gaz du canal d'en bas vers celui d'en haut. Il en résulte que ce dernier mécanisme, dont les auteurs n'ont pas tenu compte, et celui de la dérive due à la gravité contribuent, tous deux, à envoyer du gaz dans la même direction. Or, les auteurs associent tout le gaz transféré du canal de dessous vers celui de dessus uniquement au mécanisme de la dérive due à la gravité. Donc, cela nous amène à conclure que la valeur du coefficient, A, déterminée par les auteurs est surestimée.

Sadatomi et al. (1994) ont réalisé des expériences dédiées à l'étude du mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Les auteurs ont utilisé deux types de sous-canaux pour réaliser leurs expériences. Dans un cas, ils ont utilisé deux sous-canaux interconnectés à géométrie tubulaire, mais de sections de passage différentes, et dans l'autre, deux sous-canaux interconnectés de sections de passage identiques. Les mesures effectuées ont permis aux auteurs d'obtenir les distributions de débits de gaz et de liquide dans les deux types de sous-canaux. Un élément important à mentionner concernant ces expériences est qu'elles ont été réalisées pour différents débits de liquide et gaz, mais en maintenant un taux de vide moyen, dans les deux sous-canaux, de l'ordre de 60%. Ayant établi leurs expériences selon ce critère, les auteurs ont effectué des expériences, pour les sous-canaux identiques, en choisissant des débits d'entrée dissymétriques de part et d'autre. Les résultats des distributions du taux de vide et de débit liquide à la sortie, ont montré que l'écoulement atteint un équilibre uniforme. Les auteurs ont conclu alors que les résultats indiquent bien que pour des sous-canaux identiques, la distribution de l'écoulement à l'équilibre se fait de manière uniforme, i.e., même taux de vide et même débit liquide dans les deux sous-canaux. Ces conclusions émanent en fait de l'idée que le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre ne peut être présent que, si les sous-canaux

sont de sections de passage différentes. Donc selon les auteurs, ayant des sous-canaux identiques, ce mécanisme sera nul et la turbulence tend à rendre uniforme l'écoulement. Cependant, bien que les résultats obtenus par Sadatomi et al. semblent, en apparence, confirmer leur idée, l'explication de ces résultats est tout autre. En effet, comme nous l'avons mentionné, notre hypothèse qui sera présenté et soutenue aussi bien expérimentalement que théoriquement dans cette thèse, suppose que le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre soit dû à la présence d'un gradient de vitesse latérale liquide à travers l'interconnection et de la présence d'une phase de gaz, dispersée dans le liquide sous la forme de bulles dans la région interconnectés. La condition de la présence de bulles est nécessaire, selon nous, pour l'apparition du mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Toutefois, les résultats des expériences qu'on vient de citer sont caractérisés à l'équilibre par des taux de vide de 60%. Ce qui implique que le régime de l'écoulement est à bouchons-poches. Alors, le phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre sera nul lorsque l'écoulement évolue vers un équilibre dans lequel le régime est à bouchons, cas des expériences de Sadatomi et al. Donc, c'est ce qui explique les tendances observées par les auteurs. Leur conclusion émane en fait du peu d'informations reliées au phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre, et que beaucoup de chercheurs l'associent encore strictement à la différence des sections de passage des sous-canaux interconnectés. Il faut indiquer que, même pour le cas des sous-canaux de section de passage différente, l'existence d'un gradient de vitesse à travers l'interconnection pourrait être la cause de l'apparition du mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

Le modèle de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre, tel que postulé par Gonzalez-Santalo, consiste à balancer l'effet net de la turbulence, et permettre à l'écoulement d'atteindre un équilibre hydrodynamique où les distributions des débits et de taux de vide se font de manière non uniforme, tel qu'exprimé par l'équation (2.37). L'utilisation de cette équation nécessite la détermination des taux de vide à l'équilibre. Lahey et Moody (1977) ont développé un modèle qui permet de calculer le taux de vide à

l'équilibre. En prenant comme point de départ le modèle de Levy (1963), qui suppose que le taux de vide dans un écoulement complètement développé varie linéairement avec la vitesse, alors les auteurs expriment la densité du mélange à l'équilibre comme suit :

$$\bar{\rho}_{eq} = aG_{eq} + b \ , \tag{2.38}$$

et en utilisant les conditions aux frontières suivantes :

$$\left.\begin{aligned} \bar{\rho}_{eq} &= \rho_l, \ \grave{a} \ G_{eq} = 0 \\ \bar{\rho}_{eq} &= \rho_{moy_{eq}}, \ \grave{a} \ G = G_{moy} \end{aligned}\right\},$$

pour déterminer les coefficients, a et b, les auteurs obtiennent une relation qui exprime la différence des densités à l'équilibre pour le cas de deux sous-canaux interconnecté i et j :

$$(\rho_i - \rho_j)_{eq} = -\frac{\bar{\alpha}}{\bar{G}}(\rho_l - \rho_g)(G_i - G_j)_{eq} \ . \tag{2.39}$$

La différence des densités peut être aussi écrite en terme de la différence des taux de vide, et cette équation devient :

$$(\alpha_i - \alpha_j)_{eq} = \frac{\bar{\alpha}}{\bar{G}}(G_i - G_j)_{eq} \ . \tag{2.40}$$

Cette équation permet ainsi de calculer la distribution des taux de vide à l'équilibre entre deux sous-canaux interconnectés. Ce modèle est souvent utilisé avec le modèle de diffusion turbulent, dans les codes de calcul thermohydraulique, pour calculer les échanges latéraux de la phase gazeuse.

Dans l'étude expérimentale citée précédemment, Sadatomi et al. ont présenté les taux de vide à l'équilibre en fonction des différences des flux massiques à l'équilibre, tel que présenté à la figure (2.5). Il faut cependant mentionner qu'étant donné que ces auteurs

ont seulement mesuré les flux massiques à l'équilibres, ils utilisent alors la corrélation de Smith (1970), pour obtenir les taux de vide à l'équilibre. La figure (2.5) montre que la différence des taux de vide à l'équilibre ne varie pas linéairement avec la différence des flux massiques à l'équilibre, comme le suppose le modèle de Lahey et Moody. Donc, les résultats expérimentaux contredisent cette linéarité, base sur laquelle le modèle a été développé. Au-delà de ce résultat, les données expérimentales indiquent qu'il n'existe pas une relation unique entre la différence des taux de vide à l'équilibre et la différence des flux massiques. Par ailleurs, pour une vitesse superficielle de liquide donnée, dans ce cas $J_l = 1.0\,m/s$, on peut trouver deux valeurs pour la différence des taux de vide à l'équilibre, ce qui n'est pas du tout supporté par le modèle de Lahey et Moody. Ces éléments limitent ainsi la portée de ce modèle à prédire correctement les tendances du taux de vide à l'équilibre.

Rowe et al. (1990) ont présenté une alternative pour évaluer les taux de vide à l'équilibre. En se basant sur des données expérimentales, obtenues en équilibre hydrodynamique par Sterner et Lahey (1983), ils ont proposé une corrélation, qui donne le taux de vide à l'équilibre comme suit :

$$\alpha_{eq} = \bar{\alpha} + (1 - \bar{\alpha}) K_2 \left(1 - \frac{\overline{D}}{D_i} \right) , \qquad (2.41)$$

où $\bar{\alpha}$ est le taux de vide moyenné sur la section de passage totale, K_2 une constante, $\overline{D}$ diamètre hydraulique moyen et D_i le diamètre hydraulique du sous-canal *i*.

Cette corrélation a été testée par Tye et al. (1997), et elle semble suivre adéquatement les résultats obtenus par Sterner et Lahey (1983). Dans leur étude, Tye et al. ont utilisé une valeur pour le coefficient K_2 égale à 0.3. Toutefois, le désavantage de cette corrélation est qu'elle ne peut pas être utilisée pour calculer les distributions des taux de vide à l'équilibre, pour le cas de deux sous-canaux identiques. Ceci vient du fait que pour

des sous-canaux identiques le rapport $(\overline{D}/D_i)$ est égal à 1, et α_{eq} devient égal à $\overline{\alpha}$. Les auteurs n'ont pas tenu compte d'une distribution non uniforme du taux de vide à l'équilibre dans deux sous-canaux identiques, car jusqu'à présent, il n'existe aucune recherche qui a permis de montrer que les distributions des taux de vide à l'équilibre peuvent se distribuer de manière non-uniforme pour ce type de sous-canaux. De plus, dans la littérature, la distribution non uniforme des taux de vide et des flux massiques est uniquement associée aux différences des sections de passage des sous-canaux interconnectés.

Suite aux différentes analyses présentées, on peut s'apercevoir, en premier lieu, de la rareté des expériences en équilibre hydrodynamique. De plus, il apparaît que l'origine physique du phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre demeure encore incompréhensible et parfois confus. C'est ce qui explique qu'on associe, comme le cas de Sadatomi et al. (1994), les distributions uniformes de l'écoulement observées dans des sous-canaux identiques à la géométrie. L'analyse critique des différentes études théoriques montre que les modèles existants, qui permettent de calculer le taux de vide à l'équilibre, ne reposent pas sur une base physique du phénomène, mais plutôt sur des corrélations qui tendent à représenter les tendances des données expérimentales. Alors, il est donc nécessaire d'effectuer des expériences diphasique en équilibre hydrodynamique ayant des distributions non uniformes de taux de vide et de débit. Ces expériences peuvent contribuer à la compréhension du phénomène physique de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. De même qu'elles offrent l'opportunité de pouvoir modéliser ce phénomène sur la base d'un modèle physique capable de décrire la dynamique qui sous-tend la dérive latérale du gaz.

2.6 Distribution des écoulements à bulles

Les études, tant expérimentales que théoriques, réalisées sur les écoulements diphasiques à bulles verticaux ascendants ont permis de mieux comprendre l'importance des actions couplées de la turbulence de la phase continue et des forces hydrodynamiques,

sur la répartition latérale des phases. Si les vitesses liquide-gaz sont des paramètres importants dans l'étude de la répartition des phases dans des écoulements à bulles, la taille des bulles sur la direction de leur migration paraît déterminante. La majorité des études expérimentales dédiées à la compréhension de la répartition des phases pour les écoulements à bulles ont été réalisée pour des conduites circulaires (Wallis et Richter, 1973; Serizawa et al.,1975; Serizawa et Kataoka, 1987, 1990; Wang et al.,1987), ou bien carrée (Sekogushi et al., 1974; Zun ,1987).

Wallis et Richter (1973) ont conduit des expériences pour des écoulements diphasiques ascendants dans des conduites circulaires afin d'étudier les phénomènes physiques associés à la distribution de l'écoulement. Ils ont observé que pour l'écoulement à bulles, le gaz a tendance à s'accumuler près de la paroi. Lorsque le débit augmente, entraînant le changement d'un régime d'écoulement à bulles vers un écoulement à bouchons, le gaz semble s'accumuler de plus en plus au centre de la conduite. L'explication donnée par les auteurs, suite aux observations obtenues concernant la migration latérale des bulles, stipule que : étant donné que le liquide qui circule autour des bulles, sur les deux côtés opposés, ne se fait pas à la même vitesse, il engendre alors l'apparition d'une force de portance (*lift force*) qui tend à pousser les bulles latéralement vers la paroi.

Serizawa et Kataoka (1987) ont expérimentalement étudié les caractéristiques locales des écoulements à bulles ascendants, pour une conduite circulaire de diamètre intérieur de 30 mm. Dans cette étude, ils ont mesuré les vitesses des phases, la turbulence et le taux de vide local. Pour une vitesse de liquide donnée, les auteurs ont fait varier le débit de gaz. Ce qui a permis d'étudier l'influence des vitesses sur la répartition des phases. Ainsi, en choisissant une vitesse de liquide nulle, les auteurs ont fait varier les vitesses superficielles du gaz (= 0.0011, 0.0065, et 0.02), ils ont alors observé que le taux de vide se distribue de manière à obtenir un maximum au centre de l'écoulement, et décroît plus loin, pour devenir nul à la paroi du tube. En faisant varier, par la suite, la vitesse superficielle liquide, J_l, de 0.5 m/s jusqu'à 3 m/s, et pour différentes vitesses superficielles

de gaz, ils ont observé que la distribution du taux de vide montre l'apparition d'un maximum (pic) localisé près de la paroi. Au-delà d'une vitesse superficielle de gaz donnée, ils observent que ce maximum a tendance à apparaître de plus en plus au centre au fur et à mesure que la vitesse du gaz augmente. Les auteurs attribuent ce pic de taux de vide aux forces hydrodynamiques qui s'exercent sur les bulles et tendent à les pousser latéralement, tout dépend de la taille des bulles qui semble déterminer l'orientation de leur migration.

Wang et al. (1987) ont réalisé des expériences en écoulement à bulles, utilisant un tube en plexiglass de diamètre intérieur de 57.15 mm. En utilisant un desitomètre à rayon-γ à simple faisceau, ils ont obtenu des mesures du taux de vide local, aussi bien pour des écoulements verticaux ascendants que descendants. Les résultats des distributions du taux de vide obtenues pour les écoulements ascendants confirme les résultats déjà obtenus par Serizawa et al. (1975), à savoir l'apparition des pics de taux de vide près de la paroi (voir figure 2.6). Pour des écoulements descendants, les résultats ont montré que les bulles se concentrent au centre de l'écoulement. Ces auteurs ont écrit alors un modèle, pour calculer les distributions latérales du taux de vide, qui intègre l'expression de la force de portance. Ce modèle a permis de prédire, adéquatement, les distributions du taux de vide obtenu expérimentalement, et particulièrement le pic observé près de la paroi. Cela vient justifier donc l'effet de cette force sur la distribution latérale des bulles et aussi sur l'apparition du pic du taux de vide.

Zun et al. (1987) ont réalisé des expériences pour étudier la distribution latérale du taux de vide pour un écoulement diphasique à bulles dans une section à géométrie carrée. Cette étude couvrait aussi bien des écoulements en régime laminaire qu'en régime turbulent. Les mesures des distributions latérales du taux de vide ont montré que, l'apparition du pic du taux de vide près de la paroi s'est produite dans les deux types de régimes. Ce résultat permet de déduire que l'apparition du pic du taux de vide est indépendant du type de régime, laminaire ou turbulent, et confirme la prépondérance de l'explication attribuée à l'effet de l'existence de la force de portance qui agit sur les bulles latéralement.

Dans cette même étude, et pour des écoulements turbulents approchant des nombres de Reynold de 10000, les auteurs ont étudié l'effet de la taille des bulles sur la localisation du pic du taux de vide. Les résultats ont permis de constater que le pic de taux de vide apparaît près de la paroi pour des bulles ayant des diamètres allant jusqu'à 3.6 mm. Pour des bulles ayant des diamètres variant entre 3.6 mm et 5.1 mm, un profil de taux de vide dit intermédiaire apparaît. Par profil intermédiaire, on désigne dans la littérature, des profils où le pic se situe entre le centre de l'écoulement et la région où est localisée le pic observé pour les bulles de diamètre inférieur à 3.6 mm. Au-delà d'un diamètre de 5.1 mm, les bulles ont tendance à se concentrer au centre de l'écoulement. Selon les auteurs, la migration des bulles semble être due à la force de portance. Par ailleurs, ils ont indiqué que les bulles de diamètres inférieurs à 3.6 mm se comportent comme des particules sphériques. Ces observations confirment les résultats déjà obtenus par Sekogushi et al. (1974). Ces auteurs ont étudié, expérimentalement, l'influence de la taille et la forme des bulles sur le mouvement de celles-ci. Ils ont observé que le mouvement des bulles est influencé par leur déformation ainsi que par le nombre de Reynold. D'après leur observations, ils ont conclu que les bulles de forme sphérique ou elliptique de diamètre supérieure à 5 mm se concentrent au centre de l'écoulement Tandis que, celles de diamètre inférieur se concentrent dans une région non loin de la paroi.

Ils est apparent, selon les résultats de tous les travaux présentés, qu'il existe un phénomène physique, qui fait en sorte que les bulles vont se concentrer dans une région près de la paroi et ceci pour des diamètres inférieurs à 5 mm. Les auteurs s'accordent à attribuer la migration latérale des bulles à l'effet de la force de portance qui agit sur elles. De plus, les résultats expérimentaux ont montré l'apparition d'un pic de taux de vide près de la paroi, indépendamment de la forme géométrique de la conduite utilisée. Ce qui permet de déduire que la présence de la force latérale, responsable de la migration des bulles, devrait aussi être indépendante de la forme géométrique de la conduite.

Bien qu'il semble évident que la concentration des bulles près de la paroi est due à

la force de portance, il n'en demeure pas moins que la détermination précise des forces s'exerçant sur la phase dispersée est rendue délicate par l'impossibilité de mesurer ces forces et la complexité des interactions entre les bulles. C'est pour cela que la plupart des études considèrent le cas simple d'écoulement autour d'une bulle pour estimer les forces qui s'exercent sur elle.

2.7 Étude des forces s'exerçant sur une bulle

Le problème que représente l'étude des forces qui s'exercent sur une population d'inclusion est complexe. Il nécessite de considérer les forces de collision entre inclusion ainsi que les effets hydrodynamiques provenant des modifications subies par l'écoulement du fait du grand nombre d'inclusion présentes. Le problème devient encore plus complexe si l'on prend en compte la possibilité dont ont les bulles de se déformer. Pour cela, l'approche utilisée consiste à étudier précisément l'ensemble des forces s'exerçant sur une inclusion sphérique, non déformable et unique.

Dans ce qui suit, on se penchera sur l'étude des forces hydrodynamiques qui s'exercent sur une particule sphérique. Cela est motivé par le besoin d'identifier ces forces, et permettre de tenir compte, s'il y'a lieu, de celles qui nous semblent appropriées au cas de cette étude. On présentera donc seulement les éléments de base qui ont permis l'écriture de ces forces, en se basant sur les études qui nous semblent pertinentes pour atteindre nos objectifs dans cette thèse.

Les premiers travaux proposant l'équation de mouvement d'une sphère rigide, tombant dans un fluide immobile sous la force de la gravité, ont été réalisés par Basset (1888). Tchen (1947) a repris ces travaux et proposa une équation pour le mouvement d'une sphère dans un écoulement accéléré du fluide uniforme. En se basant sur les travaux de ces auteurs, Soo (1962) a développé une équation générale du mouvement d'une sphère rigide en écoulement accélérant pour un fluide aux propriétés physiques constantes, donnée

par :

$$\rho_s V_s \frac{d\vec{v}_s}{dt} = \rho_s V_s F_D(\vec{v}_f - \vec{v}_s) - V_s \vec{\nabla} P + \frac{1}{2}\rho_f V_s \frac{d}{dt}(\vec{v}_f - \vec{v}_s)$$

$$+ \frac{3}{2} d_s^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu_f} \int_{t_0}^{t} \frac{d}{dt}(\vec{v}_f - \vec{v}_s) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + V_s \rho_s \vec{g} \ , \qquad (2.42)$$

où :

V_s : le volume de la sphère,

$\vec{v}_s$ et $\vec{v}_f$: la vitesse de la sphère et celle du fluide non perturbé à la position du centre de la sphère respectivement,

t et t_0 : un temps donné et l'instant qui le précède,

s et f : indices qui désignent la sphère et le fluide repectivement,

F_D est la constante de temps, égale à la valeur inverse du temps de relaxation de vitesse de la sphère, et s'écrit :

$$F_D = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_f}{\rho_s} \frac{1}{d_s} |(\vec{v}_f - \vec{v}_s)| \ , \qquad (2.43)$$

C_D est le coefficient de traînée.

Le premier membre à droite de l'équation (2.42) représente la force de résistance visqueuse. Le deuxième membre correspond à la force due au gradient de pression de l'écoulement du fluide non perturbé par la présence de la sphère. Le troisième membre est la force reliée à la masse "apparente" ou "ajoutée" de la sphère. Le quatrième membre appelé souvent "membre intégral de Basset" ou simplement "force de Basset", tient compte des effets de la transformation de la couche limite visqueuse autour de la sphère lors d'un mouvement

accéléré. Le dernier membre de cette équation représente la force de gravité. L'absence de la différence des densités ($\rho_s - \rho_f$) dans ce membre découle de l'utilisation du gradient totale de la pression.

Il faut noter que Soo a utilisé des hypothèses simplificatrices pour arriver à développer l'équation (2.42). Ces hypothèses se résument comme suit :

1) la sphère est petite de sorte que sa vitesse relative rend la loi de la résistance visqueuse de Stokes applicable,
2) l'effet dû aux gradients des vitesses sur le mouvement de la sphère est négligeable,
3) la sphère se déplace dans un écoulement infini.

Le deuxième hypothèse implique que toutes les forces, qui apparaissent dans l'équation (2.42), sont orientées selon l'axe de mouvement de l'écoulement, par conséquent, celui de la sphère, qui est supposée avoir un mouvement rectiligne. Le fait de ne pas considérer l'effet des gradients des vitesses amène à négliger la force de portance qui agit latéralement, dans une direction normale au mouvement de l'écoulement. Soo et Tien (1960) ont étudié le mouvement d'une particule sphérique dans un écoulement turbulent, parallèle à un plan infini. Dans cette étude, ils ont négligé la force de portance sur le mouvement de la particule, bien qu'ils aient indiqué que les gradients de vitesse près du plan qui borne l'écoulement sont significatifs. Plus récemment, Rizk et Elghobashi (1985) ont repris le même cas, étudié par Soo et Tien, mais en tenant compte de l'effet de la force de portance, négligée par les premiers auteurs.

Rizk et Elghobashi (1985) considèrent une particule sphérique de diamètre, d, dans un écoulement turbulent, originalement localisée à une distance Y_0, loin d'un plan infini (voir figure 2.7). Les vitesses $v_{x,0}$ et $v_{y,0}$ désignent les composantes de la vitesse initiale de la particule selon x et y. La particule se déplaçant à une position arbitraire Y, avec une vitesse v_x et v_y . Les auteurs considèrent que la particule est assez petite de sorte que le

nombre de Reynolds soit inférieur à 1. En utilisant l'équation de mouvement développée par Lumley (1957), donnée par :

$$\rho_p \frac{\pi}{6} d^3 \frac{dv_i}{dt} = 3\pi\mu d(u_i - v_i) - \frac{\pi}{6} d^3 \rho \left(\frac{Du_i}{Dt} - \nu\nabla^2 u_i\right) + \frac{\pi}{12} d^3 \rho \left(\frac{du_i}{dt} - \frac{dv_i}{dt}\right)$$
$$+ \frac{3}{2} d_s^2 \sqrt{\pi\rho\mu} \int_{t_0}^{t} \frac{d}{d\tau}(u_i(\tau) - v_i(\tau)) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + f_i, \qquad (2.44)$$

avec :

u et v : vitesse du fluide et de la particule respectivement,

ρ et ρ_p : densité du fluide et de la particule respectivement.

$\frac{d}{dt}$ est la dérivée par rapport au temps pour un observateur se déplaçant avec la particule sphérique. Tandis que $\frac{D}{Dt}$ est la dérivée par rapport au temps pour un observateur se déplaçant avec un élément du fluide.

En négligeant l'effet de la viscosité dans le terme exprimant la pression explicitée par le deuxième terme à droite de l'équation, et le troisième terme qui représente la masse ajoutée, les auteurs obtiennent l'équation suivante :

$$\frac{dv_i}{dt} = \beta \frac{du_i}{dt} + \alpha\beta(u_i - v_i) + \beta\sqrt{\frac{3\alpha}{\pi}} \int_{t_0}^{t} \frac{d}{d\tau}(u_i(\tau) - v_i(\tau)) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + f_i, \qquad (2.45)$$

avec :

$$\alpha = \frac{12\nu}{d^2} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{3\rho}{(2\rho_p - \rho)} \quad .$$

L'équation (2.45) est une équation différentielle linéaire valide pour un écoulement non

confiné. Pour tenir compte de la présence d'un plan infini parallèle à l'écoulement, les auteurs ont apporté les modifications nécessaires. La présence du plan entraîne une augmentation du coefficient de traînée de la particule sphérique, et pour en tenir compte, deux nouveaux coefficients C_1 et C_2 dans la direction x et y respectivement sont utilisés. Avant d'introduire la force de portance, les auteurs ont analysé son ordre de grandeur au voisinage de la paroi. Ainsi, en utilisant la force de portance développée par Saffman (1965), donnée par :

$$F_l = K\mu d^2 \left(\frac{1}{\nu} \frac{du_x}{dy} \right)^{1/2} (u_x - v_x) , \tag{2.46}$$

et en tenant compte de la restriction posée par Saffman, pour le développement de cette force ;

$$\left(\frac{1}{\nu} \frac{du_x}{dy} \right)^{1/2} < 1 , \tag{2.47}$$

les auteurs ont comparé l'ordre de grandeur de la force de portance donnée par Saffman, orientée selon l'axe des y, avec la force de traînée, au voisinage du plan. En écrivant le rapport des forces comme suit :

$$\frac{F_l}{F_y} = \left(\frac{K}{3\pi C_2} \right) \left(\frac{1}{\nu} \frac{du_x}{dy} \right)^{1/2} \left(\frac{u_x - v_x}{u_y - v_y} \right) , \tag{2.48}$$

et sachant que le second terme est inférieur à 1, et que u_x varie linéairement avec Y, tandis que u_y est proportionnelle à Y^2 (condition de non-glissement), le rapport $\frac{(u_x - v_x)}{(u_y - v_y)}$ varie avec $1/Y$, ce terme augmente à mesure que la particule s'approche du plan. Le rapport des deux forces devient alors supérieur à 1. Cette analyse montre ainsi l'importance de la force

de portance sur le mouvement de la particule. Les auteurs ont introduit alors cette force, pour en tenir compte dans leur équation, qui devient selon l'axe des y :

$$\frac{dv_y}{dt} = \beta \frac{du_y}{dt} + \alpha C_2 \beta (u_y - v_y) + \beta \sqrt{\frac{3\alpha}{\pi}} \int_{t_0}^{t} \frac{d}{d\tau}(u_y(\tau) - v_y(\tau)) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}}$$

$$+ \frac{12}{(2\rho_p - \rho\pi d^3)} F_l - F_g \ . \qquad (2.49)$$

Cette équation du mouvement tient ainsi compte de la force de portance, qui selon cette étude n'est pas négligeable pour les écoulements confinés.

Pour le cas qui nous intéresse, les écoulements sont stationnaires et les bulles sont animées d'une vitesse constante. Et, si on considère un écoulement ascendant, donc selon l'axe vertical de l'écoulement, les forces qui s'exercent sur la bulle se réduisent à la force de traînée et la force de gravité orientées dans des directions opposées. Tandis que dans la direction latérale, normale à l'axe vertical de l'écoulement, les forces se réduisent à la force de traînée et la force de portance ayant des directions opposées. Alors, l'écriture de la force de portance et les conditions de validité de son utilisation deviennent nécessaires pour l'écriture des modèles, afin de permettre de calculer adéquatement les distributions latérales des écoulements diphasiques à bulles.

Saffman (1965) a étudié l'effet de l'existence d'un gradient de vitesse sur le mouvement d'une petite sphère se déplaçant dans un fluide à l'infini. En prenant des cordonnées cartésiens O, x, y et z, et en choisissant un repère se déplaçant avec le centre de la sphère O, x_1, y_1 et z_1, la vitesse à l'infinie est donnée par :

$$U = (k z + V) e_1 \qquad (2.50)$$

avec e_1 un vecteur unitaire dans la direction de l'axe Ox_1, k est le gradient de vitesse, et V la vitesse relative de la sphère par rapport au fluide. En écrivant l'équation de quantité de mouvement, donnée par :

$$\nabla^2 q - \nabla p = \nu^{-1}(q\cdot\nabla)q \ , \tag{2.52}$$

et l'équation de continuité, donnée par :

$$\nabla q = 0 \ , \tag{2.53}$$

où $q = (q_1, q_2, q_3)$ est la vitesse, ν la viscosité cinématique (le fluide est supposé incompressible), Saffman définit, les trois nombres de Reynold suivants :

$$R_k = k\frac{a^2}{\nu},\ R_v = V\frac{a}{\nu},\ R_\Omega = \Omega\frac{a^2}{\nu} \ .$$

L'hypothèse utilisée par Saffman, suppose que ces trois expressions sont inférieures à 1. Alors, cette hypothèse implique que les forces visqueuses sont dominantes par rapport aux forces d'inerties. En utilisant les conditions aux frontières suivantes :

$$q \to U \ pour \ r \to \infty \ ,$$

$$q = \Omega \times r \ pour \ r = a \ ,$$

où a est le rayon de la sphère, et en solutionnant l'équation (2.52) et (2.53) pour obtenir les champs de vitesse et de pression, Saffman a déterminé la force de portance, comme suit :

$$F_l = Ka^2 V\left(\frac{k}{\nu}\right)^{1/2} \ , \tag{2.54}$$

avec K une constante égale à 81.2.

Les hypothèses qui sous-tendent l'écriture de cette force, limitent ainsi son champ d'application. Néanmoins, des chercheurs, tel que Lawler et Lu (1973), ont utilisé cette

expression, de la force de portance, pour étudier les distributions latérales des particules dans des conduites circulaires. Ces auteurs considèrent que la force développée par Saffman demeure valide au voisinage des parois, en raison de l'importance des forces visqueuses par rapport aux forces d'inerties dans cette région. Toutefois, ces auteurs ont utilisé une valeur pour le coefficient K différent de celle obtenue par Saffman, dans la mesure où seulement l'ordre de grandeur de cette force qui sera affecté par la présence des parois du tube. En utilisant la force de portance de Saffman, les auteurs ont écrit l'équation de mouvement d'une particule dans un écoulement complètement développé dans une conduite circulaire, comme suit :

$$\frac{dV_p}{dt} = -\frac{3}{8}C_D\left(\frac{\rho_f}{\rho_s}\right)\left(\frac{V_R}{a}\right)V_R+\left(1-\frac{\rho_f}{\rho_s}\right)g+\frac{3}{4}\left(\frac{\rho_f}{\rho_s}\right)\left[C_L\left(\frac{\nu}{a^2K}\right)^{1/2}K+\Omega_R\right]\times V_R \ . \quad (2.55)$$

Le premier terme à droite de l'équation désigne la force de traînée. Le deuxième représente la force de flottabilité. Tandis que le dernier se compose de deux termes, le premier c'est la force de portance de Saffman due à l'existence d'un gradient de vitesse et le deuxième terme représente la force de Magnus, développée par Rubinow et Keller (1961), pour le cas où les particules sont libres de tourner. En utilisant cette équation, les auteurs ont pu calculer la trajectoire de la particule. Ils ont, par la suite, comparé leur résultats avec des données expérimentales obtenues par Denson (1965). Les auteurs ont déterminé la valeur du coefficient K (=3 π) pour obtenir des résultats qui suivent bien les tendances expérimentales. Il faut par ailleurs mentionner que ces auteurs indiquent que sans la force de portance, utilisée dans leur équation de mouvement, il est impossible de reproduire la migration latérale de la particule telle qu'observée expérimentalement. Cette analyse confirme ainsi l'importance de la force de portance sur la migration latérale de la particule. Cette force, tel que développée par Saffman, est engendrée par l'existence d'un gradient de vitesse liquide et la présence d'une particule sphérique ayant une vitesse relative. L'utilisation de la force de portance, tel qu'exprimée par Saffman, peut être justifiable pour un écoulement confiné près de la paroi, vu que dans cette région les forces visqueuses sont

dominantes vis-à-vis des forces d'inerties, de même qu'il existe un gradient de vitesse dans cette région. Si, par contre, on considère le cas de deux sous-canaux interconnecté, les conditions nécessaires à l'apparition de cette force peuvent bien se présenter pour des écoulements à bulles. Nous avons discuté, précédemment, qu'en équilibre hydrodynamique les flux massiques et les taux de vide se distribuent de manière non uniforme. Alors cette dissymétrie entraîne, dans la région interconnectée, l'apparition d'un gradient de vitesse. En présence de bulles, il faut alors s'attendre à ce que la force de portance agisse sur les bulles latéralement. Cependant, étant donnée que dans cette région, les parois sont assez loin, il est peu probable que la force de portance ait la même expression que celle développé par Saffman. Donc, il difficilement justifiable, dans la région interconnectée, de considérer que les forces visqueuses sont dominantes par rapport aux forces d'inerties. Même, il faut plutôt s'attendre à ce que les forces d'inerties soient dominantes, vu le nombre de Reynold élevé de l'écoulement souvent choisi. Ce qui rend l'expression de la force de portance de Saffman inadéquate. Cependant, si on considère que dans la région interconnectée, les forces d'inerties sont plutôt dominantes à cause du nombre de Reynold élevé, il est possible d'utiliser l'expression de la force de portance développée par Auton et al. (1988).

Auton et al. (1988) ont étudié la distribution du champ de vitesse et de pression d'un écoulement rotationnel autour d'un cylindre et aussi autour d'une sphère, animés d'un mouvement accéléré. Ces auteurs ont déterminé la force de portance qui s'exerce sur ces deux types de corps. Dans leur étude, l'écoulement est considéré non visqueuse, i.e., les forces visqueuses sont nulles. Pour déterminer la distribution des champs de vitesse $u(x,t)$ autour d'un cylindre accéléré dans un fluide en mouvement, les auteurs écrivent l'équation de quantité de mouvement pour le fluide dans des coordonnées fixes O, x_1, x_2 :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \right) u_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} , \qquad (2.60)$$

et l'équation de continuité :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \ . \tag{2.61}$$

En considérant les conditions aux frontières selon les coordonnées O, x_1' ,x_2' (voir figure 2.8), alors les auteurs écrivent :

1) si la vitesse instantanée du cylindre est $v(t)$ alors :

$$u \cdot n = v \cdot n \quad \text{, pour } |x'| = |x - R| = a \ ,$$

avec n le vecteur normal tel que montré dans la figure (2.7), et R définie :

$$R(t) = R(0) + \int_0^t v(\tau) d\tau \ , \ x' = x - R \ , \tag{2.62a}$$

à l'instant t = 0, les deux systèmes de coordonnés sont superposés.

2) loin du cylindre, la vitesse du fluide tend vers sa valeur non perturbée soit :

$$\frac{|x'|}{a} \to \infty \quad U_i \to U_{0_i} = U_i(t) + x_i' e_{ij} + \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} \omega_j x_k' \ , \tag{2.62b}$$

où $U(t) = U_0(R(t), t)$. Pour un écoulement à 2-D, les seules composantes non nulles de e_{ij} et de ω_j sont, e_{11}, $e_{22}(\equiv e_{11})$, e_{21} , $(e_{21} = e_{12})$ et ω_3. Il faut noter que e_{ij} et ω_j sont considérés uniformes dans l'espace, mais varient en fonction du temps. Donc, à partir de l'équation (2.60), le rotationnel d'un élément de fluide ne change pas, ce qui donne :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \nabla \times u = 0 \ , \tag{2.63}$$

et comme ω_j est uniforme dans l'espace, alors :

$$\frac{\partial \omega_j}{\partial t} = 0 \ , \tag{2.64}$$

et le rotationnel autour du cylindre est alors constant :

$$\nabla \times u = \omega \ . \tag{2.65}$$

La solution de (2.63), donnant le champ de vitesse, u, qui satisfait les équation (2.60), (2.61) et les conditions aux frontières, est :

$$u = \frac{1}{2}\omega \times x' + \nabla \phi \ , \tag{2.66}$$

où ϕ est une fonction de courant qui doit satisfaire la condition aux frontières (1), c-à-d :

$$n \cdot \nabla \phi = v \cdot n, \tag{2.67}$$

et la condition (2),

$$\phi = \frac{1}{2} x_k' x_l' e_{kl} + U_l', \tag{2.67}$$

et aussi,

$$\nabla^2 \phi = 0. \tag{2.66}$$

Aussi, pour déterminer l'expression du champ de pression, les auteurs utilisent la relation $w = u - v$ qui désigne le champ de vitesse, vu par un observateur se déplaçant avec le cylindre, alors la vitesse, s'écrit :

$$u = w + v \ , \tag{2.67}$$

avec,

$$w = \frac{1}{2} w \times x' + \nabla \phi' \ , \tag{2.69}$$

et,

$$\phi' = W \cdot x' \left(1 + \frac{a^2}{r^2} \right) + \frac{1}{2} e_{12} \left(r^2 + \frac{a^4}{r^2} \right) \sin(2\theta) + \frac{1}{2} e_{11} \left(r^2 + \frac{a^4}{r^2} \right) \cos(2\theta) \ , \tag{2.70}$$

ici $W = U - v$ désigne la vitesse relative de la particule par rapport à la vitesse du fluide non perturbée.

Utilisant les équations (2.69) et (2.70) pour écrire le champ de pression $p'(x,t)$ dans le système de coordonnées x', alors :

$$-\frac{1}{\rho} \nabla p' = \left(\frac{\partial w}{\partial t} + (w \cdot \nabla) w \right) + \frac{dv}{dt} \ , \tag{2.71}$$

et vu que $\frac{\partial w}{\partial t} = 0$, la distribution de la pression à la surface du cylindre, s'écrit :

$$-\frac{1}{\rho} \nabla p' \times n = \left(\nabla \left(\frac{\partial \phi'}{\partial t} + \frac{1}{2} w \cdot w \right) + \frac{dv}{dt} \right) \times n \ , \tag{2.73}$$

et la force est donnée par :

$$F = \rho \int_s \left(\frac{\partial \phi'}{\partial t} + \frac{1}{2} w \cdot w \right) n \, ds + \rho V \frac{dv}{dt} \ , \tag{2.74}$$

où V est le volume.

L'expression donnée par l'équation (2.74), demeure valide pour exprimer la force qui

s'exerce sur une sphère. Seulement, l'expression de la fonction du courant ϕ est différente. En utilisant la fonction de courant appropriée, les auteurs obtiennent l'intégrale de l'équation (2.74), donnant la force de portance sur une sphère selon des coordonnées fixes, et exprimée par la relation :

$$F = \rho V\left[(1+C_M)\frac{Du}{Dt} + C_L(u-v)\times\omega - C_M\frac{dv}{dt}\right], \tag{2.75}$$

cette équation désigne la force qui s'exerce sur une sphère accélérée dans un écoulement rotationnel et non visqueux. Si, on considère que la sphère est animée d'une vitesse constante, alors la force se réduit à :

$$F_L = C_L\rho V(u-v)\times\omega\ , \tag{2.76}$$

cette équation donne l'expression de la force de portance pour un écoulement rotationnel non visqueux autour d'une sphère animée d'une vitesse constante.

2.8 Développement des modèles de mélange

Pour un code de sous-canaux, la capacité de prédire les phénomènes physiques observés pour les écoulements, à travers les grappes de combustible, repose essentiellement sur l'évaluation correcte des échanges de gaz et de liquide entre les sous-canaux. Lors de l'introduction de l'approche à une dimension (moyenne sur les sections de passage de chaque sous-canal), on perd deux types d'information :

- Les profils latéraux des grandeurs de toute nature. Ces profils correspondent à une approche locale de l'écoulement et ne sont généralement pas pertinents dans une approche globale comme celle des sous-canaux.
- Les composantes latérales des grandeurs vectorielles. Ces composantes sont responsables des échanges ou interactions entre les sous-canaux.

Afin de remplacer ce deuxième type d'information perdue, mais vitale pour la prédiction de l'écoulement latéral, on doit de nouveau faire appel à une approche globale des phénomènes associés. Ceci est réalisé par l'introduction de la notion de mécanismes d'échanges. Un modèle de mélange est par conséquent utilisé pour représenter ces mécanismes. Pour les écoulements en deux phases, les mécanismes majeurs responsables des échanges entre les sous-canaux ont été présentés en détail à la section 2.1.2.

Les différents modèles de mélange développés jusqu'à présent sont les résultats de plusieurs recherches effectuées afin de décrire le phénomène d'interaction entre les écoulements dans des sous-canaux interconnectés (Gonzalez-Santalo, 1971; Rowe, 1973; Shoukri et al., 1982). On distingue deux types de modèle : un qui est basé sur des échanges de masse égaux, ce type de modèle est utilisé dans des codes de sous-canaux tels que, THINC-I (Zernic, 1962), HAMBO (Bowring, 1968), COBRA-IV (Stewart et al., 1977). Un autre type est basé sur des échanges de volume égaux, ce type de modèle est utilisé dans des codes de sous-canaux tels que MIXER (Lahey et al, 1969), ASSERT4 (Carver et al, 1987).

2.6.1 Modèle de Gonzalez-Santalo

Nous avons déjà donnée dans l'équation (2.37), le modèle développé par Gonzalez-Santalo (1971). Comme le taux de vide, α, n'a pas été mesuré, Gonzalez-Santalo a introduit une relation entre, α et β. Ainsi, l'équation (2.37), peut s'écrire en termes du titre volumique de l'écoulement, β, en posant $\alpha = C\beta$.

Alors, cette équation s'écrit :

$$\frac{\Delta Q_{g_1}}{\Delta Z} = -K \left[(\beta_1-\beta_2)-(\beta_1-\beta_2)_{eq} \right] . \qquad (2.77)$$

où K est le coefficient effectif de diffusion turbulente, défini par:

$$K = \frac{C\ S\ D}{\Delta y} \ . \tag{2.78}$$

La valeur du coefficient effectif de diffusion turbulente varie d'une configuration d'écoulement à une autre. Selon Gonzalez, ce coefficient augmente d'un facteur de 50 lors du changement de la configuration d'écoulement à bulles vers l'écoulement à bouchons.

2.6.2 Modèle de Shoukri

Le modèle de Shoukri est basé sur le modèle à écart de vitesse (Zuber et Findlay, 1965). La composante latérale de la vitesse du gaz, s'écrit comme suit :

$$\overline{\overline{V}}_g = C_o \langle j \rangle + \overline{\overline{V}}_{gj} \ , \tag{2.79}$$

avec :

C_0 : paramètre de distribution qui tient compte de la distribution non uniforme de α et j, à travers l'interconnexion.

$\langle j \rangle$: densité du flux volumique.

$\overline{\overline{V}}_g$: écart de vitesse.

L'écart de vitesse dans la direction latérale est considéré comme une fonction de la gravité et de la diffusion turbulente du vide :

$$\overline{\overline{V}}_{gj} = (1-\langle \alpha \rangle)^n \ V_\infty - \frac{D_\alpha}{\langle \alpha \rangle} \nabla_y \langle \alpha \rangle \ , \tag{2.80}$$

avec :

$\langle \alpha \rangle$: taux de vide moyenné sur la section de passage.

V_∞ : vitesse terminale.

D_α : coefficient de diffusion turbulente du vide.

Cependant pour le modèle de Shoukri, le coefficient n=0, alors

$$\bar{\bar{V}}_{gj} = V_\infty - \frac{D_\alpha}{\langle\alpha\rangle} \nabla_y \langle\alpha\rangle \ . \tag{2.81}$$

En introduisant l'écart de vitesse dans la vitesse du gaz :

$$\bar{\bar{V}}_g = C_o \langle j\rangle + V_\infty - \frac{D_\alpha}{\langle\alpha\rangle} \frac{\Delta\langle\alpha\rangle}{\Delta y} \ . \tag{2.82}$$

En appliquant cette équation aux sous-canaux horizontaux, le débit volumique du gaz dans la direction latérale à travers l'espacement S et de longueur ΔZ, peut s'écrire de la façon suivante:

$$Q_{g_{ij}} = S\Delta Z \langle\bar{\alpha}\rangle \left[C_o \langle j_{ij}\rangle + V_\infty - \frac{D_\alpha}{\langle\bar{\alpha}\rangle} \left(\frac{\langle\alpha_j\rangle - \langle\alpha_i\rangle}{\Delta l} \right) \right] , \tag{2.83}$$

où :

$$\langle\bar{\alpha}\rangle = \frac{1}{2}(\langle\alpha\rangle_j + \langle\alpha\rangle_i) \tag{2.84}$$

j_{ij} : densité du flux volumique latéral du mélange.

Δl : longueur du mélange.

S : espacement de l'interconnexion.

Shoukri et al. considèrent que la valeur de C_0 pour l'écoulement du gaz dans la direction transversale est égale à 1. Cette équation s'écrit en terme du flux massique comme suit :

$$G_{g_{ik}} = \rho_g \langle\bar{\alpha}\rangle \left[\langle j_{ik}\rangle + V_\infty - \frac{D_\alpha}{\langle\bar{\alpha}\rangle} \left(\frac{\langle\alpha\rangle_k - \langle\alpha\rangle_i}{\Delta l} \right) \right] , \tag{2.85}$$

où la vitesse terminale des bulles est donnée par :

$$V_\infty = A\ (\sigma\ g\frac{\rho_l-\rho_g}{\rho_l^2})^{\frac{1}{4}}\ , \tag{2.86}$$

avec :

σ : tension superficielle

A : constante ajustée avec les données expérimentales tel que décrit au paragraphe 2.3.

2.6.3 Modèle d'ASSERT-4

Le modèle proposé par Carver et al. (1987), définit la vitesse du gaz de la façon suivante :

$$\vec{\vec{V}}_g = C_o\langle\vec{j}\rangle + (1-\alpha)^n\ \vec{V}_\infty - \frac{D_\alpha}{\langle\alpha\rangle}\ \vec{\nabla}\langle\alpha\rangle + \frac{D_\alpha}{\langle\alpha\rangle}\ \vec{\nabla}\langle\alpha\rangle_{eq}\ . \tag{2.87}$$

Le modèle d'ASSERT-4 utilise la vitesse relative pour exprimer les vitesses des phases comme suit :

$$\vec{\vec{V}}_r = \frac{1}{\langle 1-\alpha\rangle}\left[(C_o-1)\langle\vec{j}\rangle + (1-\alpha)^n\ \vec{V}_\infty - \frac{D_\alpha}{\langle\alpha\rangle}\ \vec{\nabla}\langle\alpha\rangle + \frac{D_\alpha}{\langle\alpha\rangle}\ \vec{\nabla}\langle\alpha\rangle_{eq}\right]. \tag{2.88}$$

Dans la direction axiale la vitesse relative est exprimée par :

$$\overline{\overline{u}}_r = \frac{1}{\langle 1-\alpha\rangle}[(C_o-1)\langle j\rangle]\ , \tag{2.89}$$

et dans la direction latérale, le taux vide est considéré distribué de manière uniforme (C_o=1),

la vitesse relative est donnée par :

$$\bar{\bar{V}}_r = \frac{1}{\langle 1-\alpha \rangle}\left[\langle \alpha \rangle (1-\langle \alpha \rangle)^n \; V_\infty - \frac{D_\alpha}{\langle \alpha \rangle}\frac{\Delta \langle \alpha \rangle}{\Delta y} + \frac{D_\alpha}{\langle \alpha \rangle}\frac{\Delta \langle \alpha \rangle_{eq}}{\Delta y}\right]. \qquad (2.90)$$

Le coefficient de diffusion turbulente du vide est calculé en utilisant le nombre de Peclet donné par :

$$P_e = \frac{D_\alpha}{\bar{U}\,\bar{D}_n} = 0.075\left(\frac{\alpha}{0.6}\right)^6, \qquad (2.91)$$

où,

$\bar{U}$: la moyenne des vitesses axiales des sous-canaux adjacents.

$\bar{D}_n$: la moyenne du diamètre hydraulique des sous-canaux adjacents.

Conclusion

À la suite de ce qu'on vient de présenter, on peut résumer les éléments essentiels qui nécessitent encore d'être étudiés rigoureusement. En premier lieu, nous avons vu qu'il est indispensable d'entreprendre une étude expérimentale permettant de mieux comprendre les échanges turbulents liquide en écoulement diphasique. Cette étape devrait nous permettre aussi bien de déterminer les échanges turbulents liquide que d'identifier adéquatement les configurations de l'écoulement nécessaires pour la localisation du maximum des échanges turbulents latéraux. Aussi, comme nous l'avons vu, l'approche souvent utilisée pour modéliser les échanges turbulents liquide découle de l'extension de la méthode utilisée pour modéliser la turbulence monophasique. Toutefois, cette extension n'est pas du tout justifiable, il est donc important de comprendre la physique qui sous-tend les échanges turbulents liquide en écoulement diphasique. Les travaux antérieures nous donnent une

indication fort intéressante de l'effet induit par la présence des bulles sur la turbulence de la phase liquide. Il semble que la vitesse relative des bulles par rapport au liquide contribue à la production de la turbulence.

En second lieu, l'analyse des différents travaux de recherche ont permis de s'apercevoir de la rareté des expériences en équilibre hydrodynamique dans des sous-canaux dissymétriques. De plus, il n'existe pas actuellement d'expériences en équilibre hydrodynamique dans deux sous-canaux identiques ayant des distributions de débit et de taux de vide non uniforme. Les recherches en équilibre hydrodynamique ont mis en évidence l'existence du phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Cependant, l'origine physique du phénomène observé demeure encore incompréhensible et parfois confuse. Les différents modèles de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre existant ne reposent pas sur une base physique du phénomène, mais plutôt sur des corrélations qui tendent à représenter les tendances des données expérimentales. Alors, il est important d'entreprendre des expériences en équilibre hydrodynamique. Ces expériences peuvent contribuer à la compréhension du phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Les travaux antérieurs consacrés à l'étude de la répartition des bulles pour des écoulements diphasiques ont mis en évidence l'apparition d'une force de portance agissant latéralement sur les bulles. Cette force semble être responsable de la migration latérale des bulles pour les écoulements en conduite. Cette hypothèse peut être la base qui peut expliquer, dans les cas des sous-canaux interconnectés, le phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

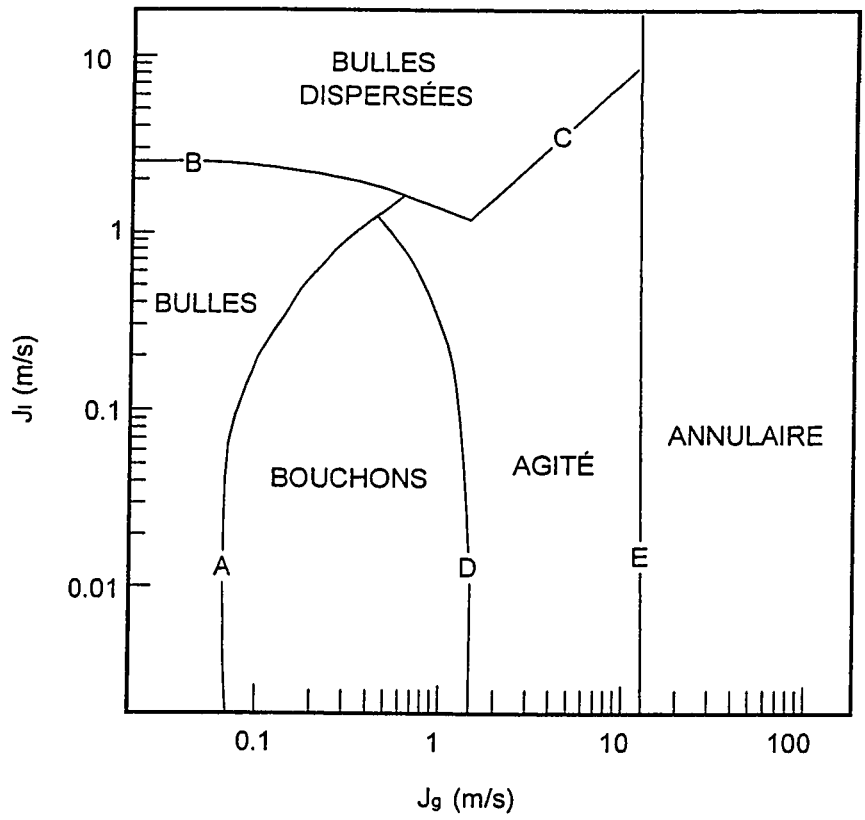


Figure 2.1 Carte de régime d'un écoulement diphasique vertical adiabatique (Taitel et Dukler, 1980).

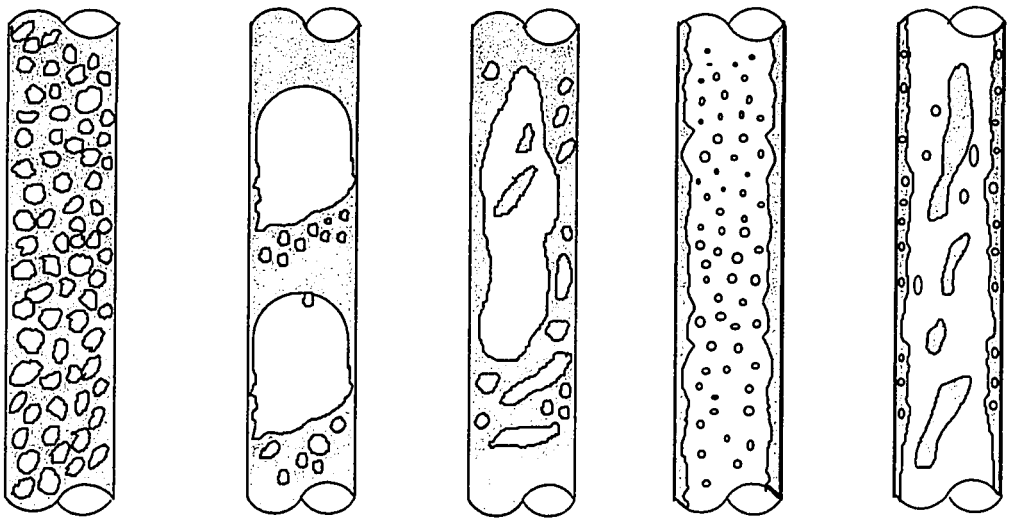


Figure 2.2 Configurations de l'écoulement diphasique vertical adiabatique.

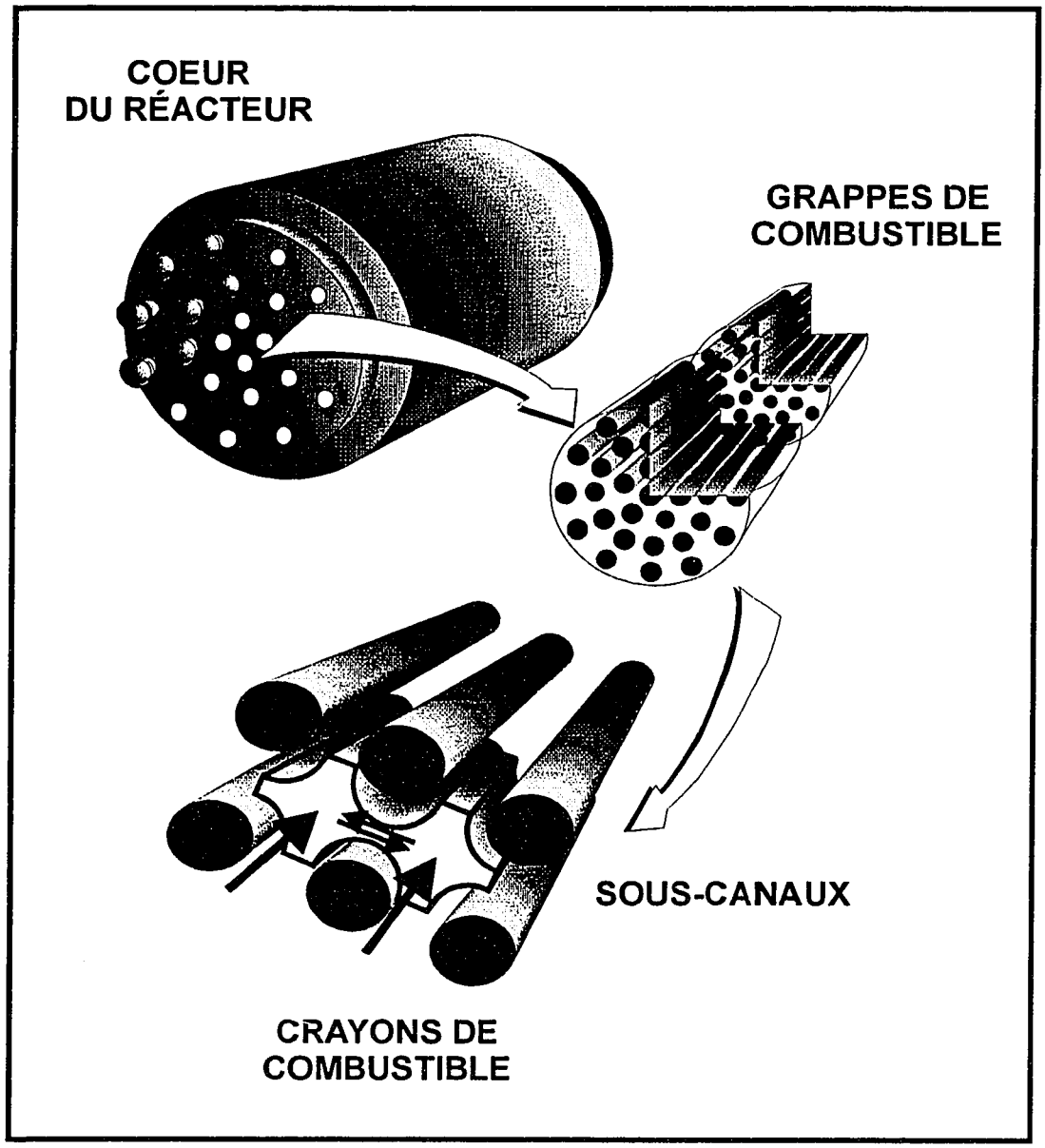


Figure 2.3 Modélisation des sous-canaux interconnectés.

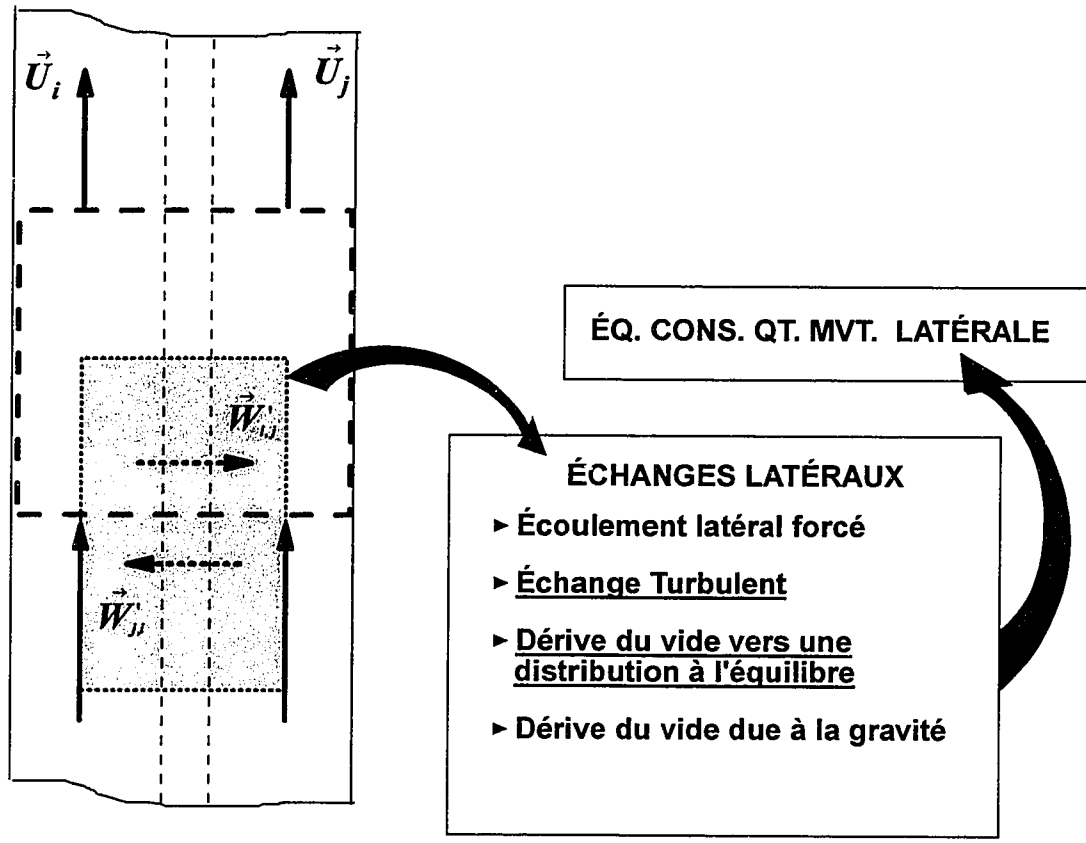


Figure 2.4 Schéma de modélisation des volumes de contrôle des sous-canaux.

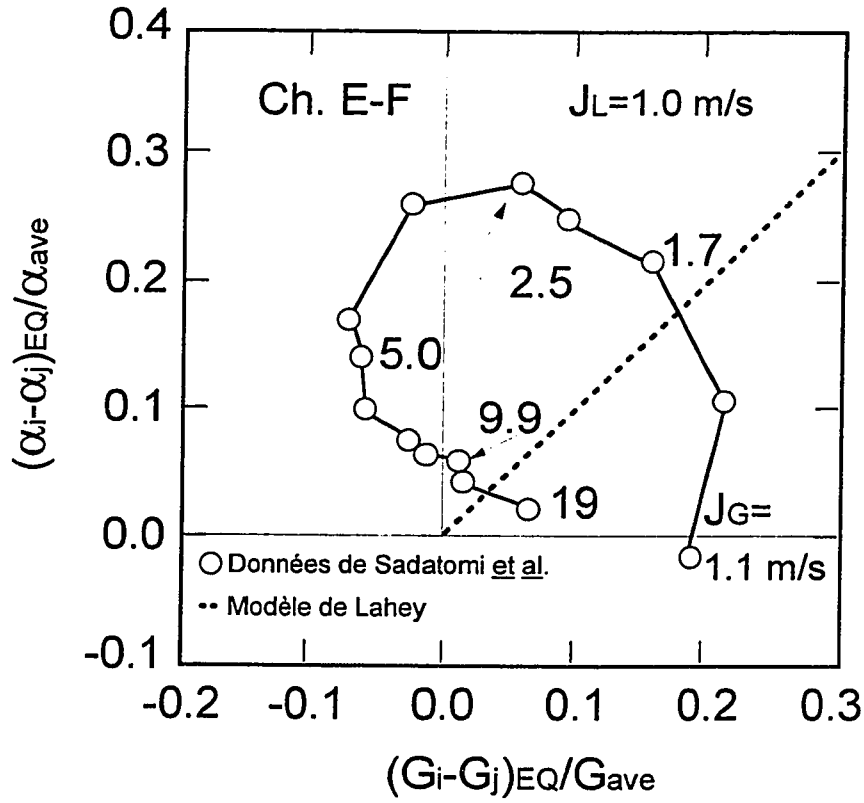


Figure 2.5 Distribution des taux de vide à l'équilibre en fonction des flux massiques (Sadatomi et al., 1994).

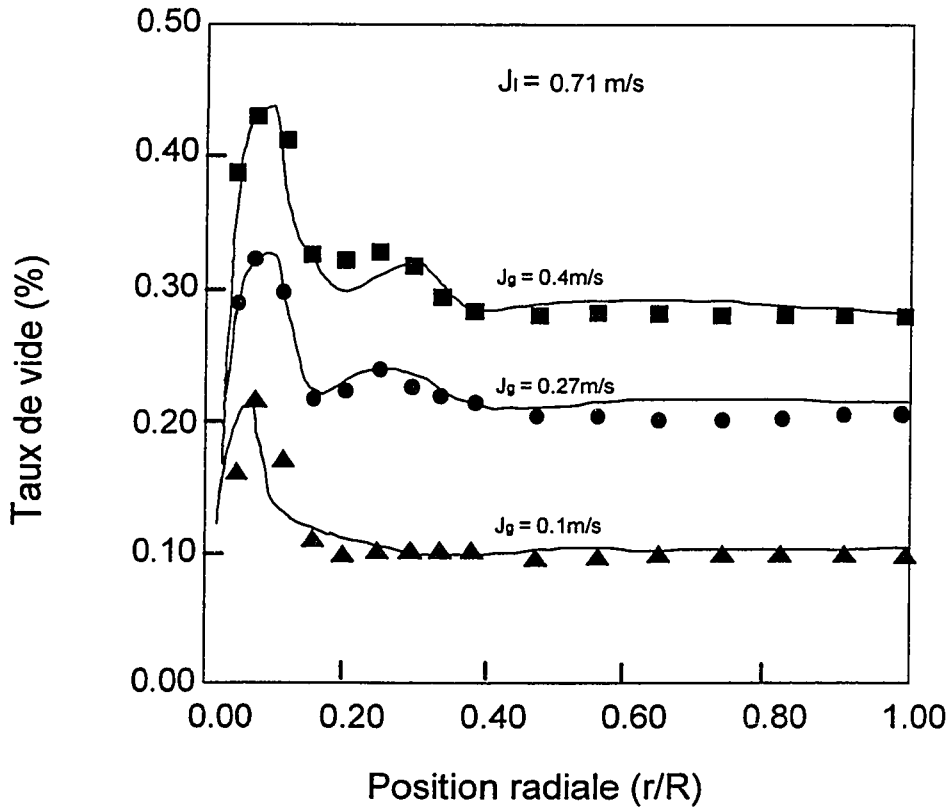


Figure 2.6 Cas des profils de taux de vide observés expérimentalement dans des conduites circulaires (Wang et al., 1987).

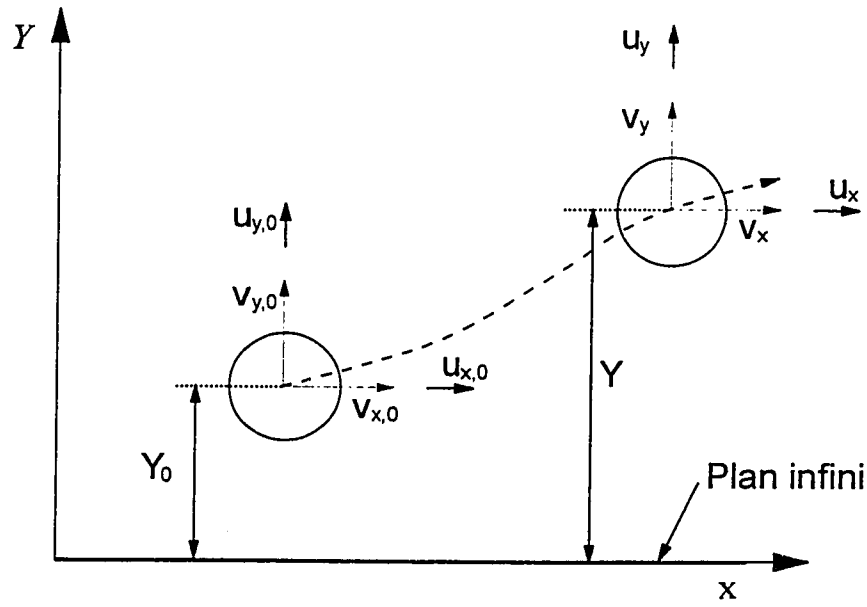


Figure 2.7 Mouvement d'une sphère parallèle à un plan infini (Rizk et Elghobashi, 1984).

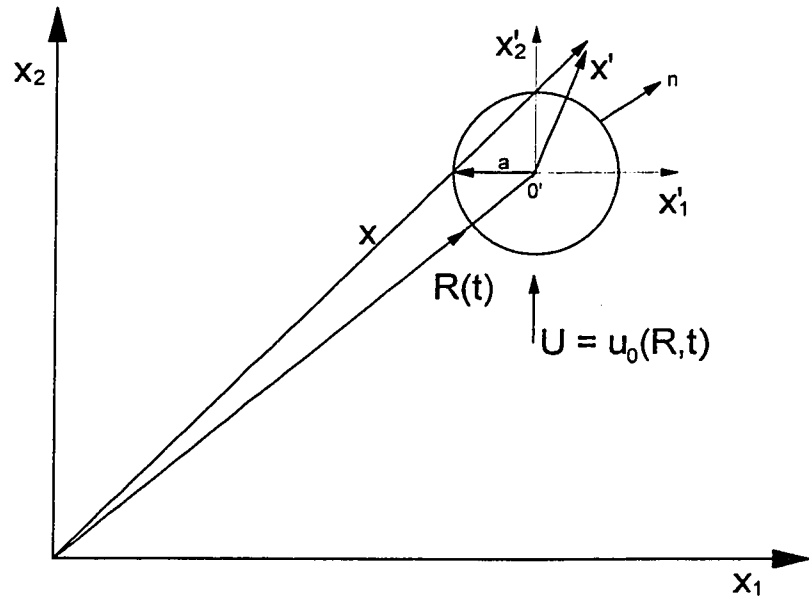


Figure 2.8 Cylindre en mouvement dans un liquide (Auton et al., 1988).

CHAPITRE III
DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

L'écoulement diphasique étudié est un mélange air-eau. La mise en oeuvre de l'installation et son instrumentation restent donc relativement simples et permettent d'obtenir une information abondante et précise sur les caractéristiques des écoulements. Le choix du fluide de travail est adéquat lorsqu'on s'intéresse au comportement purement hydrodynamique et en particulier aux mécanismes d'échange entre sous-canaux voisins ce qui explique son utilisation par de nombreux laboratoires.

3.1 Description générale de la boucle et la section d'essais

L'installation qui a permis de réaliser toutes les expériences est représentée sur la figure 3.1. Une coupe transversale de la section d'essai composée de deux sous-canaux à géométrie sous-canal est illustrée sur la figure 3.2. Chaque moitié de la section d'essais est usinée dans un bloc en acrylique.

Les sous-canaux sont alimentés en eau par l'entremise de pompes reliées à un réservoir d'eau à niveau constant. Le débit dans chaque sous-canal est ajusté par des vannes dans chaque branche et dans le circuit de dérivation correspondant. Le mélange diphasique est obtenu par le biais de deux mélangeurs placés en amont de la section d'essais, ce qui permet d'assurer les conditions d'écoulement complètement développé à l'entrée de la région instrumentée de la section d'essais. Une coupe axiale du mélangeur est présentée à la figure 3.3. À la sortie des sous-canaux, le mélange diphasique s'écoule dans un séparateur air-eau composé de deux réservoirs à niveau constant ouvert à l'atmosphère.

La section d'essais est réalisée en matière acrylique transparente ce qui permet l'observation visuelle des régimes d'écoulements qui s'établissent. La section d'essais peut

être placée verticalement ou horizontalement. Pour cette dernière orientation, deux positions sont possibles pour l'emplacement des sous-canaux. Une des positions consiste à placer les deux sous-canaux au même niveau, tandis que dans l'autre on place un canal par-dessus l'autre.

3.2 Instrumentation

L'instrumentation utilisée permet de mesurer le débit liquide et gaz, le taux de vide, les pressions axiales et les différences de pression latérales. De même, cette instrumentation permet, par la méthode d'échantillonnage, de mesurer les concentrations salines utilisées pour déterminer les échanges de masse latéraux.

3.2.1 Mesure du taux de vide

La variable d'intérêt essentiel en écoulement diphasique est le taux du vide. Dans le cadre de cette recherche le taux de vide est obtenu par la mesure de la composante résistive de l'impédance du fluide compris entre deux électrodes placées à la paroi du sous-canal selon la disposition donnée à la figure 3.4. Il s'agit d'une mesure moyennée spatialement par opposition aux mesures locales que procurent les sondes locales à fibre optique ou les sondes à conductivité. Le long de chaque sous-canal, 10 paires d'électrodes sont installées afin d'obtenir l'évolution du taux de vide à partir de l'entrée jusqu'à la sortie de la section d'essais. Afin d'obtenir une valeur moyennée dans le temps, une intégration sur une période de 50 secondes est réalisée.

La figure 3.5 présente le schéma général du système de mesure des taux de vide. Chaque paire d'électrodes est équipée de son propre circuit électronique qui mesure l'admittance du fluide présent entre les électrodes. Toutes les paires d'électrodes opèrent simultanément. Un schéma du circuit électronique associé à chaque électrode est reproduit à la figure 3.6. Comme toutes les électrodes sont plongées dans le même fluide, les

différents canaux de mesure doivent être isolés les uns des autres. Chaque paire d'électrodes est donc isolée par un transformateur de couplage excité par un oscillateur commun de 5 kHz à basse impédance. Un amplificateur d'entrée différentiel à forte réjection du mode commun et impédance d'entrée élevée permet d'éviter tout couplage en provenance du bloc d'alimentation. Dans ces conditions le potentiel électrique aux bornes de la résistance R montée entre les secondaires du transformateur de couplage peut donc être considérée comme proportionnelle à l'admittance entre les électrodes.

Cette admittance est elle-même fonction du taux de présence du liquide entre les électrodes. Afin de corriger les fluctuations de conductivité de l'eau dues aux changements de température et de concentration en impuretés, un canal sert de référence et mesure en continu l'admittance de l'eau d'alimentation. La réponse des électrodes est alors normalisée par cette référence ce qui minimise les erreurs introduites par les facteurs mentionnés précédemment.

L'avantage majeur de la technique de mesure du taux de vide par la méthode d'impédance réside dans la possibilité de réaliser rapidement et simultanément des mesures de taux de vide à plusieurs positions axiales le long des canaux interconnectés. Il faut cependant noter que cette technique nécessite en contrepartie une procédure de calibration longue et compliquée qui repose sur la mesure du taux de vide moyen par l'utilisation de vannes à fermeture rapide (appliquée individuellement à chaque canal). L'erreur relative sur la mesure des fractions de vide est de 3%.

3.2.2 Mesure de pression

Les pertes de pression le long d'un des sous-canaux ainsi que les différences de pression latérales entre les sous-canaux sont mesurées à l'aide de capteurs de pression différentiels. Quatre capteurs de pression différentiels sont utilisés (0.5, 2., 5. et 10 psi), le choix du capteur à utiliser, durant les mesures de pression, dépendra alors des grandeurs des

pressions à mesurer, de sorte à respecter les limites de fonctionnement de ces capteurs indiqué par le manifacturier. Les prises de pression sont réparties par intervalle de 38.1 mm et couvrent toute la longueur de la section d'essais tel qu'indiqué sur la figure 3.7. La pression absolue est mesurée dans le canal "A", avant le début de l'interconnection. L'ensemble de ces mesures permet la détermination de la pression absolue en tout point de la section d'essais pour les deux sous-canaux "A" et "B".

Compte tenu de la nature diphasique des écoulements, un système de pots prévient l'entrée d'air dans les lignes de mesure (voir figure 3.8). Tout comme pour le taux de vide, des valeurs moyennes des pressions sont obtenues en intégrant les valeurs instantanées sur période 50 secondes.

3.2.3 Mesure des débits de liquide et de gaz

Les débits de liquide sont mesurés par des débitmètres à turbine de "Flow Technology" avec une précision meilleure que 1% selon les spécifications du manufacturier. Ces mesures sont effectuées à l'entrée et à la sortie de chaque sous-canal. Les débits de gaz injectés en entrée sont mesurés par des rotamètres "Brooks" avec une précision de ± 1% plaine échelle. Chaque sous-canal dispose d'un jeu de trois rotamètres permettant de bien couvrir tout le domaine d'opération. La pression en sortie des rotamètres est mesurée et maintenue constante au cours de chaque expérience.

L'ajustement des débits d'eau et d'air à l'entrée de chaque sous-canal permet d'établir les conditions hydrauliques choisies pour chaque expérience.

3.2.4 Échanges de liquide entre les sous-canaux

La détermination des échanges de la phase liquide entre les canaux est rendue possible grâce à l'injection d'une solution concentrée de chlorure de sodium (NaCl) sur la

ligne d'alimentation en eau du canal à taux de vide élevé et en mesurant par la suite la variation de la concentration du sel dans les deux canaux par simple échantillonnage de la phase liquide. Cette injection réalisée en amont du mélangeur air-eau permet de garantir une bonne homogénéisation de la concentration saline à l'entrée du canal. La concentration du traceur (NaCl) est évaluée par des mesures de la conductivité électrique du mélange (eau-NaCl) avec une précision de 1%. La concentration moyenne en traceur est de 500 mg/l et on suppose que seule la conductivité de l'eau est affectée tandis que les autres propriétés physiques ne subissent aucune influence.

Les concentrations salines sont ensuite mesurées grâce à des prélèvements de liquide en 12 stations réparties le long de la section d'essais. Une coupe d'une station d'échantillonnage est présentée à la figure 3.9. Une telle station permet, à l'aide d'aiguilles rétractables, plusieurs prélèvements à divers endroits d'une ligne de section droite de chaque sous-canal. En pratique, cinq points de prélèvement sont choisis dans chaque sous-canal afin de permettre une évaluation correcte de la concentration moyenne de l'écoulement de liquide. Afin d'éviter les perturbations excessives de l'écoulement par la présence des aiguilles, chaque station est manoeuvrée individuellement en laissant toutes les autres aiguilles rétractées. De plus les deux aiguilles d'une même station sont introduites simultanément de façon identique afin de minimiser le déséquilibre éventuel sur les conditions d'écoulement.

Notons que dans le cadre particulier de cette recherche, les débits massiques seront mesurés uniquement à l'entrée des deux sous-canaux et à la sortie d'un seul sous-canal.

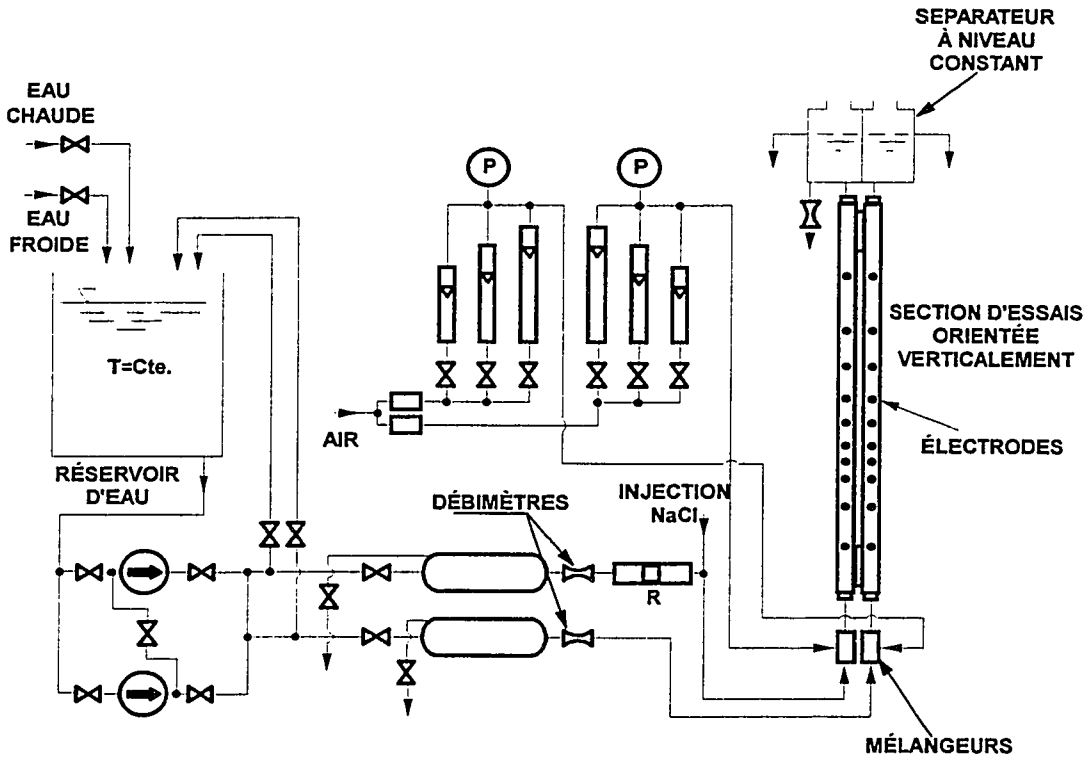
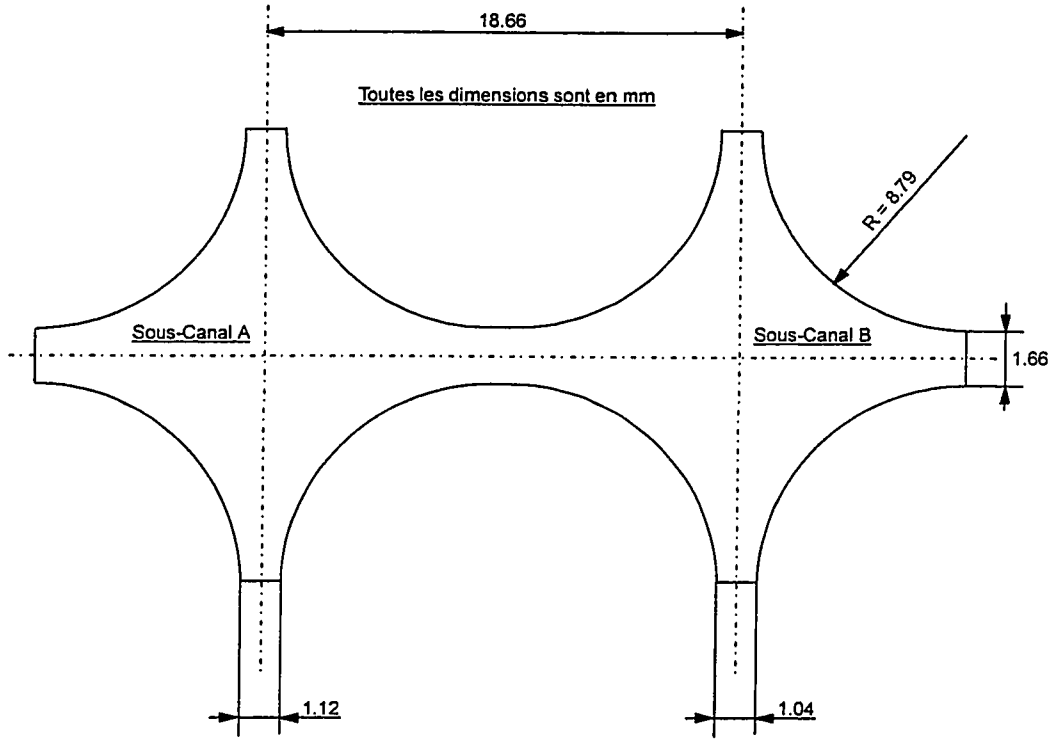


Figure 3.1 Schéma général de l'installation expérimentale.



Rayon du crayon	8.8 ± 0.1mm
Largeur de l'interconnection	1.66 ± 0.05 mm
Section de passage de sous canal A	116.9 ± 2 mm^2
Section de passage de sous canal B	115.6 ± 2 mm^2
Diamètre hydraulique du sous-canal A	7.62 ± 0.2 mm
Diamètre hydraulique du sous-canal B	7.62 ± 0.2 mm
Distance centroïde-centroïde	18.7 ± 0.1 mm
Longueur de l'interconnection	1320.8 ± 5 mm

Figure 3.2 Coupe transversale de la section d'essais.

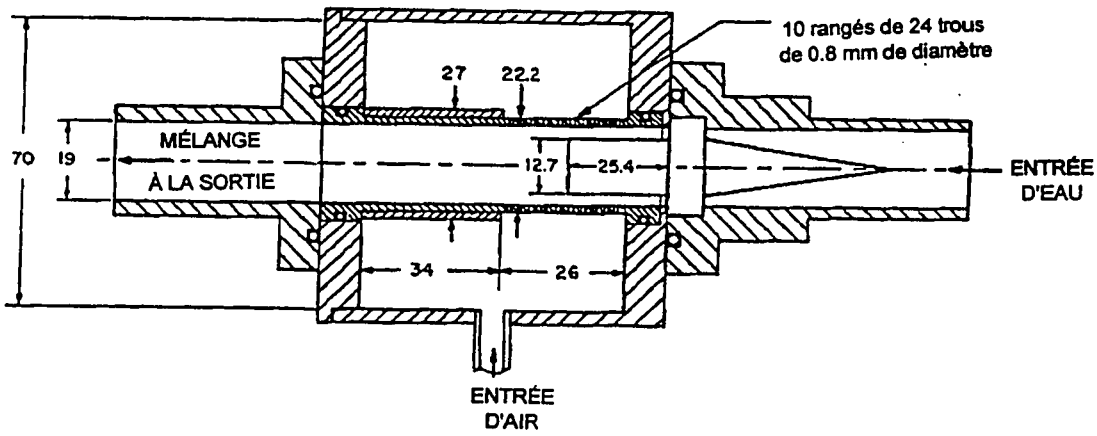


Figure 3.3 Mélangeur eau-air.

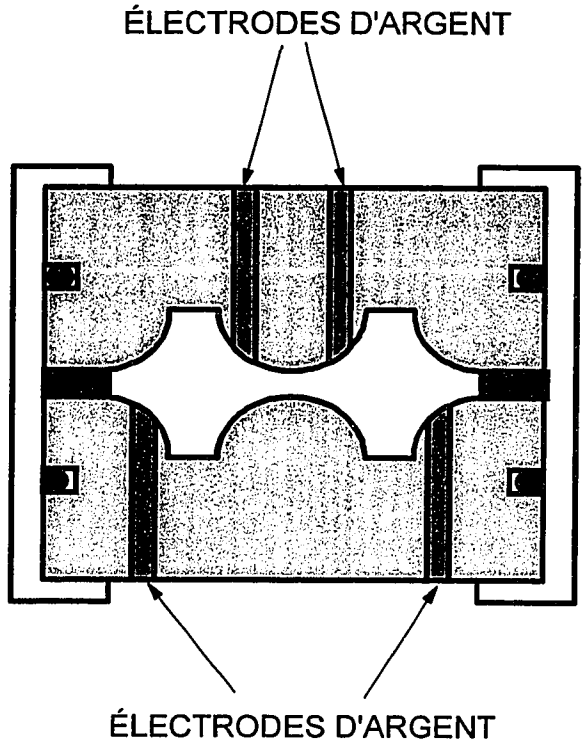


Figure 3.4 Électrodes de mesure du taux de vide.

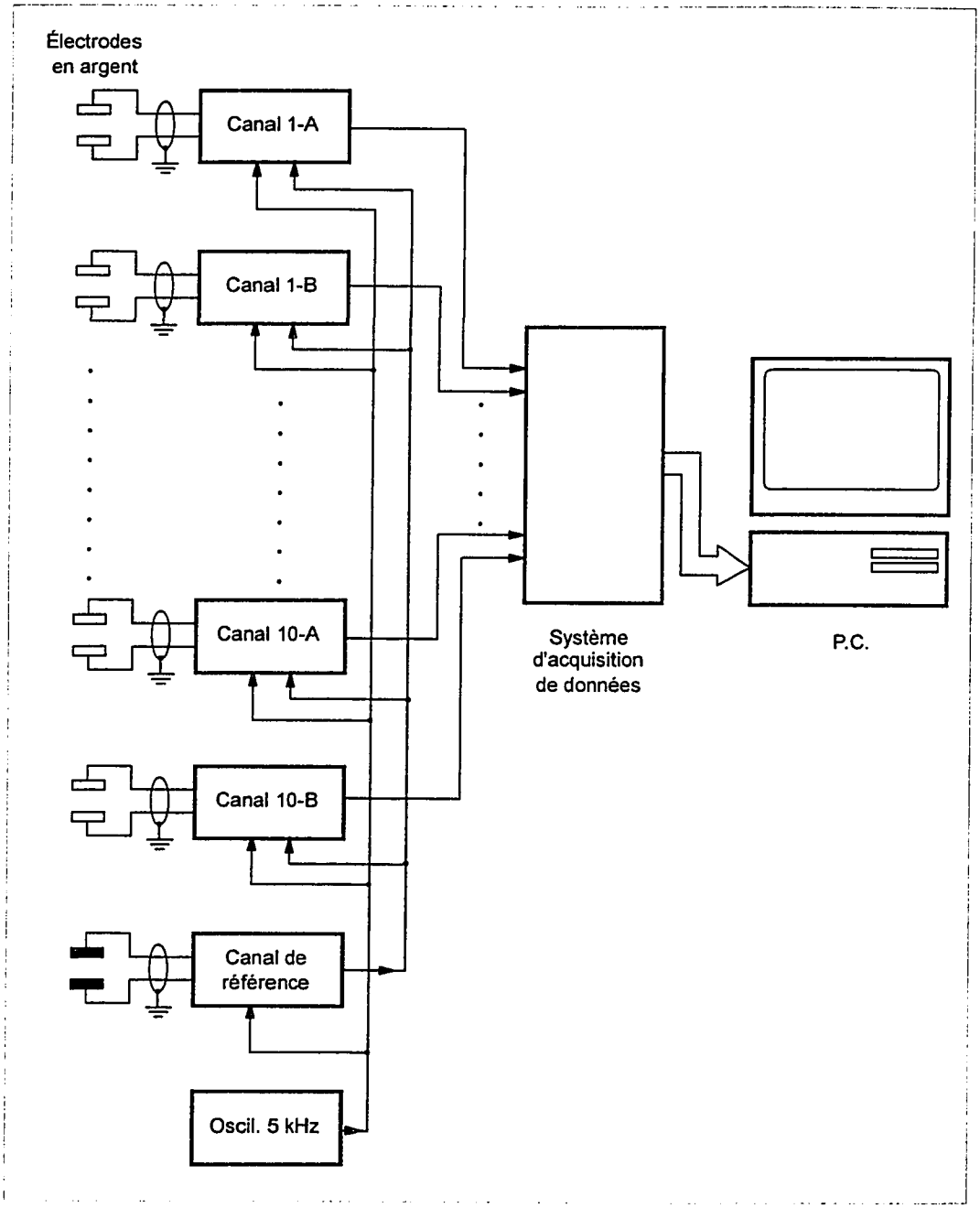


Figure 3.5 Schéma fonctionnel du système de mesure du taux de vide.

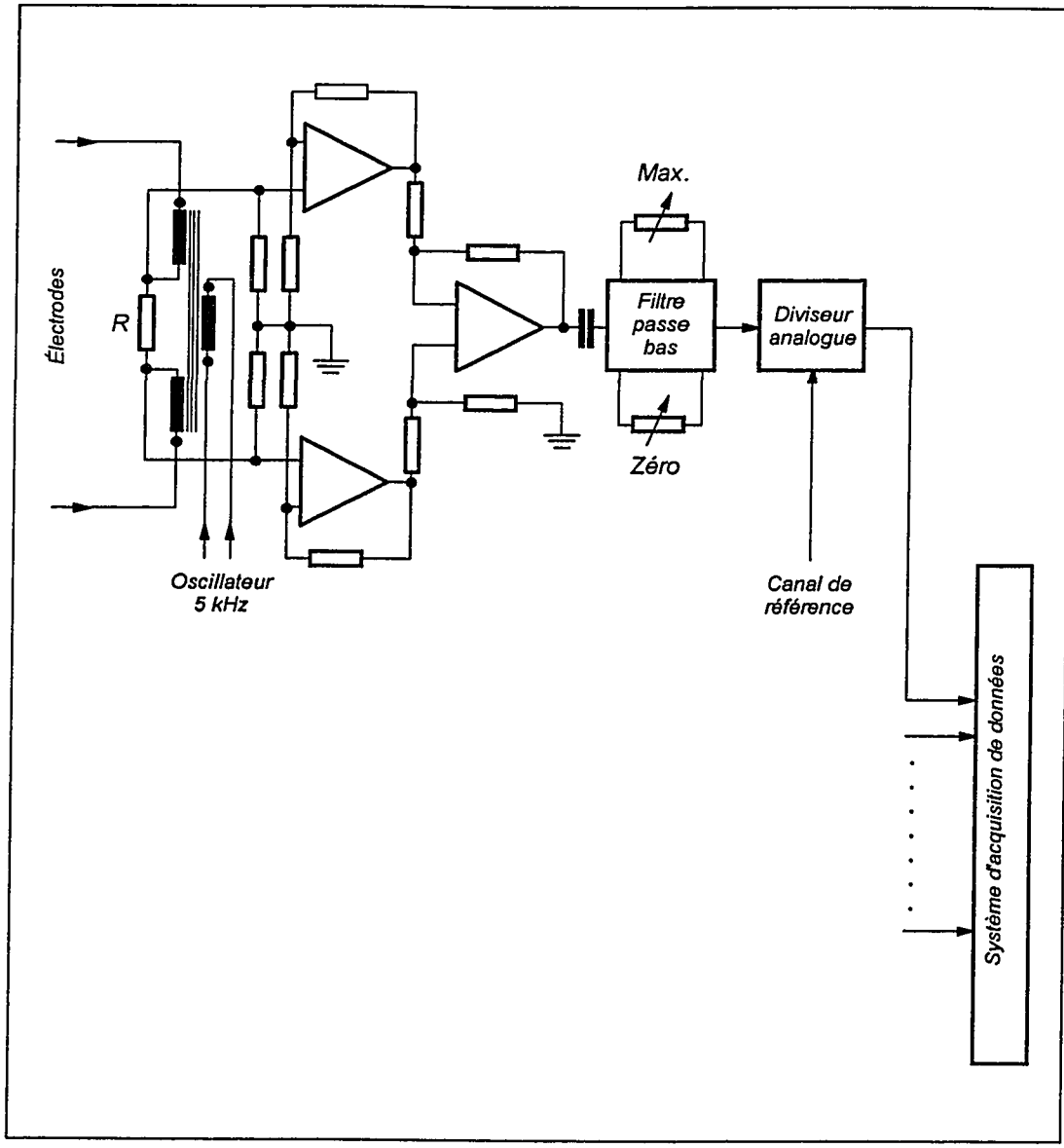


Figure 3.6 Schéma simplifié du circuit électronique d'une paire d'électrodes de mesure du taux de vide.

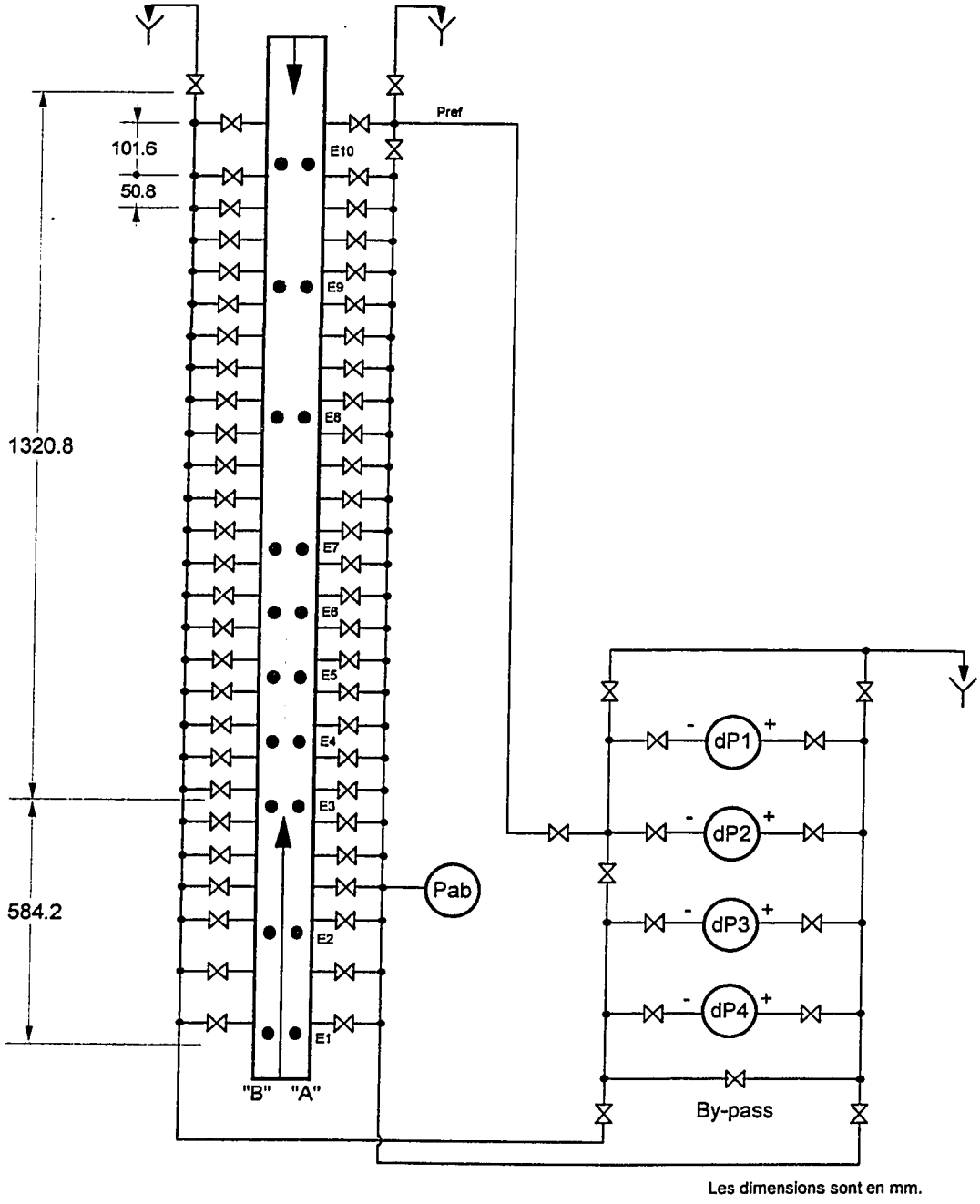


Figure 3.7 Disposition des prises de pression et des gauges de taux de vide le long des sous-canaux.

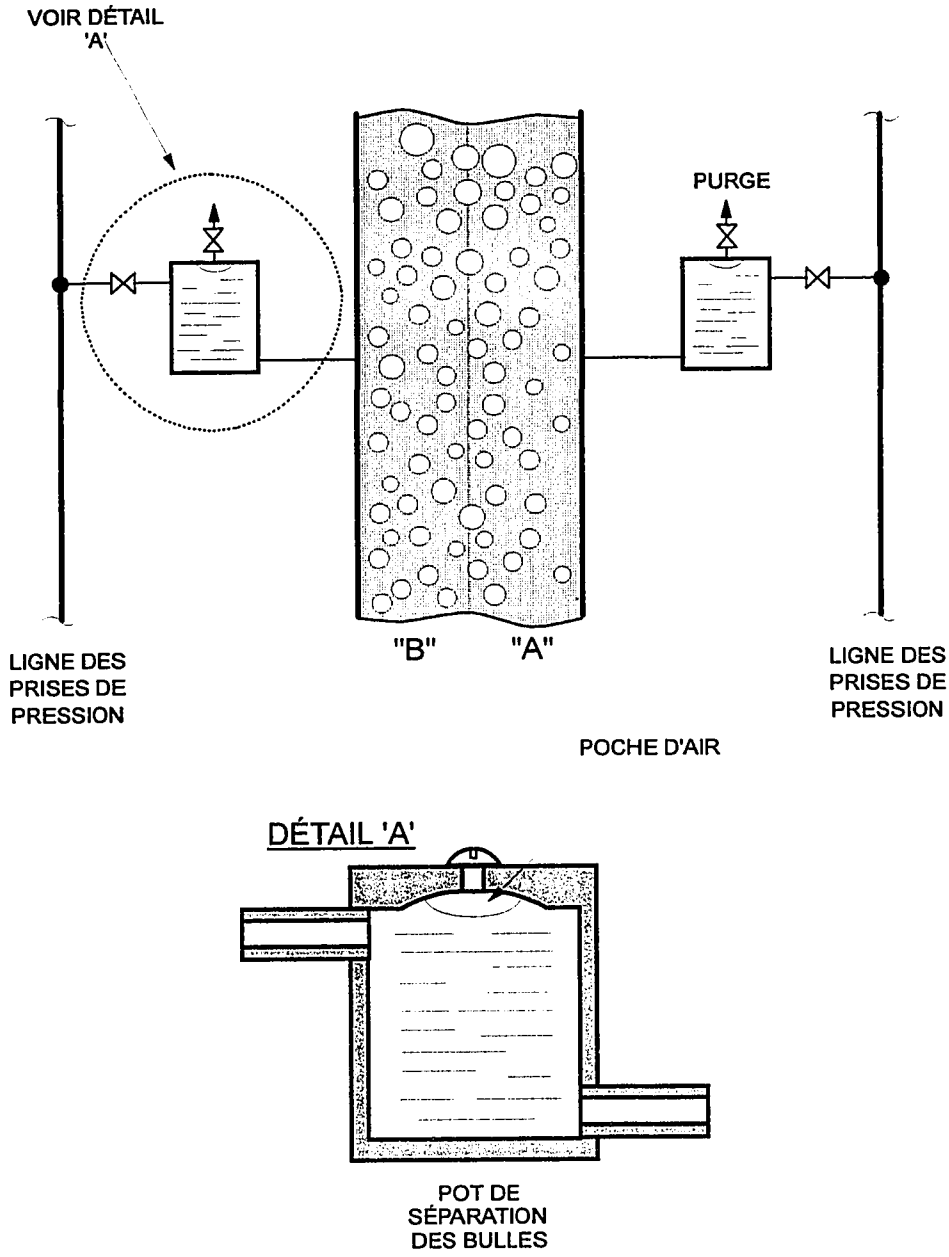


Figure 3.8 Pot de séparation air-eau.

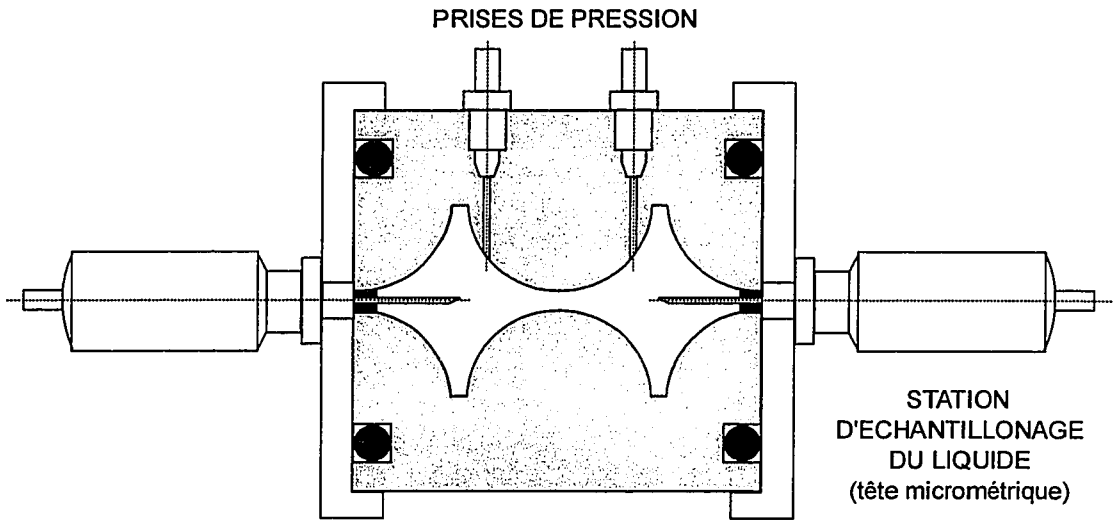


Figure 3.9 Coupe transversale de la section d'essais instrumentée.

CHAPITRE IV
PROCÉDURES EXPÉRIMENTALES

Les expériences de cette étude sont réalisées en deux étapes distinctes. La première étape consiste à effectuer des expériences dans un sous-canal isolé. Cette étape a permis la calibration des électrodes de mesure du taux de vide ainsi que la détermination des relations qui permettent de correler le titre volumique du mélange et la perte de pression par frottement, aux principaux paramètres de l'écoulement tel que le taux de vide, le flux de masse et le titre de l'écoulement. La deuxième étape consiste à effectuer des expériences dans deux sous-canaux interconnectés.

Dans cette section, on présentera les procédures suivies pour obtenir les résultats dans un sous-canal isolé, ainsi que les procédures expérimentales qui ont été utilisées pour effectuer les expériences dans deux sous-canaux interconnectés.

4.1 Essais de calibration d'un sous-canal isolé

4.1.1 Calibration du système de mesure du taux de vide

Afin d'obtenir une mesure effective du taux de vide, les réponses des paires d'électrodes doivent être calibrées individuellement. Cette calibration est effectuée pour chaque canal en associant la réponse des électrodes à la mesure directe du taux de vide par la méthode des vannes à fermeture rapide. Ces calibrations sont effectuées pour des flux massiques de liquide variant de 1000 à 3500 Kg/m^2s et des taux de vide moyen compris entre 0 et 65%.

Les figures 4.1 (a, b) présentent comme exemple les courbes de calibration des paires d'électrodes #5, de chaque sous-canal. Pour chaque paires d'électrodes, l'ensemble

des points est soumis à un lissage pour donner les fonctions qui représentent le mieux la réponse des électrodes. La fonction correspondant au lissage représenté. à la figue 4.1 (a, b) est donnée par :

$$\alpha = a + bx + cx^2 + dx^3 + ex^4 + fx^5 + gx^6 , \qquad (4.1)$$

où α est le taux de vide moyen et, x, la réponse de l'électrode. Les coefficients utilisés pour la fonction de calibration de l'électrode"A5" et "B5" sont données au tableau 4.1, L'objectif de cette procédure est d'associer à chaque paire d'électrodes un polynôme de calibration qui permet une conversion pratique de la réponse électrique en taux de vide. Cette conversion est réalisée directement durant les expériences par le logiciel d'acquisition des taux de vide ce qui permet l'évaluation immédiate de l'évolution de ce paramètre. Les valeurs quantitatives sont obtenues après application de la procédure de correction qui tient compte de la compressibilité de la phase gazeuse. En effet, l'installation du système de vannes à fermeture rapide donne la mesure du taux de vide global de tout le canal. Donc, l'ensemble des calibrations ont été produites avec l'hypothèse que le taux de vide déterminé par les vannes à fermeture rapide est représentatif du taux de vide vu par toutes les paires d'électrodes.

Cette calibration nous a permis de corréler les données expérimentales du taux de vide moyen en fonction du titre de l'écoulement. Les courbes permettant de relier le taux de vide moyen en fonction du titre de l'écoulement sont montrées à la figure 4.2. Ces courbes sont obtenues à partir des polynômes ayant la forme suivante :

$$\alpha = \frac{(a + cq)}{(1 + bq + dq^2)} , \qquad (4.2a)$$

où α désigne le taux de vide moyen et, q, le titre de l'écoulement . Les coefficients des fonctions associées à chaque flux massique (1000, 2000, 3000, 3500 kg/m^{2}s) sont donnés au tableau 4.2

Toutefois, il faut mentionner que l'hypothèse citée ci-haut n'est pas parfaitement respectée car les électrodes sont distribuées sur une distance de 1422 mm et que l'installation opère à basse pression. Étant donnée que la moyenne du taux $\overline{\alpha}$ est au centre de la section d'essais, alors le gaz en amont du centre sera en compression et celui en aval sera en expansion, et ceci à cause de la chute de pression le long de la section d'essais.

Étant donné que le gradient de pression observé le long d'un sous-canal est pratiquement linéaire et que les paires d'électrodes 5 sont localisées au milieu de la section d'essais, on peut considérer que la valeur du taux de vide déterminée par les vannes à fermeture rapide est une bonne approximation du taux de vide lu par les électrodes 5. En raison de la compressibilité du gaz, les calibrations des électrodes situées en amont des électrodes 5 surestiment le taux de vide réel et celles en aval le sous-estiment.

La correction à apporter a été élaborée pour les paires d'électrodes 1 et 10 à l'aide des lois obtenues expérimentalement reliant la vitesse superficielle du gaz et le taux de vide dans la gamme de débits massiques d'intérêt. Le calcul de la correction suit les étapes suivantes :

a) Déterminer le gradient de pression à partir du taux de vide mesuré par les électrodes localisées au centre soient 5A et 5B..

b) En supposant le gradient de pression linéaire le long de la section d'essais et en connaissant la pression absolue au niveau des électrodes 5, déterminer les pressions absolues au niveau des électrodes 1 et 10.

c) À partir de la vitesse superficielle du gaz, j_g, correspondant au paire d'électrode 5, déterminer j_g au niveau des électrodes 1 et 10 sachant qu'on est en régime stationnaire et donc que le débit massique du gaz est conservé.

d) Utiliser la loi j_g en fonction du taux de vide (voir fig 4.4 a, b), pour retrouver le taux de vide corrigé au niveau des électrodes 1 et 10.

La fonction donnant j_g en fonction du taux de vide est donnée comme suit :

$$j_g = a + b\alpha + c\alpha^2 + d\alpha^3 + e\alpha^4 + f\alpha^5 + g\alpha^6 \ , \tag{4.3}$$

les coefficients des fonctions associées à chaque flux massique sont donnés au tableau 4.3. Les courbes de correction des mesures de taux de vide pour les paires d'électrodes 1 et 10 sont évaluées en fonction de $\epsilon = \alpha'/\alpha$, où α est le taux de vide obtenu à partir de la calibration et α' le taux de vide réel. Les corrections apportées aux autres électrodes tiennent compte de leurs positions relatives par rapport aux électrodes 1,5 et 10 et sont évaluées par :

$$\varepsilon_n = \frac{\alpha'_n}{\alpha_n} = 1 + (\varepsilon_1 - 1)\frac{Z_{5-n}}{Z_{5-1}} \ , \tag{4.4}$$

pour les électrodes n= 1 à 4, et

$$\varepsilon_n = \frac{\alpha'_n}{\alpha_n} = 1 + (\varepsilon_{10} - 1)\frac{Z_{5-n}}{Z_{5-10}} \ , \tag{4.5}$$

pour les électrodes n= 6 à 10; Z_{i-j} est la distance qui sépare l'électrode i à l'électrode j. Les courbes montrées à la figure 4.3 donnent les corrections, obtenues avec la méthode citée ci-haut, associées à la lecture du taux de vide qui correspond aux paires d'électrodes 1 et 10, et ceci pour un flux massique de 2000 kg/m^{2}s.

4.1.2 Écoulement en simple phase

Dans le but d'évaluer le facteur de frottement, f, propre à chaque sous-canal, nous avons procédé à des mesures de perte de pression en simple phase. Ces mesures ont été

réalisées sur une distance 406.74 mm entre les prises de pression 7 et 15. La figure 4.5 montre le montage utilisé pour les mesures de perte de pression par frottement. Pour déterminer le facteur de frottement, des expériences ont été réalisées en faisant varier le débit liquide de façon à obtenir les pertes de pression pour des nombres de Reynold allant de 5000 à 30000.

Les pertes de pression par frottement en écoulement monophasique sont données par la relation :

avec,

$$\left[\frac{dP}{dZ}\right]_{frott\ mono} = \frac{f\, G_L^{\,2}}{2\, \rho_l\, D_h}\ , \qquad (4.6)$$

où,

G_L : Flux massique du liquide,

ρ_l : Masse volumique du liquide,

D_h : Diamètre hydraulique du sous-canal.

En utilisant les données recueillies pour les pertes de pression, le facteur de frottement, f, a été corrélé en fonction du nombre de Reynold, en utilisant une fonction ayant la caractéristique suivante :

$$f = a(Re)^b\ , \qquad (4.7)$$

les coefficients obtenu sont :

i) canal "A" :

$a = 1.325$, $b = -0.4172$ 5000<Re<9092,

$a = 0.3153$, $b = -0.2597$ 9092<Re<30000,

ii) canal "B" :

$a = 0.5904$, $b = -0.3393$ 5000<Re<8089,

$a = 0.2908$, $b = -0.2606$ 8089<Re<30000.

Les données expérimentales ainsi que le lissage des deux fonctions qui caractérisent le facteur de frottement du canal "A" et "B" sont présentées à la figure 4.6 (a, b).

4.1.3 Écoulement diphasique

Après avoir obtenu les fonctions qui permettent de déterminer le facteur de frottement, *f*, il convient de déterminer la caractéristique de la perte de pression par frottement en deux phases du sous-canal "A" et "B". La perte de pression totale peut être écrite en termes des trois composantes soient, frottement, accélération et gravité, de la manière suivante :

$$\Delta P_T = \Delta P_{frott} + \Delta P_{acc} + \Delta P_{grav} \ . \tag{4.8}$$

Étant donné que la distance sur laquelle les mesures de perte de pression en écoulement diphasique sont prises est relativement petite ($h_{7\text{-}15}$= 406.74 mm), la perte de pression par accélération peut être négligée devant les deux autres composantes d'où :

$$\Delta P_{frott} = \Delta P_T - \Delta P_{grav} \ , \tag{4.9}$$

avec,

$$\Delta P_{grav} = h_{7\text{-}15} g \ (\alpha \ \rho_g + (1 - \alpha)\rho_l) \ . \tag{4.10}$$

Le gradient de perte de pression par frottement est donné par :

$$\left[\frac{dP}{dZ}\right]_{frott} = \frac{\Delta P_{frott}}{h_{7\text{-}15}} \ . \tag{4.11}$$

Les expériences pour la détermination de la perte de pression dans chaque sous-canal (A et B) ont été réalisées pour cinq valeurs de flux de masse liquide (1000, 2000, 2500, 3000, 3500 kg/m^{2}s). En gardant chacun des débits massiques de la phase liquide constant, on a

fait varier le taux de vide de 0 à 60%. Les données de la chute de pression par frottement sont présentées en terme du coefficient multiplicatif de la perte de pression par frottement en deux phases, Φ_l^2, défini par :

$$\Phi_l^2 = \frac{\left[\frac{dP}{dZ}\right]_{dp,frott}}{\left[\frac{dP}{dZ}\right]_{f_o,frott}} , \qquad (4.12)$$

où le dénominateur représente la perte de pression par frottement quand le mélange s'écoule à l'état liquide dans le sous-canal et elle est donnée par l'équation (4.6).

Les données expérimentales qui donnent la variation du multiplicateur des deux phases, Φ_l^2, en fonction du taux de vide sont présentées à la figure 4.7 et ceci pour des flux massiques du liquide compris entre 1000 et 3500 kg/m^{2}s. Les lissages ayant permis de corréler ces données expérimentales sont aussi présentés sur la même figure. Les polynômes caractéristiques ont la forme suivante :

$$\phi_l^2 = a + b\,\alpha + c\,\alpha^2 + d\,\alpha^3 + e\,\alpha^4 + f\,\alpha^5 + g\,\alpha^6 . \qquad (4.13)$$

Les coefficients des fonctions associées à chacun des flux massiques (1000 , 2000, 2500, 3000, 3500 kg/m^{2}s) sont données au tableau 4.4.

4.1.4 Titre volumique de l'écoulement et Flux volumique du gaz

La figure 4.8 montre des relations entre le titre volumique de l'écoulement, β, et le taux de vide moyen, pour des flux de masse variant entre 1000 et 3500 kg/m^{2}s. On peut observer que les points expérimentaux se situent au-dessus de la droite (x = y), montrant

ainsi que pour la géométrie du canal et pour les flux de masse spécifiés, le rapport de glissement prend des valeurs supérieures à 1.

4.2 Essais à deux sous-canaux interconnectés

4.2.1 Mesure du taux de vide

Les réponses des 10 paires d'électrodes des deux sous-canaux sont simultanément intégrées sur une période de 50 secondes. Ces réponses sont ensuite converties en taux de vide grâce aux courbes de calibration des électrodes puis corrigées par la procédure décrite au paragraphe 4.1.1 pour tenir compte des effets de la compressibilité de l'air. Ces mesures de taux de vide sont généralement répétées plusieurs fois au cours de la durée d'une expérience ce qui permet de vérifier également la stabilité des conditions hydrauliques du système.

4.2.2 Échanges de liquide entre sous-canaux

Comme il a été décrit au chapitre 3, le principe de détermination des échanges de liquide entre les sous-canaux est basé sur le suivi de l'évolution d'une solution concentrée de NaCl (traceur) dans le sous-canal à taux de vide élevé. La procédure passe par deux étapes distinctes :

a) Évaluation de la concentration moyenne du liquide sur la section de passage de chaque sous-canal pour l'ensemble des 12 stations d'échantillonnage.

b) Résolution des bilans de conservation de masse de liquide et de masse du traceur salin pour déduire les masses de liquide échangées entre sous-canaux.

Le débit moyen de traceur salin à travers la section droite d'un sous-canal est exprimé par :

$$\iint \rho_l j_l C \, dA = A \langle \rho_l j_l C \rangle \,, \tag{4.14}$$

où,

j_l : Vitesse superficielle du liquide,

ρ_l : Masse volumique locale du liquide,

C : Concentration locale en traceur salin.

En utilisant l'approximation suivante :

$$\langle \rho_l \, j_l C \rangle = \langle \rho_l \, j_l \rangle \langle C \rangle \,, \tag{4.15}$$

il en découle,

$$\iint \rho_l j_l C \, dA = m_l \, \langle C \rangle \,, \tag{4.16}$$

où,

m_l : débit massique du liquide dans le sous-canal,

$\langle C \rangle$: Concentration du traceur salin moyennée sur la section de passage du sous-canal.

Les positions des points d'échantillonnage dans la direction latérale des sous-canaux sont données à la figure 4.9. Afin d'obtenir la concentration moyenne, la section de passage de chaque sous-canal a été divisée en quatre sous-région représentant respectivement 10%, 40%, 40%, et 10% de la section de passage totale. Deux méthodes d'intégration ont été mises en oeuvre.

Dans la première, la concentration au centre de chaque région a été obtenue par interpolation des points mesurés à l'exception de la région IV où une extrapolation des mesures S_3 et S_4 du sous-canal est utilisée. Cette méthode est schématisée par la figure 4.10.

Dans la deuxième méthode, la concentration aux limites de chaque région est interpolée à partir des points mesurés et le profil obtenu est intégré pour chaque sous-canal. Cette méthode est schématisée par la figure 4.11.

Pour chaque méthode la concentration moyenne estimée de chaque sous-canal est donnée par :

$$C = \frac{C_1 A_1 + C_2 A_2 + C_3 A_3 + C_4 A_4}{A_1 + A_2 + A3 + A_4}, \tag{4.17}$$

avec C_i la concentration et A_i l'aire de la région i.

Par ailleurs, le choix retenu est de prendre la moyenne arithmétique entre ces deux méthodes. Cette démarche présente l'avantage de produire des résultats en accord avec la méthode d'intégration des profils de concentration à l'aide d'un planimètre et donc permet de rester consistant avec le traitement des données expérimentales antérieures.

Pour déterminer les échanges de masse latéraux, on utilise les équations de conservation de masse de la phase liquide et des équations de conservation des concentrations. On dérive les expressions nécessaires à la détermination de la masse globale de liquide transférée (notée W_1) du canal 1 (canal A) au canal 2 (canal B) et du canal 2 au canal 1 (notée W_2) par unité de longueur de l'interconnexion ainsi que les masses à l'entrée et à la sortie de chaque sous-canal.

La figure 4.12 illustre schématiquement les masses du liquide et du traceur qui entrent et qui sortent du volume de contrôle. En appliquant le principe de la conservation de masse dans le volume de contrôle et en désignant par, m, et, C, le débit massique et la concentration du traceur moyennée sur la section de passage des canaux, on obtient les

relations suivantes :

i) canal 1 :

$$m_{12} - m_{11} - W_2 + W_1 = 0 \ , \tag{4.18}$$

ii) canal 2 :

$$m_{22} - m_{21} + W_2 - W_1 = 0 \ . \tag{4.19}$$

En additionnant les équations (4.18) et (4.19), on obtient :

$$m_{12} + m_{22} - m_{11} - m_{21} = 0 \ . \tag{4.20}$$

D'autre part, le principe de conservation de masse appliquée au traceur donne :

i) canal 1 :

$$m_{12}C_{12} - m_{11}C_{11} - W_2C_2 + W_1C_1 = 0 \ , \tag{4.21}$$

ii) canal 2 :

$$m_{22}C_{22} - m_{21}C_{21} + W_2C_2 - W_1C_1 = 0 \ . \tag{4. 22}$$

En combinant les équations (4.18), (4.19) et (4.21), (4.22), on en déduit:

$$W_2 = \frac{m_{11}(C_{11} - C_1) + m_{12}(C_1 - C_{12})}{C_1 - C_2} \ , \tag{4.23}$$

$$W_1 = \frac{m_{22}(C_{22} - C_2) + m_{21}(C_2 - C_{21})}{C_1 - C_2} \ . \tag{4.24}$$

En substituant les équations (4.23) et (4.24) dans l'équation (4.18) tout en tenant

compte de l'équation (4.20), on obtient :

$$m_{12} = \frac{m_{11}(C_{11} - C_{22}) + m_{21}(C_{21} - C_{22})}{C_{12} - C_{22}} . \tag{4.25}$$

Toutes les concentrations qui apparaissent dans l'équation 4.25 sont déterminées expérimentalement.

4.2.3 Transfert net de gaz

Le transfert net du gaz d'un sous-canal à l'autre est déterminé en utilisant l'information sur les débits liquide et les taux de vide le long de l'interconnexion conjointement avec la relation du titre volumique de l'écoulement, β, et le taux de vide, α, (voir figure 4.7) obtenue pour l'écoulement dans un seul canal. Le titre volumique est défini comme suit :

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} , \tag{4.26}$$

où Q_g et Q_l sont les débits volumiques du gaz et du liquide respectivement. La fonction donnant le titre volumique est la suivante :

$$\beta = a + b\alpha + c\alpha^2 + d\alpha^3 . \tag{4.27}$$

Les coefficients obtenus pour les fonctions associés au différents flux massiques utilisés sont donnés au tableau 4.5.

À partir de l'équation (4.26), Q_g est peut être déterminer par :

$$Q_g = \frac{\beta Q_l}{1 - \beta} . \tag{4.28}$$

En utilisant les données des taux de vide, β peut être déterminé dans les deux sous-canaux. Les débits du liquide sont connus à partir des données expérimentales du traceur. Par conséquent, le débit du gaz le long de l'interconnexion peut être facilement obtenu à partir de la relation 4.28.

4.2.4 Mesures de pression

Le dispositif expérimental qui a servi aux mesures de pression est illustré à la figure 3.7. La différence de pression mesurée par les capteurs entre une position de référence et la position considérée, doit être corrigée en tenant compte de la colonne d'eau de la ligne de mesure de pression entre ces deux points. Par conséquent, pour la $n^{ième}$ position de mesure de pression, la perte de pression totale entre ce point et la position de référence est donnée par :

$$(\Delta P_{totale})_{n-ref} = (\Delta P)_{n-ref} + \rho_l g h_{n-ref} \,, \tag{4.29}$$

où h_{n-ref} est la distance qui sépare la position du capteur de pression considéré et la position de référence, et $(\Delta P)_{n-ref}$ représente la différence de pression mesurée.

Tableau 4.1 Coefficients des fonctions de la calibration des électrodes A5 et B5.

Coeff	Électrode A-5	Électrode B-5
a	0.0004323	0.0012187
b	0.4494816	0.3995317
c	2.6388370	3.6483167
d	-10.4524880	-15.2862290
e	21.3485940	31.135801
f	-21.6303060	-30.376745
g	8.6451176	11.477912

Tableau 4.2 Coefficients des fonctions du taux de vide.

coefficients	Flux massique (1000 kg/m²s)	Flux massique (2000 kg/m²s)	Flux massique (2500 kg/m²s)	Flux massique (3000 kg/m²s)	Flux massique (3500 kg/m²s)
a	0.006402417	0.006402242	0.005119104	0.008873343	0.000032
b	788.08603	788.08603	645.62168	537.69057	585.76252
c	489.68862	489.68862	411.846633	355.25922	362.54599
d	-4532.7571	-4532.7571	-2049.6168	-3536.4413	-2092.5387

Tableau 4.3 Coefficients des fonctions de la vitesse superficielle.

Coeff	Flux massique (1000 kg/m²s)	Flux massique (2000 kg/m²s)	Flux massique (2500 kg/m²s)	Flux massique (3000 kg/m²s)	Flux massique (3500 kg/m²s)
a	0.0003902	0.0015451	0.0006989	0.0004679	2.680794 e-05
b	-0.0550776	1.2149056	1.1012591	2.2491667	4.4363502
c	20.0717280	15.224632	47.1543980	30.741458	1.3738711
d	-78.3365270	-51.716174	-381.441490	-189.38826	-4.1878249
e	114.9488400	95.980334	1456.08560	494.50203	44.5691140
f	0.0	0.0	-2402.14240	-366.29388	0.0
g	0.0	0.0	1521.74070	0.0	0.0

Tableau 4.4 Coefficients des fonctions du multiplicateur des deux phase.

Coeff	Flux massique (1000 kg/m²s)	Flux massique (2000 kg/m²s)	Flux massique (2500 kg/m²s)	Flux massique (3000 kg/m²s)	Flux massique (3500 kg/m²s)
a	1.000069	1.0001868	0.99973892	1.0000642	1.0001702
b	2.8314104	1.4900585	2.35688888	1.35355747	1.124114
c	3.5194023	12.679137	-7.9987988	7.8489467	8.592192
d	126.03519	-42.867961	59.555272	-32.52968	-37.840374
e	-810.9145	60.281843	-126.29994	73.23637	86.513136
f	1583.4442	4.1835166	111.87784	-37.877603	-58.972226
g	-924.64048	0	0	0	0

Tableau 4.5 Coefficients des fonctions du titre volumique.

coefficients	Flux massique (1000 kg/m²s)	Flux massique (2000 kg/m²s)	Flux massique (2500 kg/m²s)	Flux massique (3000 kg/m²s)	Flux massique (3500 kg/m²s)
a	0.0004037	0.0007195	0.0018562	0.0003029	0.0002499
b	0.7163082	0.6796684	0.9121789	1.1453583	1.1819524
c	2.4748478	2.2954771	0.9364452	-0.4521469	-0.7046492
d	-2.3032729	-2.1216859	-0.5233233	1.2520218	1.321210

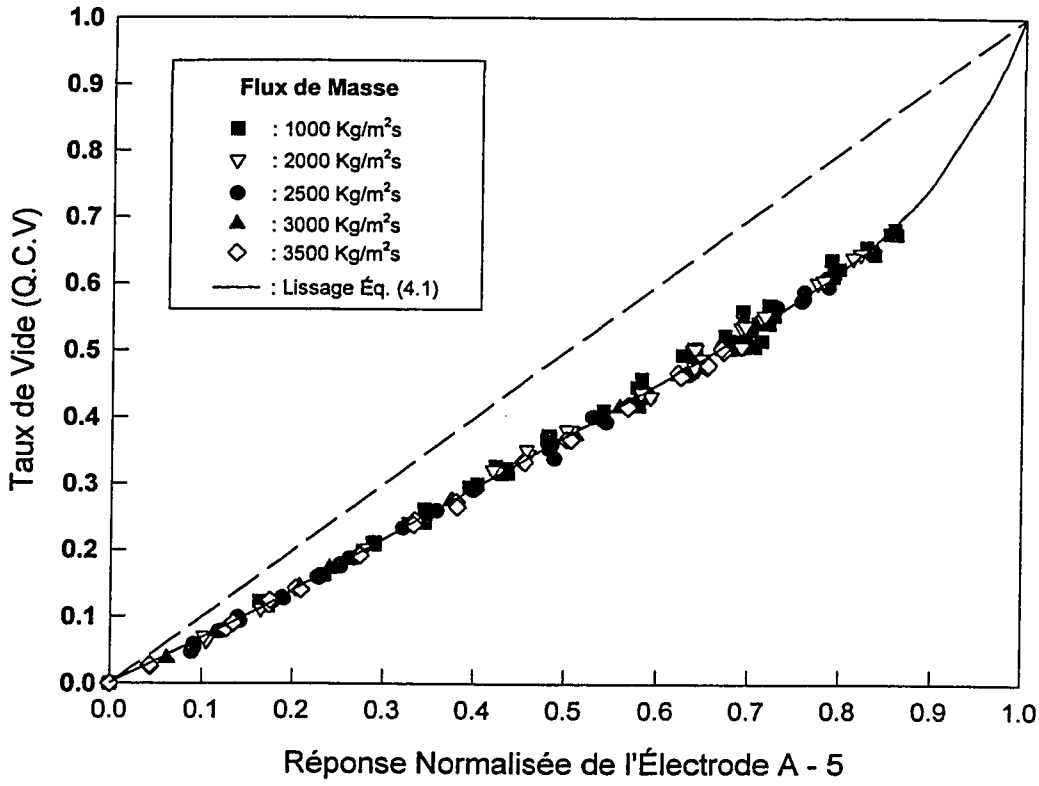


Figure 4.1a Courbe de calibration des électrodes de mesure du taux de vide (électrode A-5).

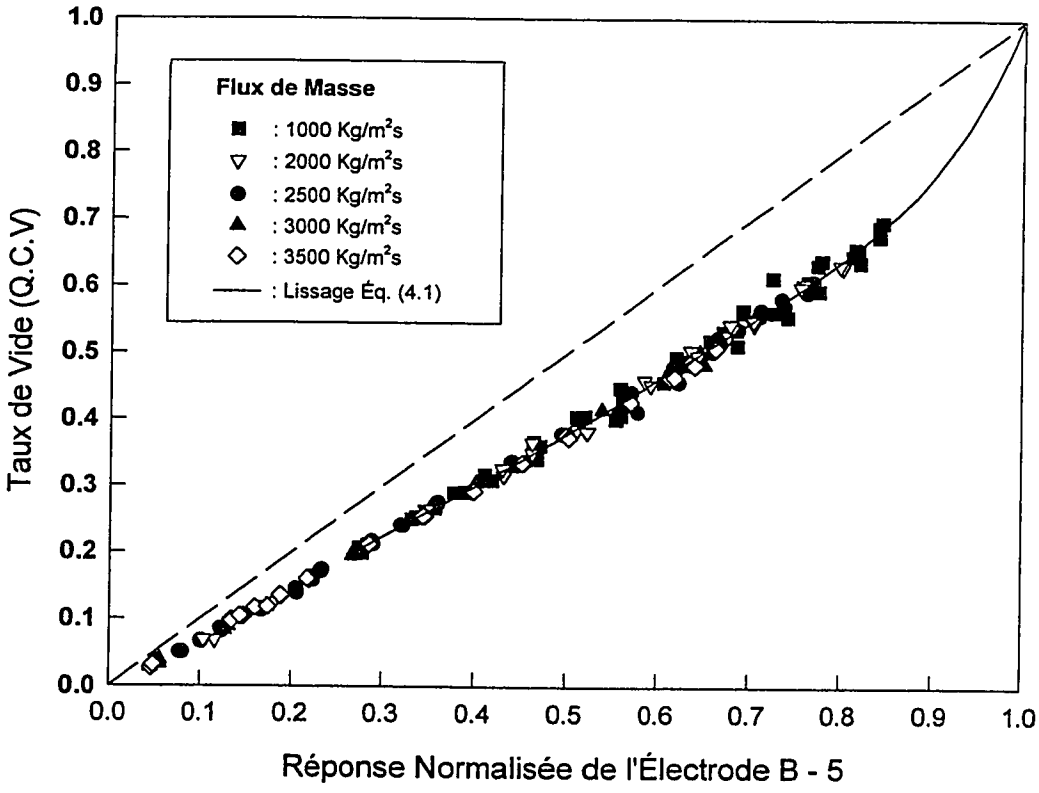


Figure 4.1b Courbe de calibration des électrodes de mesure du taux de vide (électrode B-5).

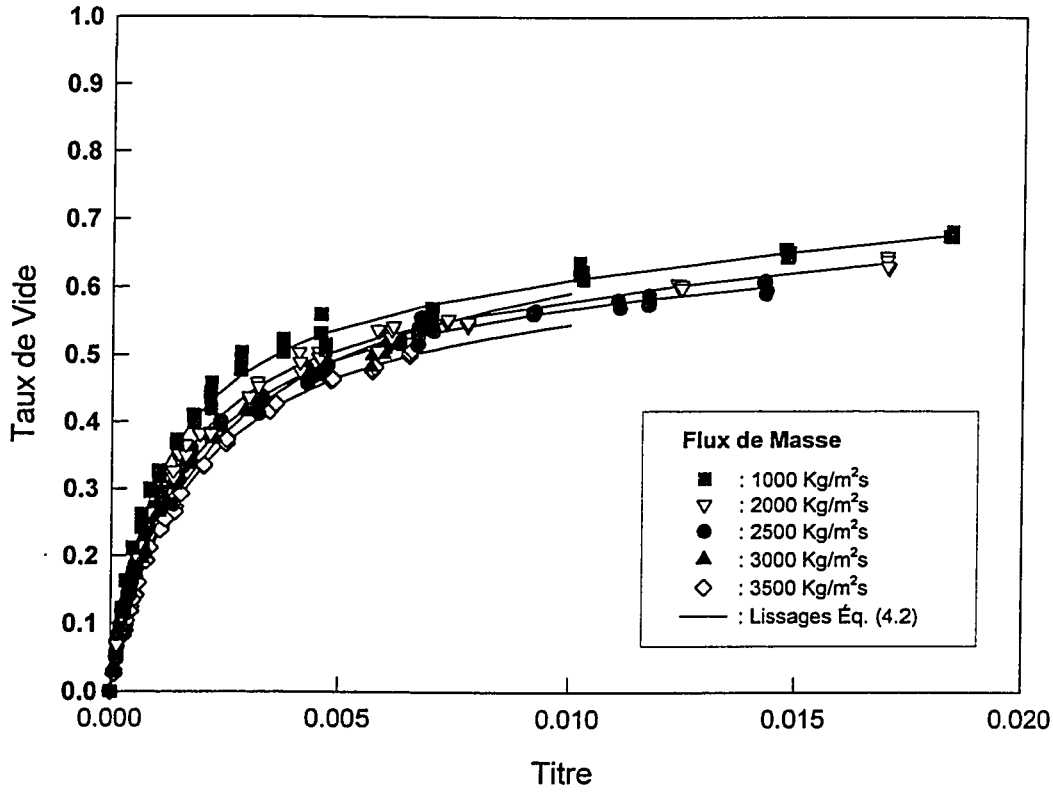


Figure 4.2 Corrélations reliant les données expérimentales du taux de vide au titre de l'écoulement.

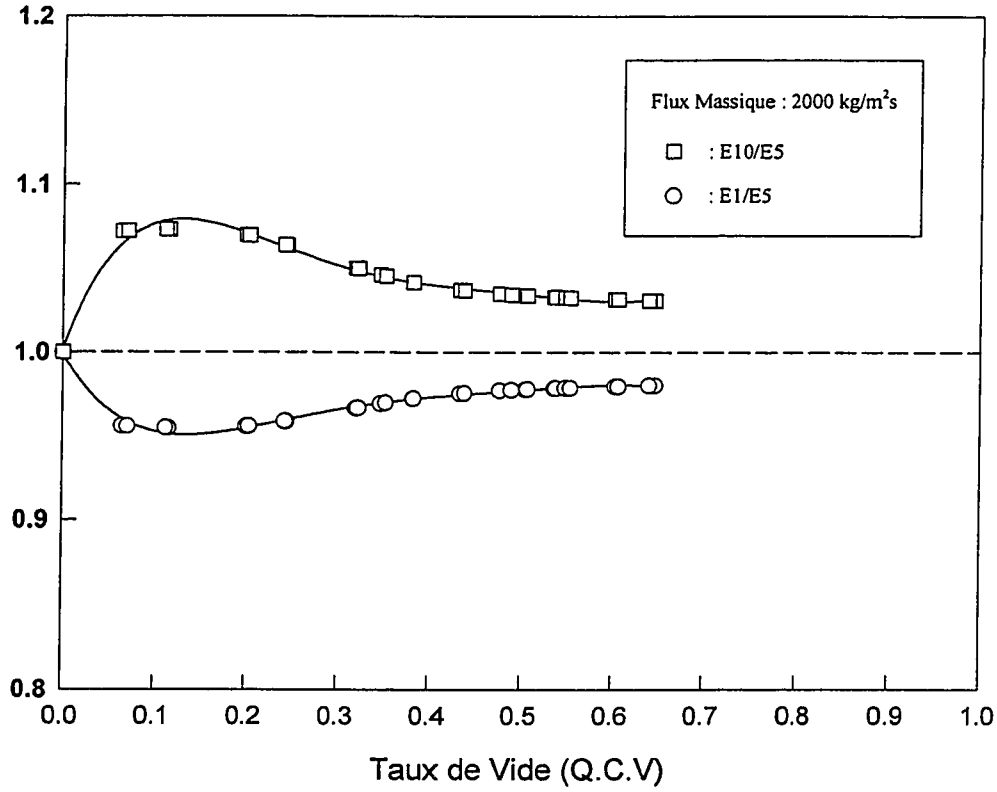


Figure 4.3 Courbe de correction des mesures du taux de vide.

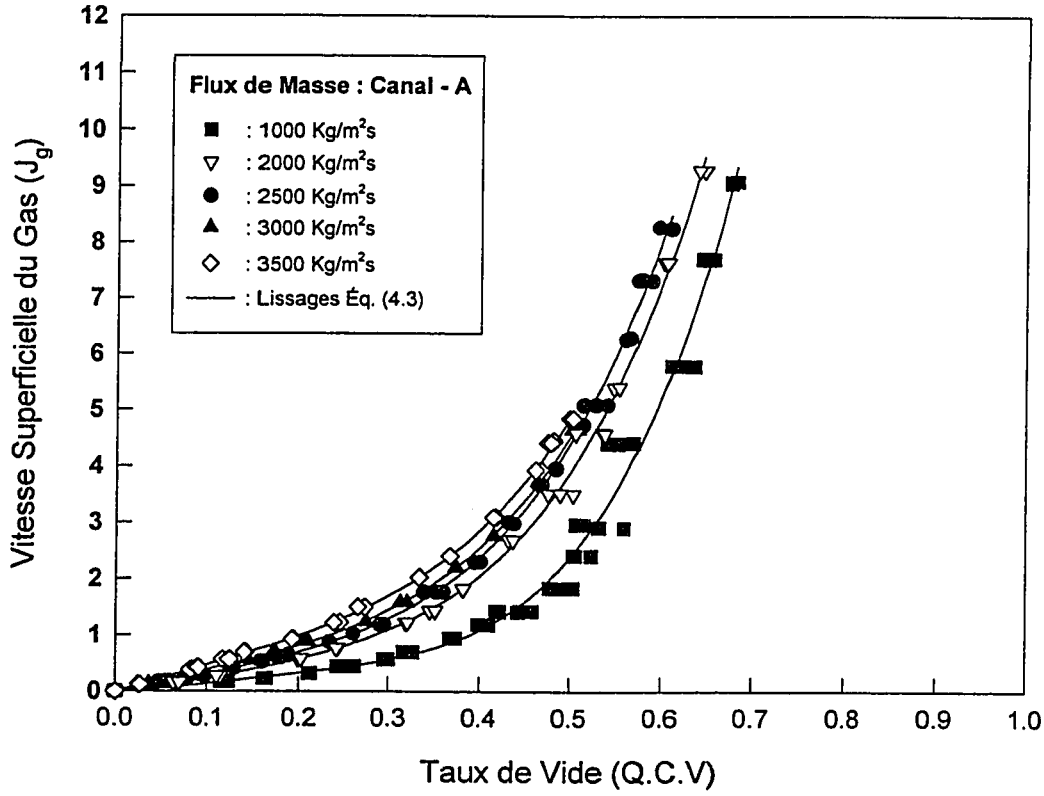


Figure 4.4a Relations entre la vitesse superficielle du gaz (j_g) et le taux de vide moyen (Canal A).

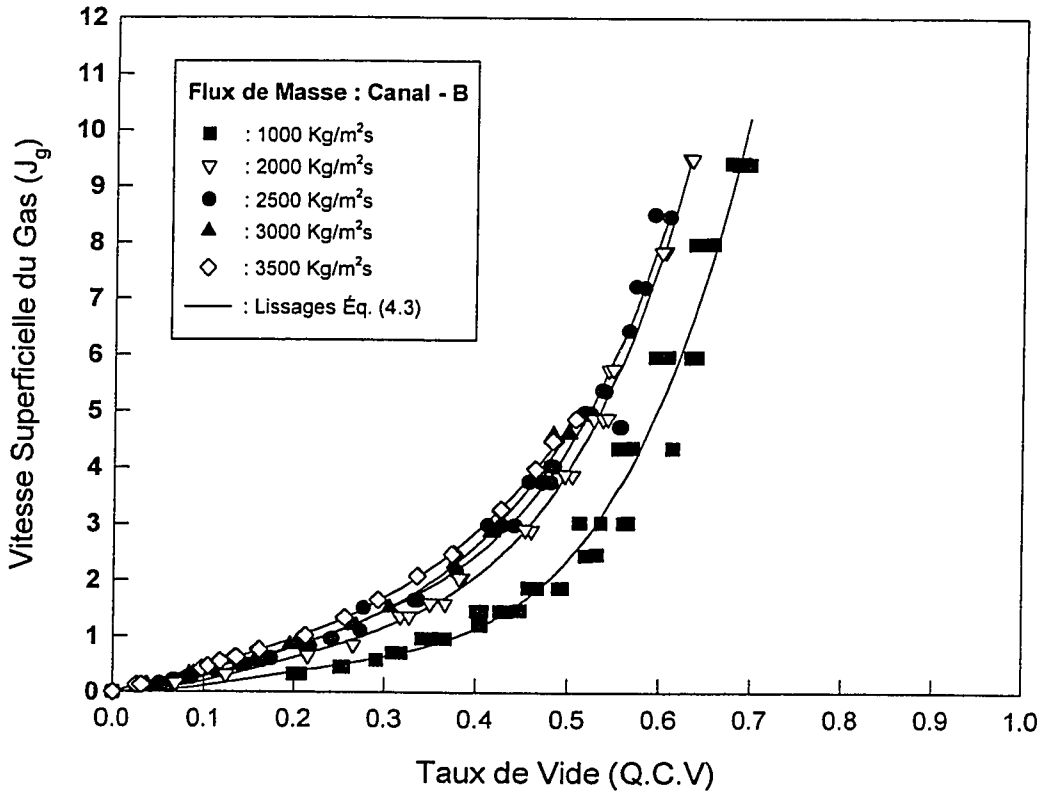


Figure 4.4b Relations entre la vitesse superficielle du gaz (j_g) et le taux de vide moyen (Canal B).

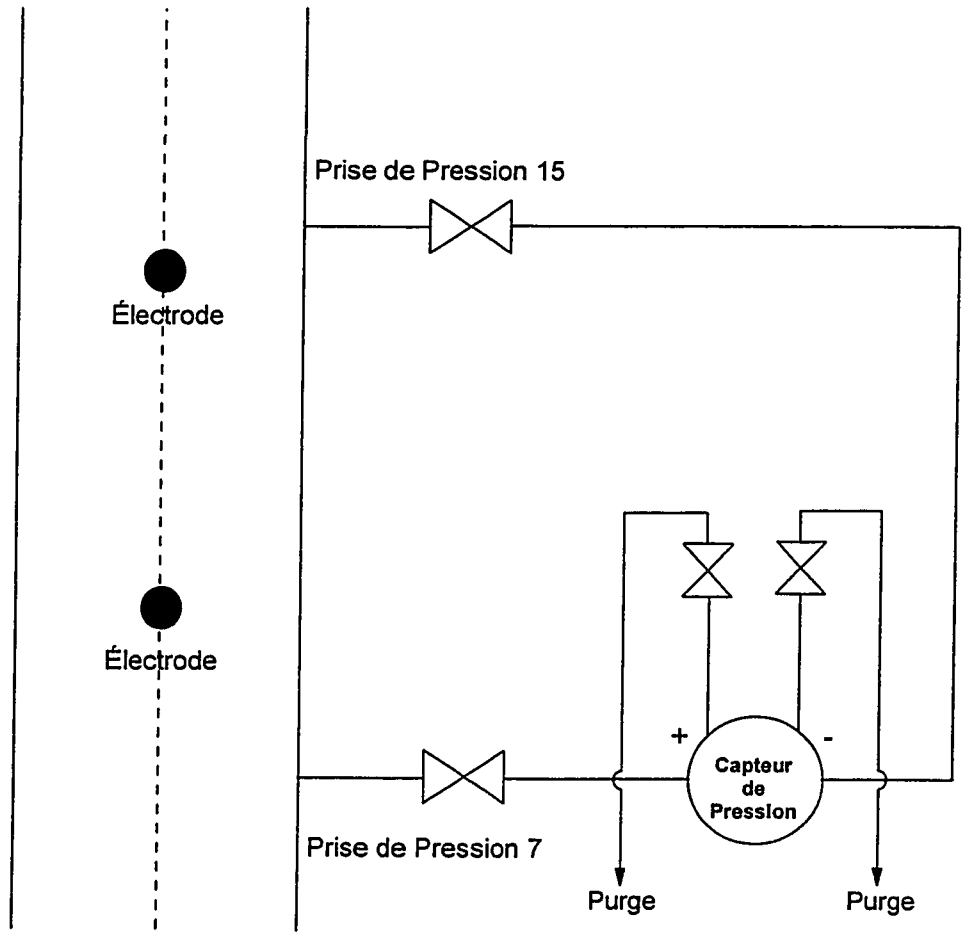


Figure 4.5 Montage utilisé pour les mesures de perte de pression par frottement.

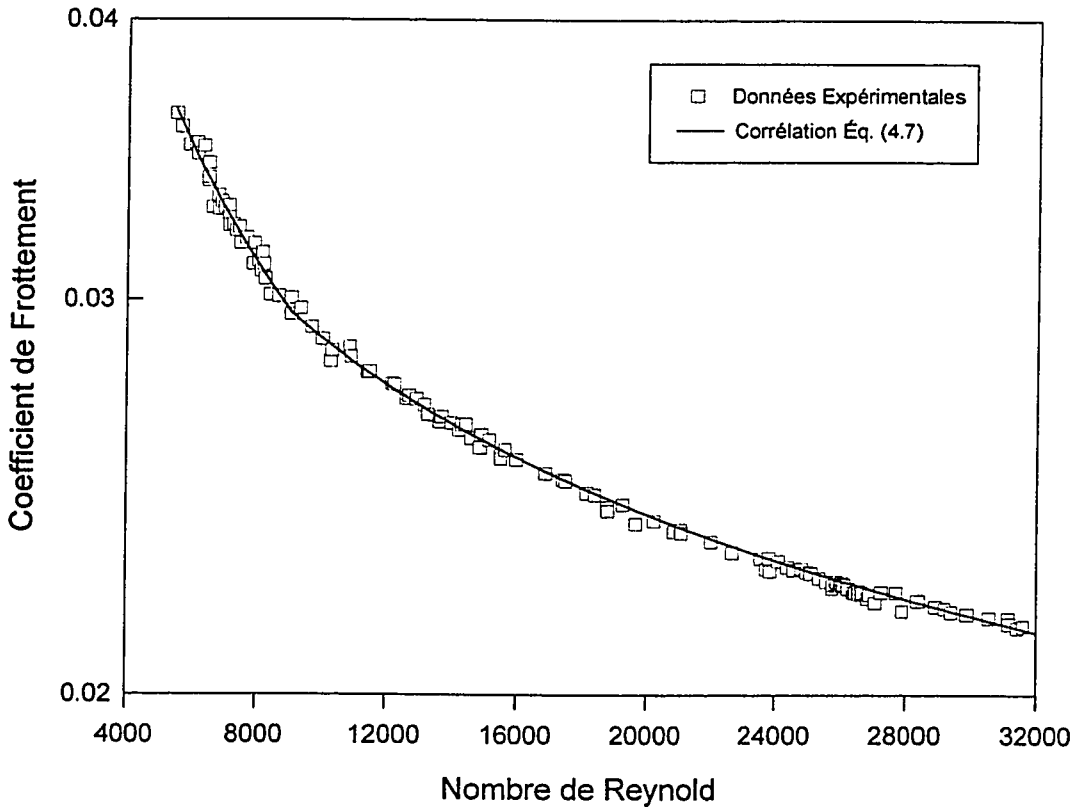


Figure 4.6a Corrélation donnant le facteur de frottement du canal A.

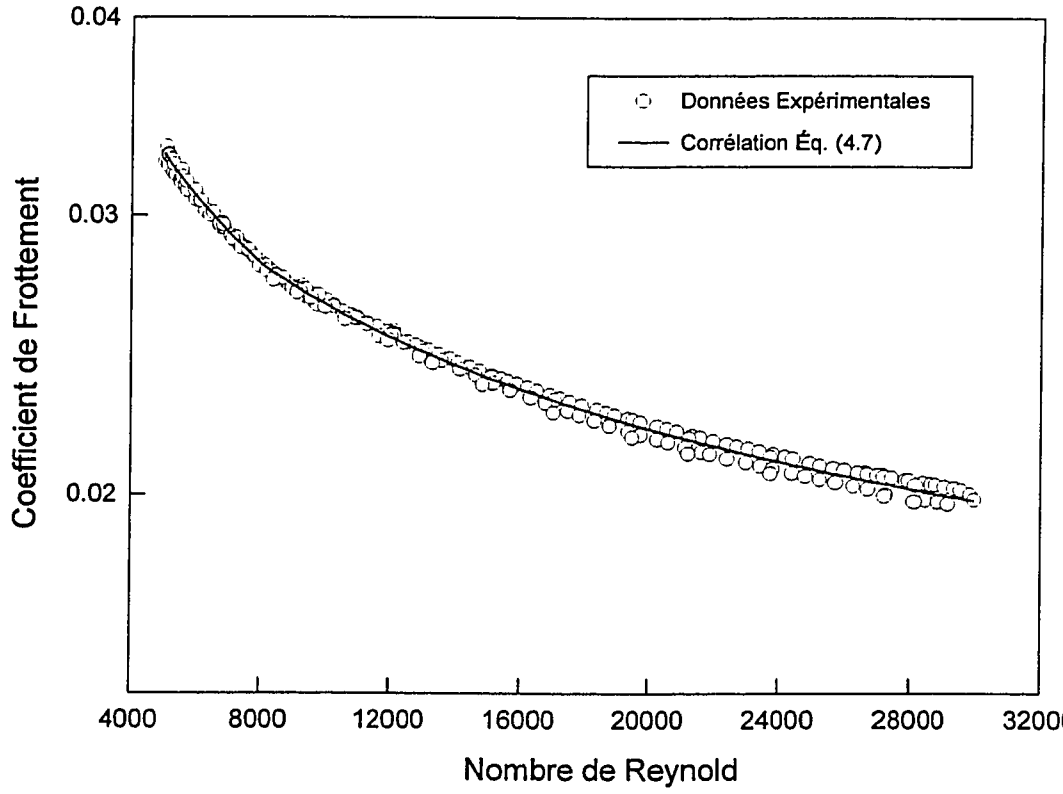


Figure 4.6b Corrélation donnant le facteur de frottement du canal B.

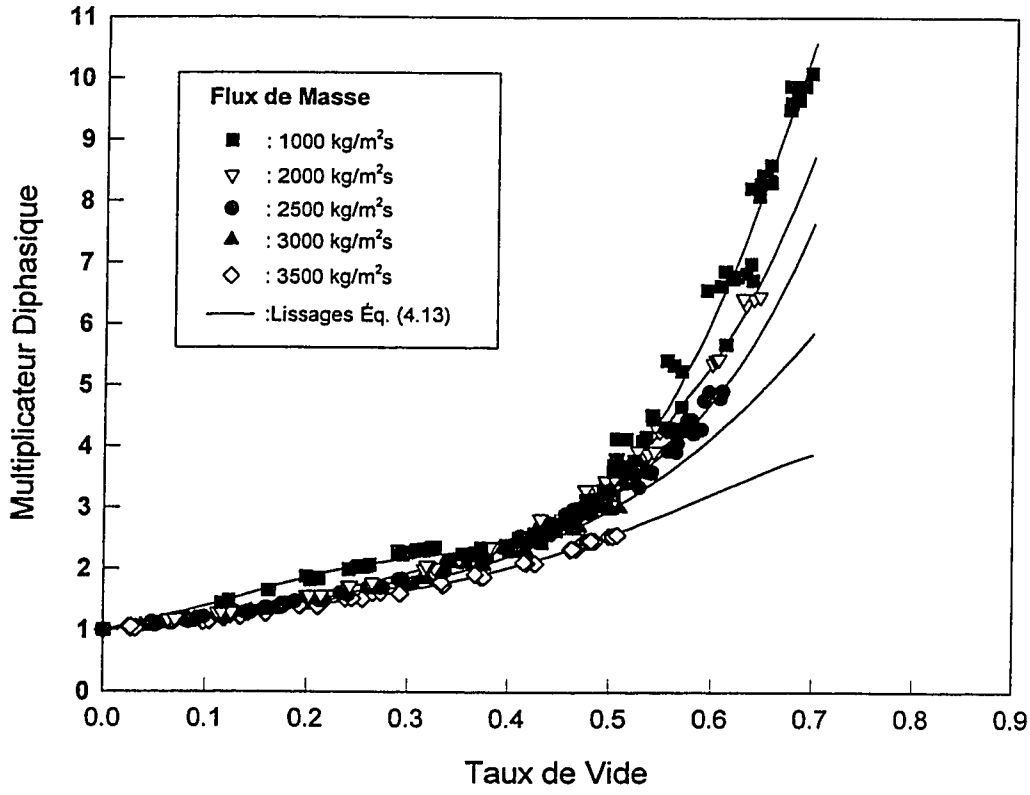


Figure 4.7 Corrélations reliant les données expérimentales du taux de vide et le multiplicateur des deux phases.

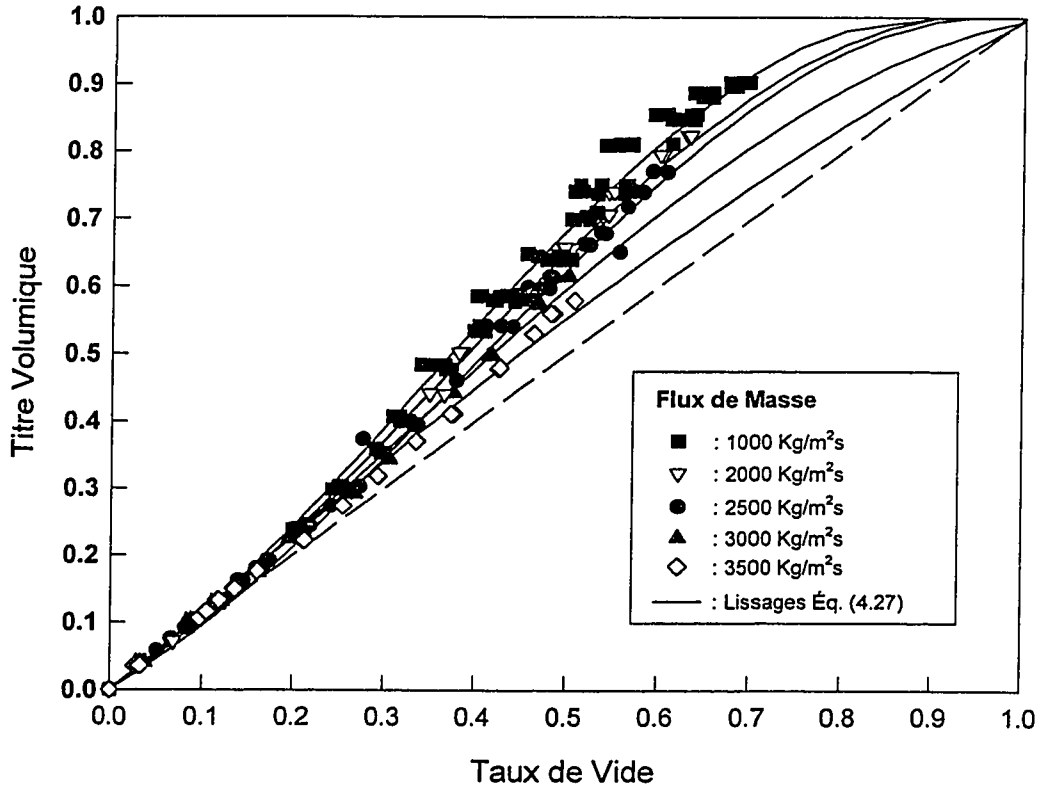


Figure 4.8 Relations entre le titre volumique de l'écoulement et le taux de vide moyen.

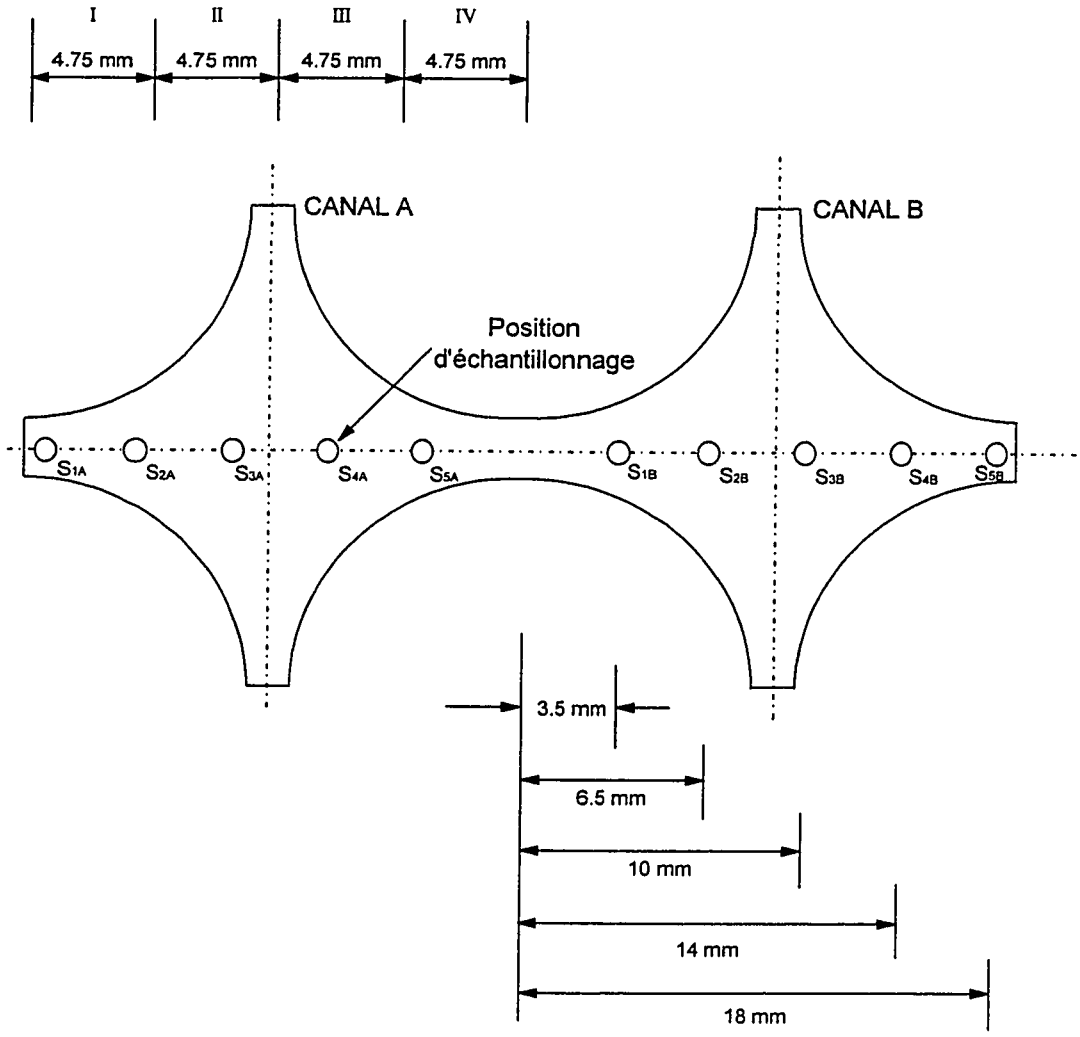


Figure 4.9 Disposition latérale des prélèvements de liquide pour la détection du traceur salin.

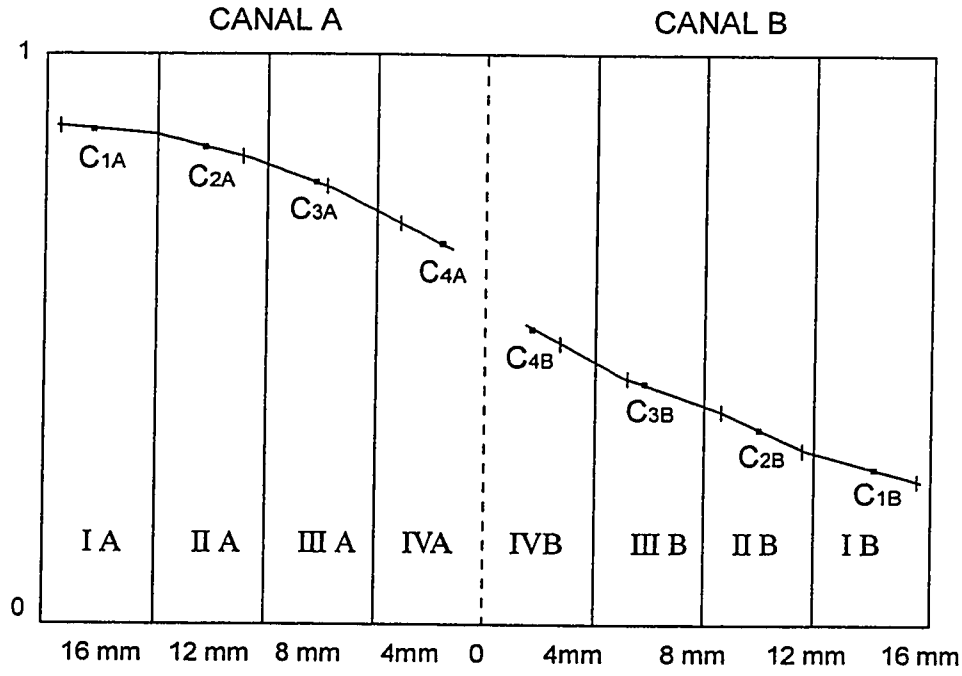


Figure 4.10 Détermination de la concentration moyenne du liquide en traceur salin (Méthode I).

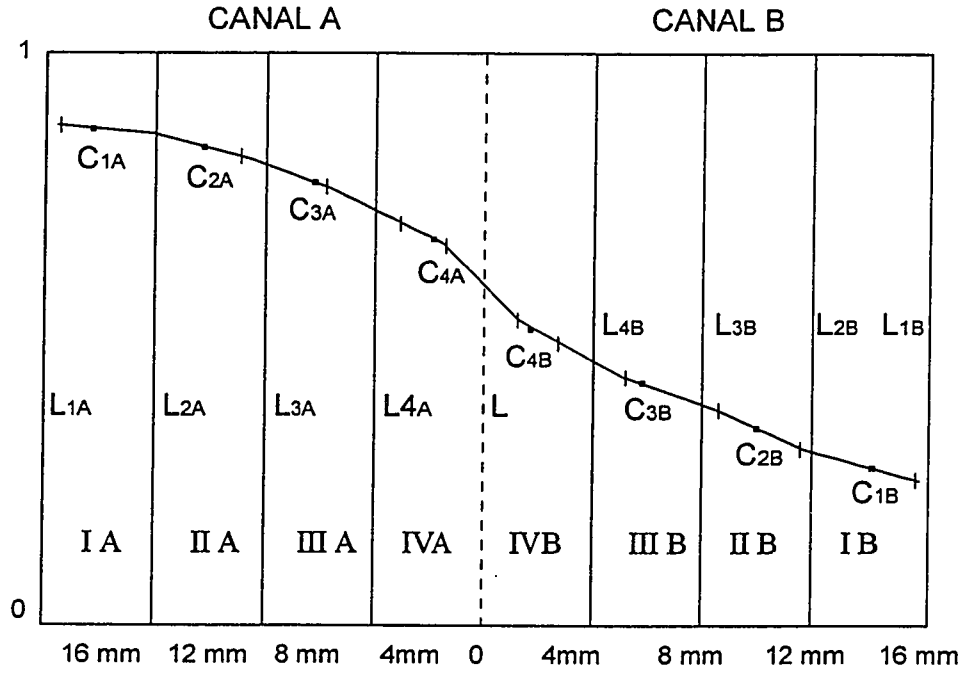


Figure 4.11 Détermination de la concentration moyenne du liquide en traceur salin (Méthode II).

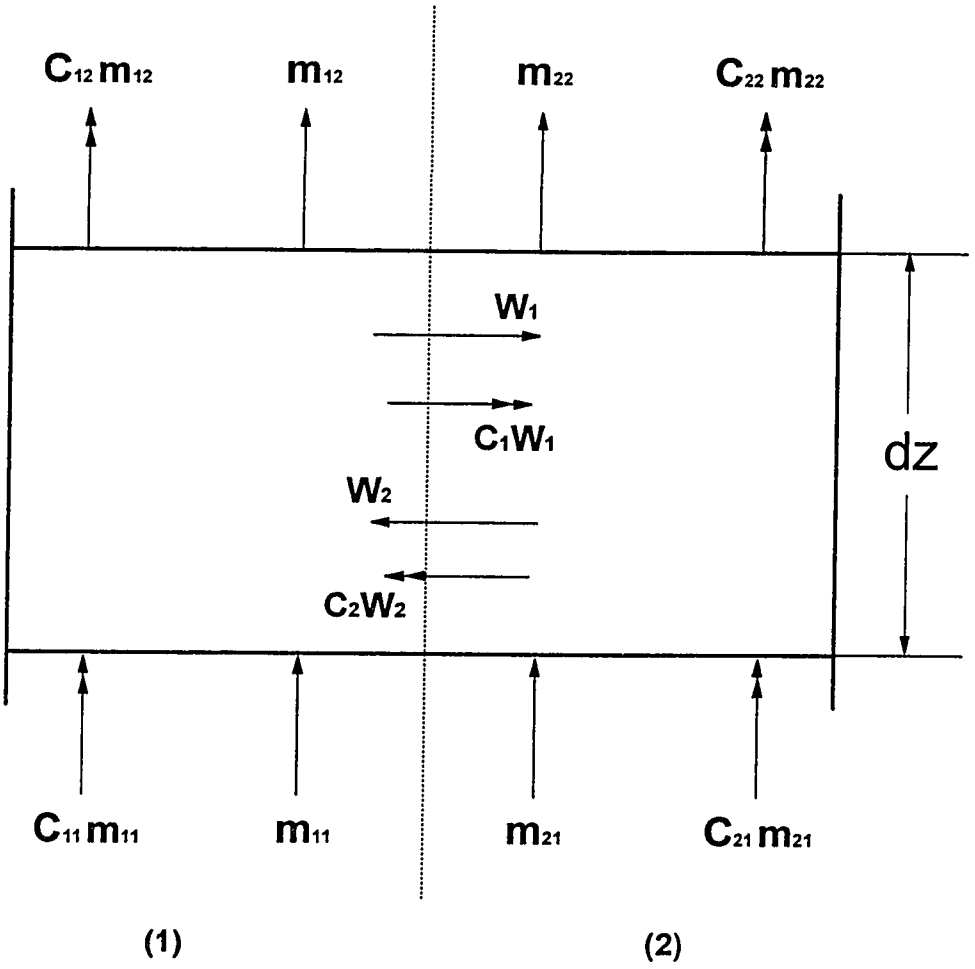


Figure 4.12 Conservation de masse : liquide et traceur.

CHAPITRE V
ANALYSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les expériences qui ont été réalisées durant cette recherche peuvent être classées en deux catégories. Dans la première (voir tableau 5.1a et 5.1b), il a été question d'étudier le phénomène de la turbulence pour aussi bien des écoulements monophasiques que diphasiques. Tandis que pour la deuxième catégorie (voir tableau 5.2), les expériences ont été réalisées dans le but d'étudier le phénomène physique associé à la tendance du vide de se distribuer de manière non uniforme et ceci dans des conditions d'équilibre hydrodynamique. Pour l'ensemble de ces expériences, les paramètres suivants ont été déterminés :

- la perte de pression axiale,
- les différences de pression latérales,
- le taux vide,
- les échanges de masse entre les sous-canaux.

Nous avons aussi calculé les échanges net de la phase gazeuse entre les sous-canaux en appliquant la méthode exposée à la section 4.2.3. Ce calcul a été réalisé seulement pour la deuxième catégorie des expériences.

5.1 Expériences en écoulement monophasique et diphasique turbulent

Pour réaliser les expériences en écoulement monophasique et diphasique turbulent dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, il a fallu établir les conditions adéquates de sorte que les mécanismes responsables des échanges latéraux, autre que la composante due à la turbulence, soient absents. Deux étapes distinctes ont été nécessaires pour déterminer les conditions d'équilibre hydrodynamique, *i.e.*, absence des mécanismes latéraux tels que : l'écoulement latéral forcé, causé par la présence d'un gradient de pression latéral, et la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre (Void Drift). Dans la première

étape, nous avons effectué des simulations à l'aide d'un code de calcul conçu pour la modélisation des écoulements dans des sous-canaux interconnectés (Teyssedou et al., 1992), afin d'obtenir les conditions d'entrée les plus proches de l'équilibre hydrodynamique. Cet outil a permis de générer la matrice des expériences nécessaires pour l'étude des échanges de masse turbulents. Dans une seconde étape, les conditions d'entrée des différentes expériences ont été, par la suite, établies expérimentalement en s'assurant que les conditions d'équilibre hydrodynamique sont satisfaites. Pour atteindre cet objectif, les différences de pression latérales ont été mesurées à différents endroits le long de la section d'essais, tout en contrôlant les débits à l'entrée des sous-canaux. Cette approche a permis de s'assurer à ce que la composante de l'écoulement latéral forcé soit nulle. Pour chacun des deux canaux, le fait de maintenir le débit d'entrée égal à celui de la sortie a permis de contrôler les conditions qui satisfont l'absence de transfert net de masse. Tandis que la mesure du taux de vide a permit de suivre l'évolution de la phase gazeuse le long de la section d'essais. C'est en maintenant la distribution du taux de vide constante dans chaque sous-canal, que l'absence d'échange net de gaz a été rendue possible. En effet, en évitant d'avoir une différence de taux de vide entre les sous-canaux interconnectés, la contribution net de la composante de la diffusion du vide est nulle. Tandis qu'en maintenant égaux, de part et d'autre des deux sous-canaux, aussi bien les vitesses de liquide que les distributions du taux de vide, le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre a été annulé.

Les échanges latéraux de liquide dus à la turbulence ont été rendus possible, en utilisant la technique d'échantillonnage de la solution saline telle que décrite à la section 4.2.2. À partir des mesures de la salinité des mélanges collectés le long des deux sous-canaux, la distribution de la solution saline a été obtenue. L'échantillonnage a été réalisé en douze stations situées à différentes positions axiales, et à cinq positions latérales pour chacune des stations, des deux côtés des sous-canaux.

Il est à noter que dans la majorité des études expérimentales antérieures concernant la turbulence, la concentration du traceur salin a été mesurée soi à l'entrée et à la sortie des

deux sous-canaux (Galbraith et Knudsen, 1971; Sing et al., 1972), soi à un nombre limité de position (Rudzinski et al., 1972; Sadatomi et al., 1995).

L'ensemble des conditions hydrauliques d'opération pour les cas étudiés est résumé aux tableaux 5.1a et 5.1b. Les expériences ont été réalisées pour trois flux massiques liquides différents G_l (= 1600, 2500 et 3000 kg/m^{2}s), et ceci aussi bien pour des écoulements monophasiques que diphasiques. Le choix de trois flux massiques liquides différents a permis d'observer l'influence de ce paramètre sur l'intensité des échanges turbulents. Pour les écoulements diphasiques, nous avons fait varier le taux de vide de l'écoulement, pour chacun des flux massiques liquides donnés, de 0% à 60 %. Ce qui nous a permis de mesurer à quel point les échanges turbulents sont ainsi affectés par l'augmentation du taux de vide.

5.1.1 Évaluations des taux d'échanges turbulents monophasiques et diphasiques

Comme il a été mentionné auparavant, les échanges latéraux ont été calculés en se basant sur les échantillons de solution saline collectés le long des sous-canaux. En effet, c'est en connaissant les distributions des concentrations le long des deux sous-canaux et en écrivant les équations de conservation du traceur et de masse pour un volume de contrôle tel que montré à la figure 4.12, que les échanges latéraux turbulents, w', ont été déterminés. Les équations de conservation de concentration utilisées pour ce volume de contrôle sont les suivantes :

-bilan de concentration pour le sous-canal i,

$$m_i \frac{dC_i}{dz} - w' (C_j - C_i) = 0 , \qquad (5.1)$$

-bilan de concentration pour le sous-canal j,

$$m_j \frac{dC_j}{dz} + w' (C_j - C_i) = 0 . \qquad (5.2)$$

Pour ce qui est du bilan de masse, étant donné que les expériences ont été choisies de telle sorte que l'échange net de masse entre les sous-canaux soit nul, par conséquent les débits massiques à l'entrée et à la sortie de chaque sous-canal restent constants. Donc, en prenant le débit à l'entrée de chaque sous-canal égal à celui de la sortie, *i.e.*, $m_i = m_{i+1}$ et $m_j = m_{j+1}$, et en solutionnant le système d'équation (5.1) et (5.2), le terme w' peut être déterminé par l'expression suivante :

$$w' = -\frac{m_i m_j}{(m_i + m_j)\ \Delta z} \ln\left(\frac{C_i(z + \Delta z) - C_j(z + \Delta z)}{C_i(z) - C_j(z)} \right), \tag{5.3}$$

où m_i et m_j sont les débits massiques des canaux i et j respectivements, $C_i(z)$ et $C_j(z)$ représentent les concentrations des canaux i et j à la position axiale, z. En utilisant l'équation (5.3), nous avons analysé toutes les expériences réalisées pour les cas d'écoulement turbulent, et nous avons ainsi obtenu les échanges de masse turbulents latéraux en fonction du taux de vide pour les trois flux massiques différents. Il faut noter que c'est une des rares fois que les échanges turbulents sont reliés aux variations du taux vide mesuré directement. Il faut aussi mentionner que dans la majorité des travaux antérieurs, les échanges turbulents sont calculés et présentés en fonction du titre de l'écoulement. Pour présenter leurs résultats en fonction du taux de vide, les auteurs utilisent des corrélations permettant d'exprimer du taux de vide en fonction le titre de l'écoulement.

5.2 Discussion des résultats

5.2.1 Écoulements mono phasiques

Les résultats des expériences mono phasiques sont présentés aux figures 5.1 à 5.5 Le traitement de ces expériences a permis de mesurer les échanges turbulents latéraux pour les écoulements monophasiques.

Dans les figures 5.1a-5.5a, on présente les mesures des débits liquides à l'entrée et la sortie. On observe sur ces figures que les débits mesurés à l'entrée demeurent constants le long des sous-canaux, tel que le confirment les mesures des débits à la sortie. On observe parfois une légère différence, mais il faut mentionner que le taux de variation entre les débits à l'entrée et à la sortie demeure à l'intérieure de l'erreur sur les mesures des débits qui se situe à ±2%. Étant donnée que les débits demeurent relativement constants cela confirme bien que l'échange net de liquide est nul.

Dans les figures 5.1b-5.5b, on présente les pertes de pression totale le long des sous-canaux. On observe dans toutes ces figures que les pertes de charge dans les deux sous-canaux sont identiques. Ceci se reflète assez bien dans les figures 5.1c-5.5c qui représentent les différences de pression latérales. Ces figures montrent que les mesures donnant les différences de pression latérales sont très près de zéro. Ceci vient confirmer que pour ces expériences il n'y'a pas d'écoulement latéral forcé. Donc l'échange ne se fait que grâce à la turbulence. De plus, dans le but de bien s'assurer que les échanges turbulents sont identiques de part et d'autre, nous avons, pour les mêmes conditions d'opérations, injecté la solution saline une fois dans le canal-A (figure 5.2), et une autre dans le canal-B (figure 5.3). Les échanges turbulents calculés dans les deux cas sont relativement similaires, la différence, entre les échanges turbulents déterminés pour les deux cas, est de 4%, ce qui se situe dans la limite des erreurs de mesure des échanges de masse qui est de ±5%. Ce résultat est illustré dans la figure 5.6, donnant les échanges de masse turbulents liquide en fonction du nombre de Reynold.

Les mesures de l'intensité de mélange turbulent ont été obtenues à partir de l'analyse de ces expériences. En effet c'est en appliquant l'approche citée à la section 5.1.1, que les échanges turbulents monophasiques ont été calculés. Les résultats obtenus sont montrés à la figure 5.6, exprimant les échanges turbulents latéraux monophasiques en fonction du nombre de Reynolds. On observe sur cette figure que les échanges turbulents augmentent avec le nombre de Reynolds. Par conséquent, cela montre que les échanges turbulents sont

affectés par les débits massiques de l'écoulement.

Comme nous avons vu dans le chapitre II, les échanges turbulents monophasiques, dans des sous-canaux interconnectés, peuvent être adéquatement corrélés en fonction du nombre de Reynold, à partir d'une fonction du type suivant :

$$w' = a(Re)^b \ . \tag{5.4}$$

Les coefficients les plus appropriés pour ce type de fonction et qui représentent le mieux nos résultats des échanges turbulents sont :
$a = 1.0209\ 10^{-5}$,
$b = 0.78241373$.

Par ailleurs, il faut mentionner que le calcul des échanges turbulents monophasiques dans des sous-canaux interconnectés, tels que ceux utilisés dans cette recherche, sont importants dans la mesure où les géométries de ces sous-canaux sont identiques à ceux qu'on trouve dans des grappes de combustible nucléaire pour les réacteurs CANDU. Par conséquent, la corrélation obtenue peut être implantée dans les codes de calcul de sous-canaux et offre ainsi une bonne estimation des échanges turbulents monophasiques pour des analyses ayant trait à des grappes de ce genre.

5.2.2 Écoulements diphasiques

Les résultats des expériences diphasiques sont présentés aux figures 5.7 à 5.28. L'ensemble des conditions d'écoulement à l'entrée des sous-canaux est présenté au tableau 5.2. Le traitement de ces expériences a permis de mesurer les échanges turbulents latéraux pour les écoulements diphasiques. Ces expériences ont été réalisées pour trois flux massiques différents 1600, 2500 et 3000 kg/m^{2}s. Les flux massiques et les taux de vide sont maintenus égaux de l'entrée jusqu'à la sortie des sous-canaux. Pour chaque flux massique

donné, nous avons fait varier le taux de vide de 10% à 60%. Ceci nous a permis ainsi de mesurer l'influence des flux massiques sur les échanges turbulents diphasiques, de même que l'effet de l'augmentation du taux de vide sur ces échanges.

Les différents paramètres mesurés permettent d'affirmer que les conditions d'écoulement établies sont en équilibre hydrodynamique et que les échanges latéraux sont dus uniquement à la turbulence diphasique.

Les figures (5.7a) à (5.28a) montrent les pertes de pression axiale le long des sous-canaux. Ces figures montrent que les pertes de pression décroissent de façon monotone avec la même pente dans les deux sous-canaux. De plus, en observant les figures (5.7b) à (5.28b), qui montrent les différences de pression latérales le long des sous-canaux, on constate qu'a partir du début de l'interconnection cette différence est très proche de zéro. On peut conclure à partir de ces tendances que le mécanisme de l'écoulement latéral forcé est absent et qu'en effet, il n'existe aucun échange de liquide associé à ce mécanisme.

Les figures (5.7c) à (5.28c) montrent la distribution des taux de vide le long des sous-canaux interconnectés. Comme le montre ces figures, le taux de vide à l'entrée des deux sous-canaux est identique pour chacune des expériences données. Ce choix est motivé par la nécessité de maintenir des conditions qui permettent d'éviter l'établissement des mécanismes des échanges latéraux, autres que la turbulence. En effet, on observe pour dans ces figures que les taux de vide demeurent constants le long des sous-canaux. Ceci permet ainsi de confirmer l'absence d'échange net de gaz. De plus, telles que le montrent ces figures, les grandeurs du taux vide le long des deux sous-canaux sont identiques pour chacune des expériences. Ce qui confirme que le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre est absent, dans la mesure où les flux massiques des deux sous-canaux sont maintenus aussi identiques, telles que les montrent les figures 5.7d-5.28d.

En effet, les figures 5.7d-5.28d montrent les flux massiques à l'entrée et à la sortie

des sous-canaux. On observe que les valeurs des flux massiques à l'entrée et la sortie des sous-canaux sont identiques et ceci pour chaque expérience donnée. Ce qui montre, en l'occurrence, qu'il n'y'a pas d'échange net de masse liquide durant ces expériences. Ceci confirme aussi l'absence du mécanisme de l'écoulement latéral forcé, comme on l'a déjà affirmé en analysant les résultats des pertes de pression axiale et les différences de pression latérales .

En somme, se basant sur les résultats des mesures effectuées lors de ces expériences, on peut affirmer que les échanges entre les sous-canaux ne sont dus qu'au mécanisme de la turbulence.

Avant de présenter l'analyses des résultas de ces expériences, il faut mentionner que différentes conditions expérimentales ont été obtenues en faisant varier aussi bien le taux de vide que les débits liquides de l'écoulement. Tel que nous l'avons mentionné dans la section traitant la revue bibliographique, il apparaît très important de distinguer les différents régimes de l'écoulement. Ceci est motivé, comme nous avons vu, par les conclusions contradictoires, des différents auteurs, concernant la localisation du maximum des échanges turbulents de la phase liquide. Il est donc impératif de connaître, pour les expériences effectuées, les configurations de l'écoulement. Ce qui permet d'effectuer une analyse rigoureuse en ce qui concerne l'influence des différents paramètres de l'écoulement sur l'intensité des échanges turbulents. C'est à travers une telle approche qu'il est possible de comprendre les phénomènes associés aux échanges turbulents diphasiques, et c'est ce qui permet sa modélisation de façon adéquate.

Peu de recherches expérimentales et théoriques existent concernant la classification des configurations des écoulements dans des sous-canaux interconnectés. Les seules recherches qui se rapportent à de tels types de géométries sont ceux de Bergles (1969) et Venkateswararao (1982). Bergles a comparé les classifications des régimes d'écoulement obtenues dans des sous canaux, avec ceux obtenues pour des conduites circulaires à

diamètres équivalents. Il avait constaté que les régimes qui se développent dans son cas, coïncident avec ce que la carte de classification de régime d'écoulement de Taitel et Dukler montre. Pour notre cas, nous avons placé les données des expériences sur deux cartes de régime. La figure 5.29 montre les résultats de nos expériences en utilisant la carte de régime développée par Taitel et Dukler (1980). Selon cette carte, les conditions d'écoulements que nous avons établies pour nos expériences permettent le développement de deux types de régime dans les deux sous-canaux, soient l'écoulement par bulles et l'écoulement par bouchons. Le régime d'écoulement par bulles se développe pour des taux de vide allant de 10 à 25%. Au delà de cette valeur, une transition se fait de bulles à bouchon dans la région où le taux de vide est de 25 à 30%. Pour les taux de vide dépassant les 30%, l'écoulement est à bouchons et ceci jusqu'à un taux de vide de 60%. Les figures 5.30 montre, quant à elles, les configurations rencontrées pour les conditions de nos expériences, mais en utilisant la carte de régime développée par Venkateswararao (1982). À partir de ces figures, on tire les mêmes conclusions pour cette carte que pour celle développée par Taitel et Dukler. Il donc apparent que l'utilisation des cartes de régime obtenues pour des écoulements en conduite circulaires seraient adéquates pour permettre de classifier les régimes qui peuvent se développer dans des sous-canaux interconnectés. Les paramètres qui contrôlent le passage d'un régime à un autre sont les vitesses de liquide et de gaz.

Le traitement des différentes expériences diphasiques a permis de calculer les échanges latéraux de la phase liquide dus à la turbulence, en utilisant la méthode décrite à la section 5.1.1. La figure 5.31 montre les échanges turbulents liquide en fonction du taux de vide mesuré et ceci pour les trois flux massiques indiqués. À partir de cette figure, on observe que pour les trois flux massiques choisis, les échanges turbulents demeurent relativement constants dans la région où le taux de vide varie de 0 à 25%. Dans cette région le régime de l'écoulement est par bulles, tel qu'il a été confirmé par les cartes de régime utilisées. On constate donc que pour les écoulements diphasiques par bulles, la turbulence semble être peu affectée par l'augmentation du taux de vide. Dans la région où le taux de vide passe de 25 à 30 %, une transition de bulles à bouchons s'opère. On observe dans cette

région une augmentation substantielle des échanges turbulents et ceci pour les trois flux massiques. Cette augmentation peut s'expliquer par le fait d'une augmentation de la population des bulles et de leurs tailles favorisant ainsi leurs collisions et entraînant une agitation de plus en plus grande de l'écoulement. Le résultat de cette agitation se traduit par l'augmentation de l'intensité des échanges de masse turbulents. Si on continue à augmenté le taux de vide, le régime devient à bouchons et ceci jusqu'à des taux de vide de 60%. Dans la région d'écoulement par bouchon, l'échange turbulent passe par un maximum et décroît par la suite. Ce phénomène peu s'expliquer par le fait que pour ce type de régime les bouchons occupent une bonne partie de la section de passage de chaque sous-canal, donc la phase liquides et gaz s'écoulent de manière successive et par conséquent, le gaz n'est plus dispersé sous la forme de bulles dans la phase liquide. Ceci entraîne une diminution de l'agitation de la phase liquide qui est causée par la vitesse relative des bulles par rapport au liquide..

La comparaison de nos résultats avec ceux d'autres chercheurs a montrée les mêmes tendances. La figure 5.32 montre les échanges turbulents obtenus par Rudzinski et al. (1972) et Sadatomi et al. (1995) comparés à ceux obtenus dans la présente recherche. Rudzinski et al. ont utilisé une section d'essais avec un espacement de 1 mm, tandis que les données de Sadatomi et al. ont été obtenues pour un espacement de 1.9 mm. Il faut cependant mentionner que dans les expériences réalisées par Rudzinski et al. et Sadatomi et al., les taux de vide n'ont pas été directement mesurés. Ces auteurs ont présenté leurs résultats soit en fonction du titre de l'écoulement, (Rudzinski et al.), soit en fonction de la vitesse superficielle du gaz, (Sadatomi et al.). Toutefois, Sadatomi et al. Ont utilisé la corrélation de Smith (1970) pour calculer le taux de vide. Il faut cependant noter que dans cette recherche, nous avons directement mesuré le taux de vide. Ceci permet d'exprimer les échanges en fonction du taux de vide de l'écoulement sans passer par une corrélation qui souvent ne convient pas à toutes les conditions d'opérations. La figure 5.32 montre que les échanges turbulents obtenus se comparent bien avec ceux de Rudzinski et al., et de Sadatomi et al.. Toutefois, dans la région d'écoulement par bouchons, nos valeurs sont

légèrement supérieures à ceux de Rudzinski et al. Ceci semble être dû à l'effet d'espacement entre les sous-canaux.

5.3 Expériences en équilibre hydrodynamique non uniforme

Pour établir les expériences en équilibre hydrodynamique, nous avons procédé de la même manière que pour les expériences en écoulement turbulent. Cependant, pour le cas de ces expériences, il a été question d'obtenir des expériences en équilibre hydrodynamique de telle sorte que seulement l'écoulement latéral forcé soit absent. En d'autres termes, les expériences ont été établies de manière à ce que les mécanismes responsables des échanges latéraux soient : la diffusion turbulente du vide et la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

Après avoir évalué les échanges dus uniquement à la turbulence, la deuxième catégorie d'expériences permet ainsi d'étudier et de comprendre les phénomènes physiques qui contrôlent les échanges latéraux, dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, ayant des distributions non uniforme de débit et de taux de vide. Cette partie sera consacrée, plus particulièrement, à la compréhension du phénomène physique de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

La première étape consistait donc à choisir les conditions d'entrée qui assure un gradient de pression latéral nul le long des deux sous-canaux, tout en ayant des flux massiques différents à l'entrée des deux sous-canaux. Nous avons utilisé, pour produire ces conditions expérimentales, le même code utilisé précédemment pour établir les conditions expérimentales ayant permis l'étude de la turbulence. Donc, en utilisant le code de calcul des sous-canaux (Teyessedou et al., 1992), des simulations ont été réalisées pour obtenir les conditions expérimentales qui satisfont l'équilibre hydrodynamique non uniforme. Cette approche a permis d'établir la matrice des expériences en équilibre hydrodynamique. Toutefois, la validité de ces conditions établies par le biais des simulations a été vérifiée

expérimentalement. Pour ce faire, nous avons utilisé les conditions d'entrée calculées, pour établir les conditions expérimentales. Mais, dans le but de s'assurer que l'équilibre hydrodynamique est bien atteint, nous avons utilisé, pour chacune des expériences, les conditions à la sortie des deux sous-canaux, comme les nouvelles conditions d'entrée. Cette procédure qui consiste à refaire l'expérience, en utilisant les conditions de sortie comme les nouvelles conditions d'entrée, est reprise jusqu'à ce que les conditions donnant l'équilibre hydrodynamique du début jusqu'à la fin l'interconnection ait été établies. Cette approche utilisée a permis de considérer comme si les expériences sont réalisées dans une section très longue où l'équilibre hydrodynamique peut s'établir avant d'atteindre la sortie. Il faut mentionner ici, que par cette approche, on s'assure à ce que les échanges net soient nuls, entre les sous-canaux, du début jusqu'à la fin de l'interconnection. Selon nous, de telles expériences sont importantes, dans la mesure où c'est la première fois que des expériences montrant l'équilibre hydrodynamique non uniforme du début jusqu'à la fin de l'interconnection sont obtenus. De plus, ces expériences sont d'autant plus important quant on sait que les géométries des sous-canaux utilisées sont identiques.

Afin de confirmer que les conditions d'équilibre hydrodynamique sont bien établies, les différences de pression latérales ont été mesurées à différents endroits le long de la section d'essais. Cette approche a permis de s'assurer que la composante de l'écoulement latéral forcé est bien nulle. Tandis que, les conditions dissymétriques de débit et de taux de vide, maintenues invariables le long des deux sous-canaux, avait permis de s'assurer que les échanges net étaient nuls. Le contrôle de ces deux variables est assuré par les mesures du taux de vide le long des sous-canaux et les mesures des débits à l'entrée et à la sortie des sous-canaux.

L'ensemble des conditions hydrauliques d'opération pour les cas étudiés est résumé au tableau 5.3. Les expériences ont été réalisées à des flux massiques et des taux de vide dissymétriques dans le canal A et B, comme on peut voir dans le tableau 5.3. Pour, des conditions d'entrée de flux de masse donné dans le canal A et B, différents taux de vide de

part et d'autre des deux sous-canaux ont été établis, de manière à ce que l'équilibre hydrodynamique non uniforme demeure toujours valide. Cependant, nous avons remarqué, qu'en dépassant une certaine limite pour le taux de vide moyen dans les deux sous-canaux, il devient impossible d'avoir un équilibre hydrodynamique avec des conditions d'écoulement dissymétriques dans les deux sous-canaux interconnectés. Cette dernière condition est essentielle, pour assurer la présence du mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre et du mécanisme de la diffusion du vide. Selon, nos observations cette valeur limite du taux de vide dépend des flux massiques choisis, et elle correspond à un changement de régime de bulles à bouchons.

5.3.1 Discussion des résultats en équilibre hydrodynamique non uniforme

Les résultats des expériences en équilibre hydrodynamique ayant des distributions non uniformes de débit et de taux de vide sont présentés aux figures (5.33a, b, c, d, e) à (5.42a, b, c, d, e)

Les différents paramètres mesurés confirment que les conditions d'écoulement établies sont en équilibre hydrodynamique, dans lesquelles, les échanges latéraux sont dus uniquement au mécanisme de la turbulence diphasique et à celui de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre qui agissent dans des directions opposées et donnent des échanges net nuls.

Les figures 5.33a à 5.42a montrent les pertes de pression axiale le long des sous-canaux. Sur ces figures, on observe que les pertes de pression décroissent de façon monotone avec la même pente dans les deux sous-canaux. Ce qui permet d'affirmer que nous avons les mêmes gradients de pression axiale dans chaque canal, bien que les débits liquides du canal A et B sont dissymétriques de même que pour les débits de gaz (voir figures.5.33d à 5.42d et figures 5.33e à 5.42e). Ceci montre que les distributions telle que mesurées permet d'obtenir des distribution de pression équivalentes dans les deux sous-

canaux. Ceci se reflète bien dans les figures 5.33b à 5.42b, qui montrent les différences de pression latérales le long des sous-canaux. Les différences de pression latérale sont de l'ordre de quelques Pascales, à partir du début jusqu'à la fin de l'interconnection. De plus, leurs valeurs oscillent autour de zéro. Donc on peut, à cet égard, estimer qu'il n'y'a pas d'échange de masse substantielle causé par la différence de pression latérale. En l'occurrence, la contribution du mécanisme de l'écoulement latéral forcé est nulle, du début jusqu'à la fin de l'interconnection.

La rigueur qui s'impose, pour s'assurer de la pertinence de nos expériences, nous a amené à calculer les différences de pression latérales, en deux positions différentes, entre les deux sous-canaux A et B. Les conditions d'écoulements utilisées pour ces calculs sont ceux mesurées, dans chaque canal, au début de l'interconnection. Les calculs sont effectués en considérant que les deux sous-canaux sont indépendants. Les distributions de pression dans Le canal-A et B peuvent être déterminées comme suit :

si on associe comme pression de référence P_{Ref} , la pression à la sortie de chaque sous-canal (voir figure 5.43), alors la perte de pression, dans chaque canal, entre une position donnée, z_n et la position de référence z_{Ref} , peut être caclulée par :

$$(P_n - P_{Ref})_A = \left(\frac{\Delta P}{\Delta z}\right)_A (z_n - z_{Ref}) \ , \qquad (5.5a)$$

et

$$(P_n - P_{Ref})_B = \left(\frac{\Delta P}{\Delta z}\right)_B (z_n - z_{Ref}) \ . \qquad (5.5b)$$

Les différences de pression latérales peuvent ainsi être calculées à partir de l'équation suivante :

$$P_{n_A} - P_{n_B} = \left[\left(\frac{\Delta P}{\Delta z}\right)_A - \left(\frac{\Delta P}{\Delta z}\right)_B\right](z_n - z_{Ref}) \cdot \qquad (5.5c)$$

Donc, en utilisant cette équation donnant les différences de pression latérales entre le canal A et B, nous avons obtenu les résultats donnés au tableau 5.4. Dans ce tableau nous avons présenté les différences de pression latérales en deux positions différentes ($z_1 = 0.5$ m) et ($z_2 = 1.2$ m), situées au début et avant le fin de l'interconnection respectivement. Ils faut mentionner que pour le besoin de nos calcul, nous avons utilisé pour le multiplicateur des deux phases, ϕ^2, et pour le facteur de frottement, f, les relations développés et données dans le chapitre IV. Les calculs montrent que les différences de pression latérales sont négligeables, en l'occurrence, les transferts latéraux sont nuls. Par conséquent, les mesures des distributions de débit et de taux de vide obtenus expérimentalement corroborent aussi bien les résultats des pertes de pression obtenus expérimentalement que théoriquement. Et ceci confirme encore la pertinence de ces expériences.

Les figures 5.33c- 5.42c montrent la distribution du taux de vide le long des sous-canaux interconnectés. La distribution du taux de vide le long de chaque sous-canal demeure constante. De même, on observe que la différence latérale du taux de vide se maintient tout le long des sous-canaux. On peut confirmer, tel qu'on peut observer sur ces figures, qu'il n'y'a pas d'échange net de gaz le long de l'interconnection. Toutefois, l'existence d'un gradient de taux de vide latéral, suppose que la turbulence tend à envoyer du gaz du canal à taux de vide élevé vers celui à taux de vide faible. Mais, étant donné que les expériences montrent l'existence d'un équilibre, il y'a par conséquent un autre mécanisme qui tend à s'opposer à la turbulence. Ce qui permet de conclure qu'il existe donc deux mécanismes qui sont responsables de l'équilibre observé. Le premier est la turbulence qui tend à rendre l'écoulement homogène, tandis que le second, la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre qui agit dans le sens opposé, tend à balancer l'échange

turbulent.

Les débits massiques sont illustrés dans les figures 5.33d à 5.42d. Les distributions des débits massiques le long des deux sous-canaux ont été obtenues en utilisant la méthode d'échantillonnage décrite à la section 4.2.2, qui permet d'obtenir les échanges de liquide. À partir de ces figures, on constate que les distributions des débits le long des deux sous-canaux demeurent relativement constantes de l'entrée jusqu'à la sortie. Il est donc apparent que l'échange net de liquide entre les sous-canaux est nul. Sur chacune de ces figures est aussi illustré les débits mesurés à l'aide des débitmètres situés à l'entrée des deux sous-canaux et à la sortie du canal A (les premières et les dernières données correspondent aux valeurs mesurées par les débitmètres). On remarque, que les mesures des débits à la sortie et ceux obtenues par la méthode d'échantillonnage sont de même ordre de grandeur. Les erreurs entre les débits obtenus par la méthode d'échantillonnage et ceux obtenus par les débitmètres demeurent à l'intérieur de l'intervalle acceptable des erreurs de mesures, qui est de 5%. Ceci montre ainsi la pertinence de la méthode d'échantillonnage et la validité de ces expériences. Car, il est important de vérifier qu'on est bien en présence d'expériences où la distribution non uniforme de l'écoulement s'établisse dans des conditions d'équilibre hydrodynamique.

Enfin, les figures 5.33e à 5.42e montrent les distributions de la phase gazeuse. Les échanges net de la phase gazeuse entre les sous-canaux sont calculés en appliquant la méthode exposée à la section 4.2.3. On observe sur ces figures que les distributions du gaz demeurent relativement constantes, cela vient ainsi confirmer l'absence d'échange net de gaz.

Suite à cette analyse, on peut conclure que les expériences sont bien en équilibre hydrodynamique ayant des distributions non uniformes de débit et de taux de vide dans chaque sous-canal. Par conséquent, les deux seuls mécanismes qui gouvernent les échanges, de par et d'autre, sont la turbulence diphasique et la dérive du vide vers une distribution à

l'équilibre. Donc, en se basant sur le concept d'échange de volume par volume, tel que stipulé par Lahey et Moody (1977), la turbulence transfert d'un côté comme de l'autre deux volumes identiques. Toutefois, à cause que les deux canaux n'ont pas les mêmes taux de vide, ils en résulteraient donc un échange net de gaz dans la direction du canal ayant le plus faible taux de vide. Toutefois, ce volume de gaz doit être compensé afin de satisfaire un bilan d'échange net nul de gaz, tel que le montre toutes les expériences discutées précédemment. Ainsi, il est évident que le mécanisme de la dérive du vide tend à compenser cet effet, par le transfert du même volume dans la direction opposée. Par conséquent, il devient apparent que le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre intervient pour compenser le volume de gaz, résultant de la diffusion turbulente nette du vide.

Il est aussi important de mentionner que la plupart des recherches, qui se sont intéressées à l'étude de la distribution non uniforme de l'écoulement dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, ont été réalisées de manière à obtenir des expériences dans lesquelles, l'équilibre hydrodynamique s'établit juste à la sortie des sous-canaux (Gonzalez-Santalo, 1971; Sadatomi et al., 1994; Sterner et Lahey, 1983). Pour notre cas, les expériences sont obtenues de sorte que l'équilibre soit établi du début jusqu'à la fin de la section d'essais. Ceci a deux avantages, le premier consiste à prouver que l'équilibre est bien établi, car l'approche utilisée pour faire les expériences permet de considérer comme si les expériences sont réalisées dans une section très longue. Le second permet d'obtenir des mesures, pour les transferts de gaz et de liquide, qui ne sont pas affectées par l'effet du début et de la fin de l'interconnection. Les prises des différentes mesures sont réalisées à plusieurs endroits le long des sous-canaux, ce qui permet ainsi de choisir les mesures non affectées par l'entrée et la sortie de l'interconnection.

Il faut aussi mentionner que ces chercheurs ont souvent utilisé des sous-canaux interconnectés de dimensions géométriques différentes pour effectuer les expériences à l'équilibre. Ces auteurs ont toujours considéré que pour des sous-canaux de dimensions

géométriques identiques, la distribution de l'écoulement à l'équilibre est uniforme. Par conséquent, ils ont souvent attribué le phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre à la tendance du vide de migrer vers le canal le plus ouvert. Toutefois, il est évident, tel que le montrent toutes les expériences présentées ci-haut, que la distribution non uniforme de l'écoulement s'établit dans des conditions d'équilibre hydrodynamique et ceci dans deux sous-canaux de dimensions géométriques identiques. Donc, ceci vient infirmer l'idée que la distribution non uniforme de l'écoulement à l'équilibre est associée aux différences des dimensions géométriques des canaux adjacents.

La plupart des codes de calcul des sous-canaux utilisent le modèle de Lahey et Moody (1977), pour calculer l'échange latéral du gaz dû au mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Nous avons présenté à la figure 5.44, les taux vide calculés par ce modèle en fonction des taux de vide mesurés dans le cas des expériences en équilibre hydrodynamique. Les taux de vide sont calculés avec le modèle de Lahey et Moody, en utilisant les flux massiques mesurés en équilibre hydrodynamique. On remarque, d'après cette figure que les taux de vide à l'équilibre calculés par le modèle de Lahey et Moody ne coïncident pas avec ceux mesurés. On observe que les taux de vide à l'équilibre mesurés pour le canal A et B se trouvent respectivement en dessous et au dessus de la diagonal. En plus, les taux de vide n'ont pas la tendance linéaire tel que le stipule le modèle de Lahey et Moody, ce qui laisse supposer que l'hypothèse de base du modèle de Lahey et Moody, qui consiste à supposer une relation linéaire entre le taux de vide à l'équilibre et le flux massique, n'est pas adéquat. Par ailleurs, si on analyse les termes qui expriment les mécanismes d'échanges latéraux à l'équilibre, utilisés dans la plupart des codes de calcul des sous-canaux, et écrits pour le cas du code ASSERT-4 sous la forme suivante :

$$V_r = \frac{1}{(1-\bar{\alpha})}\left[\alpha(1-\alpha)^n \; V_\infty - \frac{D_\alpha}{\bar{\alpha}}\,(\alpha_i-\alpha_j) + \frac{D_\alpha}{\bar{\alpha}}\,(\alpha_i-\alpha_j)_{eq}\right], \qquad (5.6)$$

où,

$$(\alpha_i - \alpha_j)_{eq} = \frac{\bar{\alpha}}{\bar{G}}(G_i - G_j)_{eq} \ , \tag{5.7}$$

on remarque que dans le cas des écoulements verticaux, le premier terme à droite de l'équation 5.6 est nul, car il exprime l'effet de la gravité qui tend à séparer les phases en écoulement horizontal. Donc, en introduisant l'équation 5.7 dans 5.6, et prenant le terme exprimant la dérive due à la gravité nulle, on aura :

$$V_r = \frac{1}{(1-\bar{\alpha})}\left[-\frac{D_\alpha}{\bar{\alpha}}(\alpha_i - \alpha_j) + \frac{D_\alpha}{\bar{G}}(G_i - G_j)_{eq}\right]. \tag{5.8}$$

Les deux termes à droite de l'équation représente les échanges dus à la turbulence et à la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre respectivement. Comme nous l'avons mentionné, pour le cas d'un écoulement en équilibre hydrodynamique non uniforme, ces deux termes doivent agir dans des sens opposés et donnés un échange latéral net nul, ce qui permet l'établissement d'un équilibre. Cependant, si on considère les expériences en équilibre hydrodynamique réalisées dans cette recherche, on remarque que le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre et celui de la diffusion turbulente du vide, tels que exprimés par l'équation 5.8, agissent dans le même sens (voir figure 5.45). Donc, le modèle donné par cette équation ne peut pas refléter l'équilibre hydrodynamique établi dans le cas de nos expériences. En effet, l'utilisation d'une telle équation dans ce cas, suppose que les échanges vont se faire du canal *j* vers *i* jusqu'à ce que les taux de vide de part et d'autre des deux sous-canaux s'égalisent, ce qui contre dit les résultats expérimentaux. Donc, le phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre, tel que modélisé par Lahey et Moody, n'est pas adéquat pour le cas des expériences réalisées dans cette recherche. De plus, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre concernant l'analyse critique de la bibliographie, la base de ce modèle est en fait une corrélation qui permet d'exprimer la distribution du taux de vide en fonction du flux

massique. Donc, ce modèle n'est pas basé sur la physique qui sous-tende la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

En contre parti, suite à l'analyse des expériences, on peut avancer l'hypothèse stipulant que, ce phénomène est plutôt relié au caractère de l'écoulement, *i.e.*, au profil de vitesse qui se développe dans chaque sous-canal. Le phénomène de la dérive du vide peut être associé donc au même phénomène observé par différents chercheurs pour des écoulements à bulles ascendants dans des conduites (voir paragraphes 2.4 et 2.5). Les résultats de ces différentes recherches montrent que pour des écoulements à bulles ascendants, dans des conduites circulaires ou carrées, le gaz a tendance à migrer vers les parois des tubes formant un pic de taux de vide dans cette région. L'explication avancée par ces chercheurs stipule que, la présence d'un gradient de vitesse liquide autour d'une bulle ayant une vitesse relative par rapport à la phase liquide, engendre une force de portance orientée latéralement, qui déplace la bulle dans la direction de la paroi, *i.e.*, dans le sens décroissant du gradient de vitesse. Cette idée sera élaborée en détail dans le chapitre suivant, dans la mesure où elle représente l'explication de base du phénomène physique qui sous-tende la migration latérale du gaz, et qui nous a permis de développer le modèle de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

Il est cependant important de déterminer pour les expériences en questions, la nature du régime de l'écoulement. Ceci est d'autant motivé par la nécessité de connaître les différentes configurations de l'écoulement et de déterminer, s'il y'a lieu, leurs influences sur le mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre, tel que le cas pour la turbulence.

La figure 5.46 montre les résultats de nos expériences en utilisant la carte de régime développée par Taitel et Dukler (1980). Cette carte indique que les conditions établies pour toutes les expériences permettent le développement de régime à bulles dans le canal A et B. Aussi, comme on peut bien s'attendre, l'utilisation de la carte de régime développée par

Venkateswararao (1982) donne les mêmes résultats, tel que le montre la figure 5.47. Ainsi, on observe que pour toutes les expériences établies en équilibre hydrodynamique, on est en présence d'un écoulement à bulles. Ceci vient confirmer l'existence des conditions physiques dont dépend l'idée déjà avancée, et qui associe la migration du gaz à deux aspects importants de l'écoulement soient la présence de bulles dans l'écoulement comme phase dispersée et d'un gradient de vitesse de la phase liquide (phase continue). L'utilisation des cartes de régime confirme que l'écoulement est à bulles, ce qui rencontre ainsi le premier aspect. Tandis que, les mesures des débits liquides confirment, comme nous l'avons exposé, que les distributions sont dissymétriques à l'équilibre, ce qui rencontre le deuxième aspect.

Tableau 5.1 Conditions d'opération des expériences monophasiques turbulents.

	Paramètres d'entrée	
Run #	G_{lA} (kg/m^{2}s)	G_{lB} (kg/m^{2}s)
SP1	1000	1050
SP2	1580	1640
SP3	1590	1620
SP4	2470	2420
SP5	3410	3360

Tableau 5.2 Conditions d'opération des expériences diphasiques turbulents.

	Paramètres de l'écoulement à l'entrée des sous-canaux A et B					
Run #	G_{lA} kg/m^{2}s	G_{lB} kg/m^{2}s	G_{gA} kg/m^{2}s	G_{gB} kg/m^{2}s	α_A (%)	α_B (%)
TU1	1620	1620	0.54	0.54	16	16
TU2	1620	1620	0.97	0.97	23	23
TU3	1620	1620	2.15	2.15	36	36
TU4	2460	2460	1.00	1.00	16	16
TU5	2460	2460	1.61	1.61	22	22
TU6	2460	2460	2.69	2.69	30	29
TU7	1620	1620	1.40	1.40	27	28
TU8	2480	2480	4.31	4.31	34	33
TU9	2990	2900	1.26	1.26	15	15
TU10	2990	2920	1.97	1.97	20	20
TU11	2990	2920	3.32	3.23	27.6	27
TU12	2990	2920	5.33	5.33	34	34

Tableau 5.2 Suite.

	Paramètres de l'écoulement à l'entrée des sous-canaux A et B					
Run #	G_{lA} kg/m^2s	G_{lB} kg/m^2s	G_{gA} kg/m^2s	G_{gB} kg/m^2s	α_A (%)	α_B (%)
TU13	2990	2920	4.31	4.31	31	31
TU14	1620	1620	3.01	3.01	40	38
TU15	2480	2460	5.38	5.38	38	38
TU16	2990	2920	11.14	11.14	43	44
TU18	3000	2920	15.23	15.23	48	48
TU19	1620	1620	5.48	5.48	48	48
TU20	2480	2480	11.57	11.57	50	48
TU21	2480	2460	24.36	24.36	57	55
TU22	1620	1620	12.18	12.18	59	57
TU23	3000	2920	24.43	24.43	53	54

Tableau 5.3 Conditions d'opération des expériences en équilibre hydrodynamique.

Run #	α_A %	α_B %	G_{AL} kg/m²s	G_{BL} kg/m²s	G_{Ag} kg/m²s	G_{Bg} kg/m²s
sv96r3p	29.3	11.6	2312	2884	2.7	0.9
sv96r5	9.50	23.7	2900	2548	0.86	2.0
sv96r6	27.0	18.0	2447	2776	2.62	1.6
sv96r15	16.0	30.0	3183	2656	1.60	3.5
sv96r16	19.0	31.0	2512	2199	1.40	3.0
sv96r17	30.0	42.0	2575	2289	3.15	6.2
sv96r18	22.0	34.0	2023	1836	1.28	2.6
sv96r20	22.0	33.0	1791	1620	1.06	2.0
sv96r23	18.0	30.0	3108	2762	2.13	3.9
sv96r24	27.0	36.0	1755	1678	1.43	3.1

Tableau 5.4 Calcul des différences de pression latérales entre le canal A et B.

Run #	G_{A_l} kg/m²s	G_{B_l} kg/m²s	G_{B_g} kg/m²s	G_{B_g} kg/m²s	P_{1A} Pa	P_{1B} Pa	DPR_1 Pa	P_{2A} Pa	P_{2B} Pa	DPR_2 Pa
sv96r3p	2403	2824	2.70	0.91	27442.9	27452.2	-9.3	9147.7	9150.7	-3.0
sv96r5	2880	2600	0.81	2.36	28055.6	28077.2	-21.6	9351.9	9359.1	-7.2
sv96r6	2435	2703	2.69	1.64	27676.2	27650.4	25.8	9225.4	9216.8	8.6
sv96r15	3100	2730	1.67	3.80	31836.4	31868.3	-31.9	10612.2	10622.75	-10.6
sv96r16	2510	2242	1.66	3.95	26213.8	26225.8	-12.0	8737.9	8741.9	-4
sv96r17	2566	2249	3.40	5.40	30118.7	30122.6	-3.9	10039.6	10040.9	-1.3
sv96r18	2015	1845	1.30	2.40	21938.5	21949.1	-10.6	7312.8	7316.4	-3.6
sv96r20	1769	1664	1.15	2.09	20002.6	20029.6	-27.0	6667.6	6676.5	-8.9
sv96r23	3084	2791	2.14	3.90	32551.8	32554.1	-2.3	10850.6	10851.4	-0.8
sv96r24	1745	1680	1.70	2.43	20524.2	20504.6	19.6	6841.4	6834.9	6.5

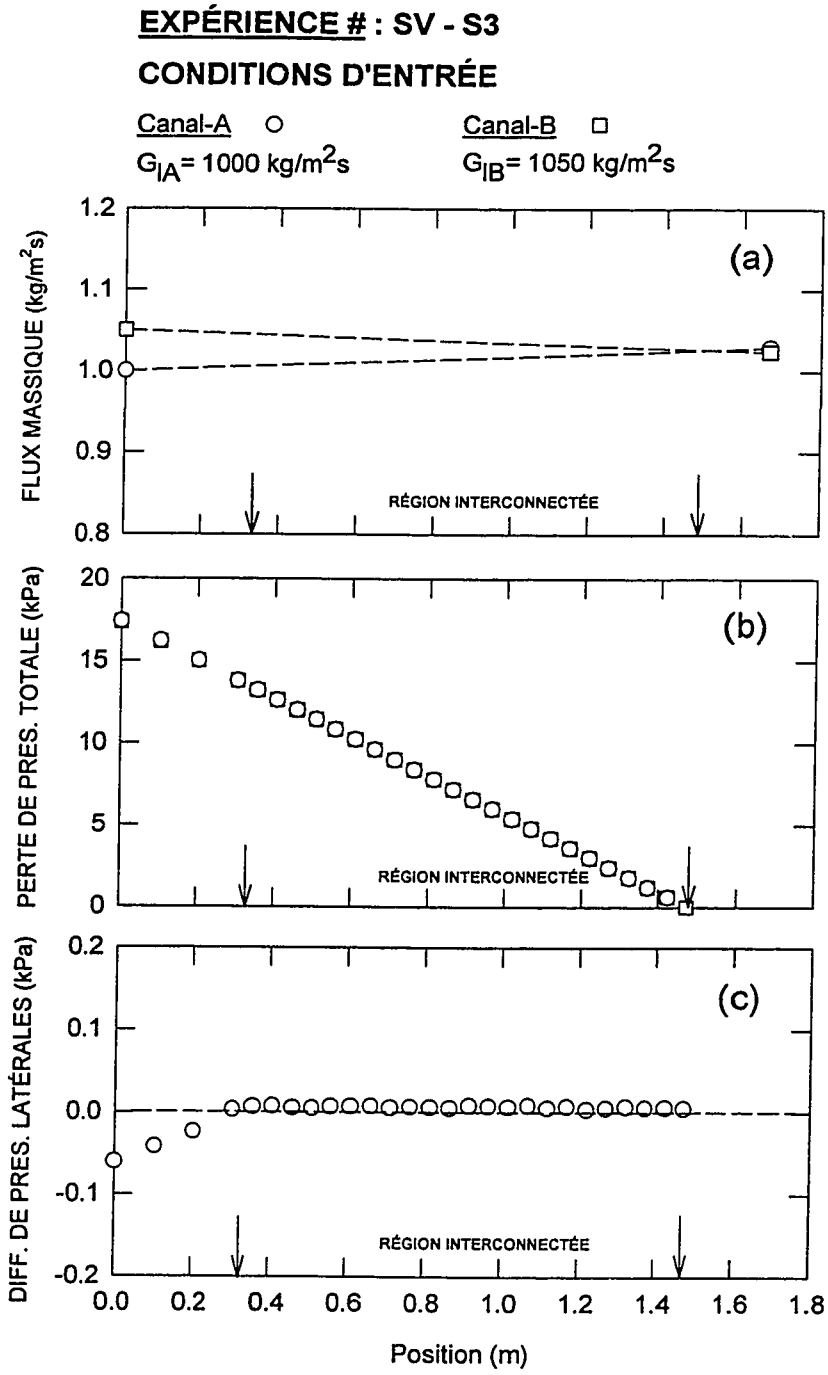


Figure 5.1 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c).

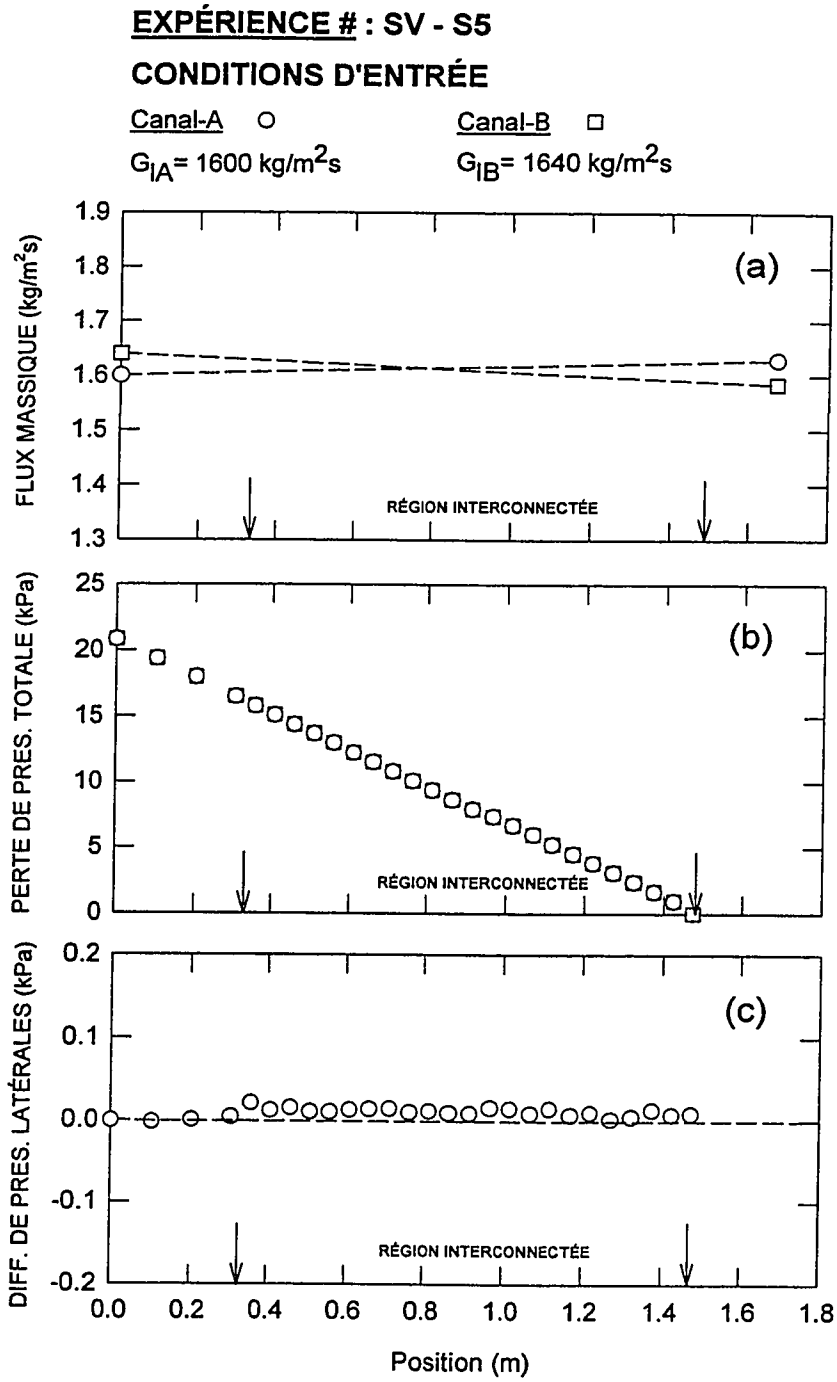


Figure 5.2 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c).

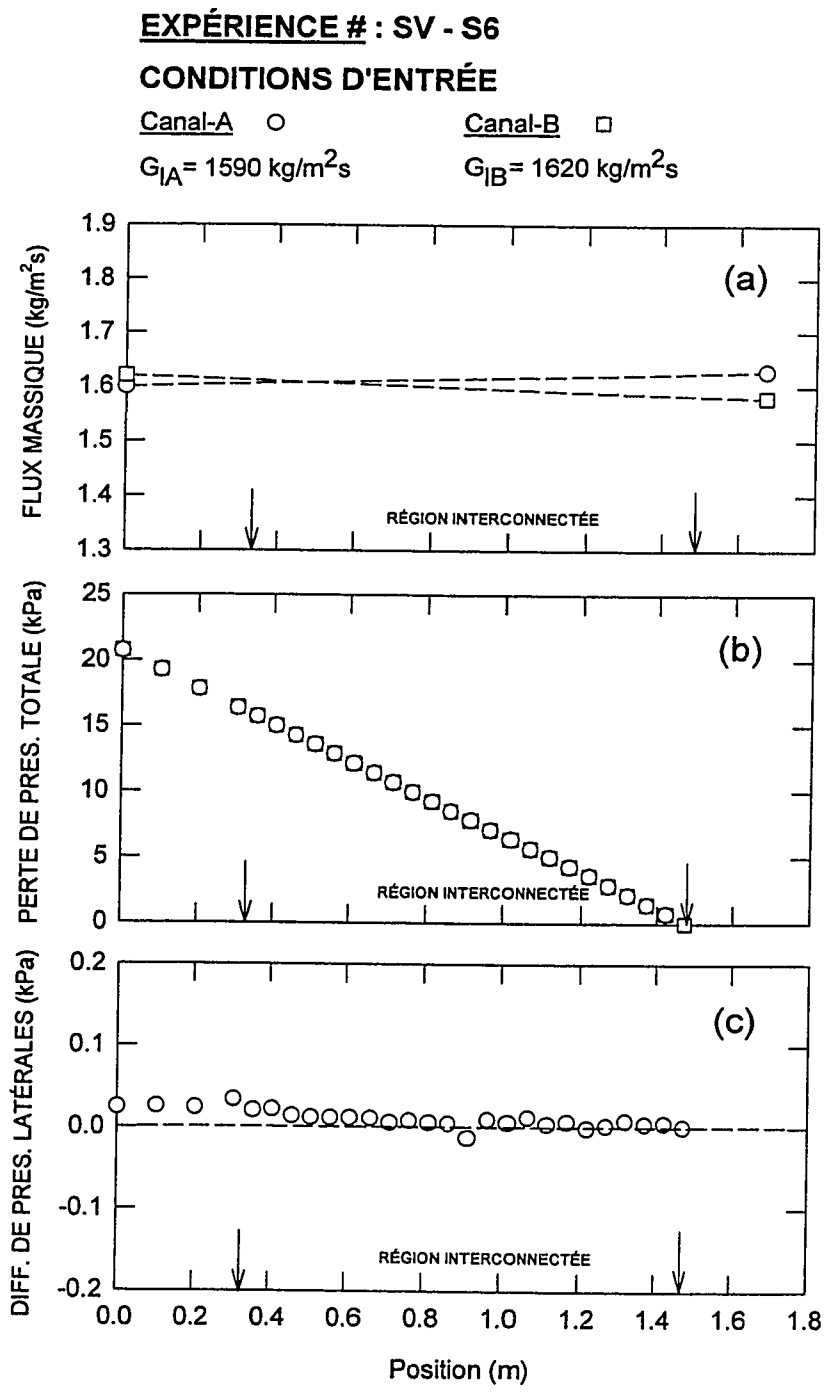


Figure 5.3 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c).

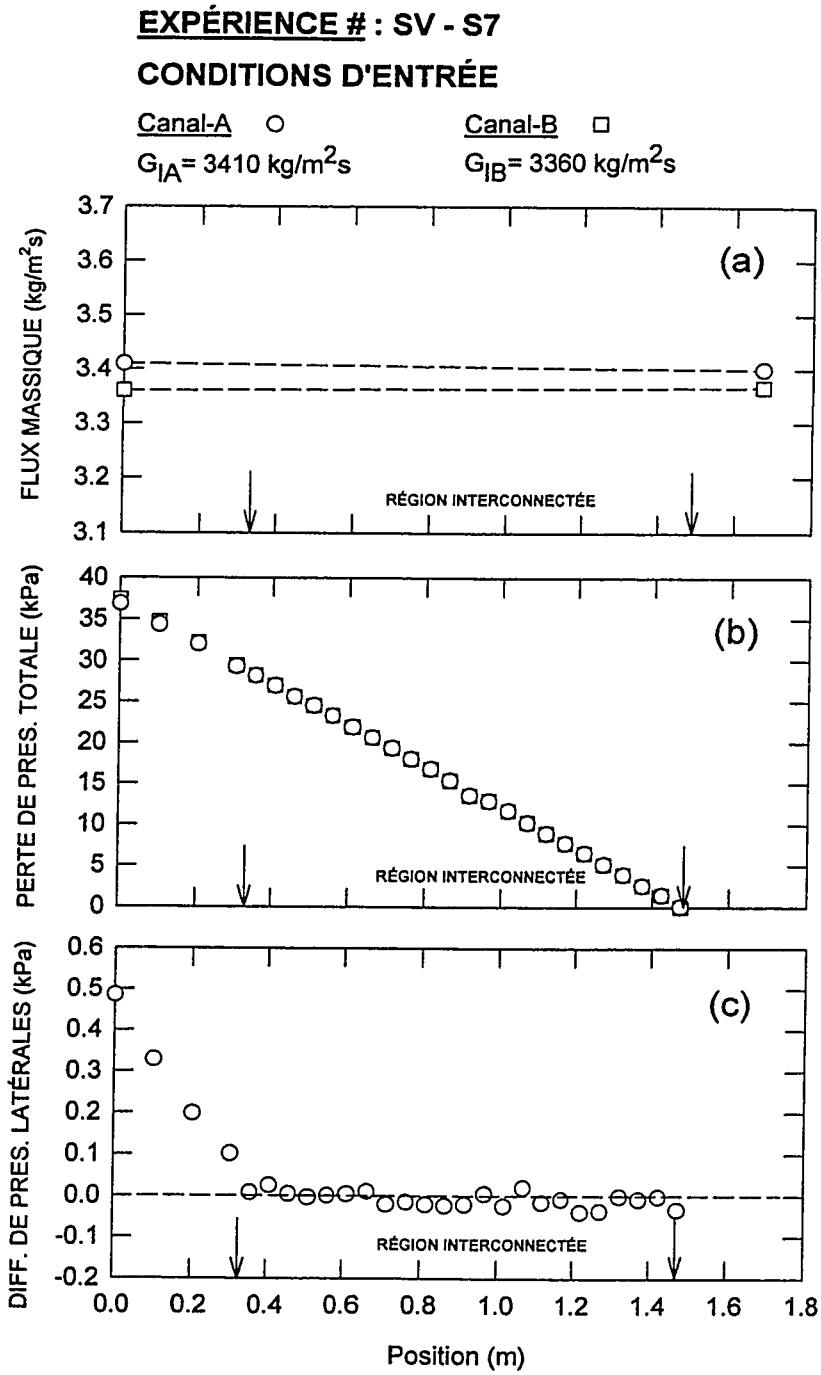


Figure 5.4 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c).

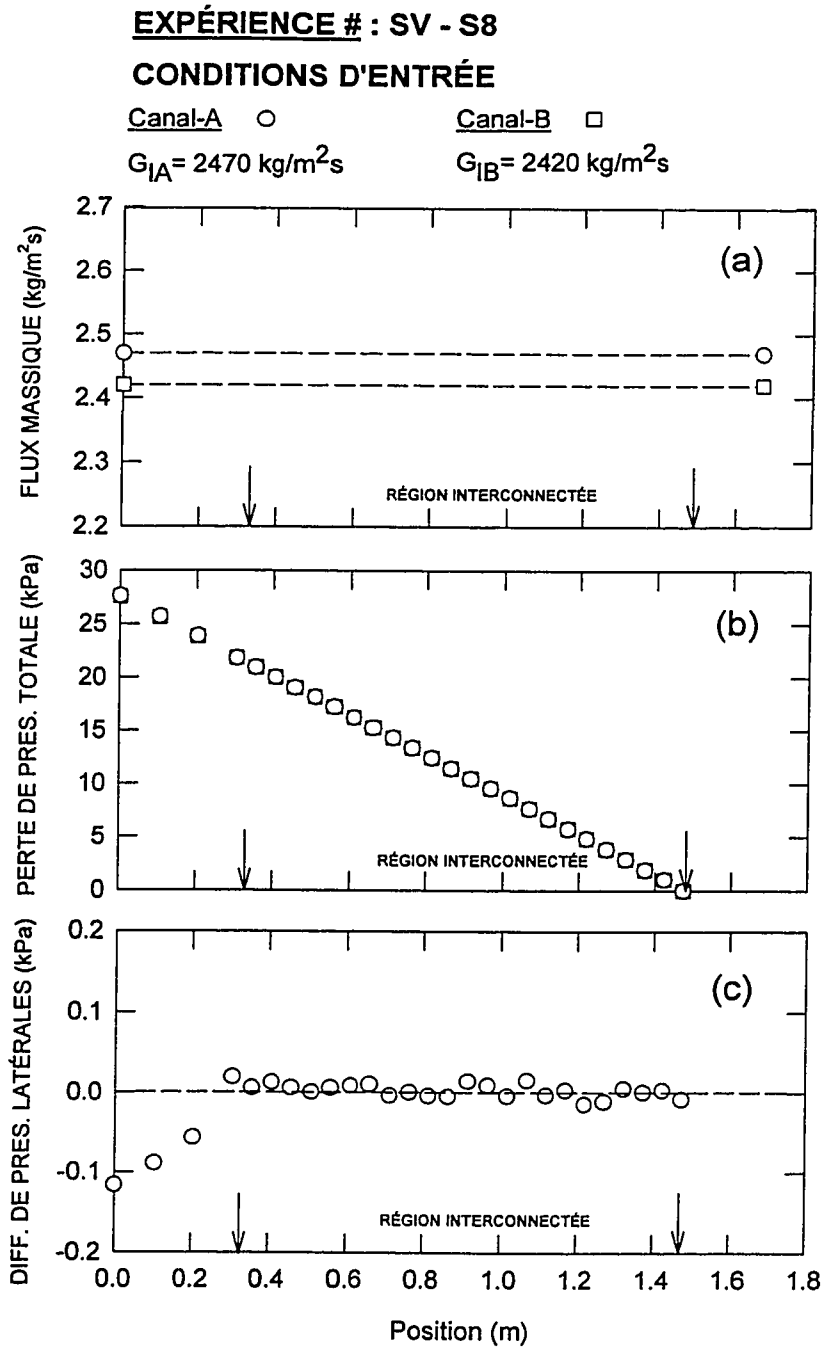


Figure 5.5 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b); Flux massiques (c).

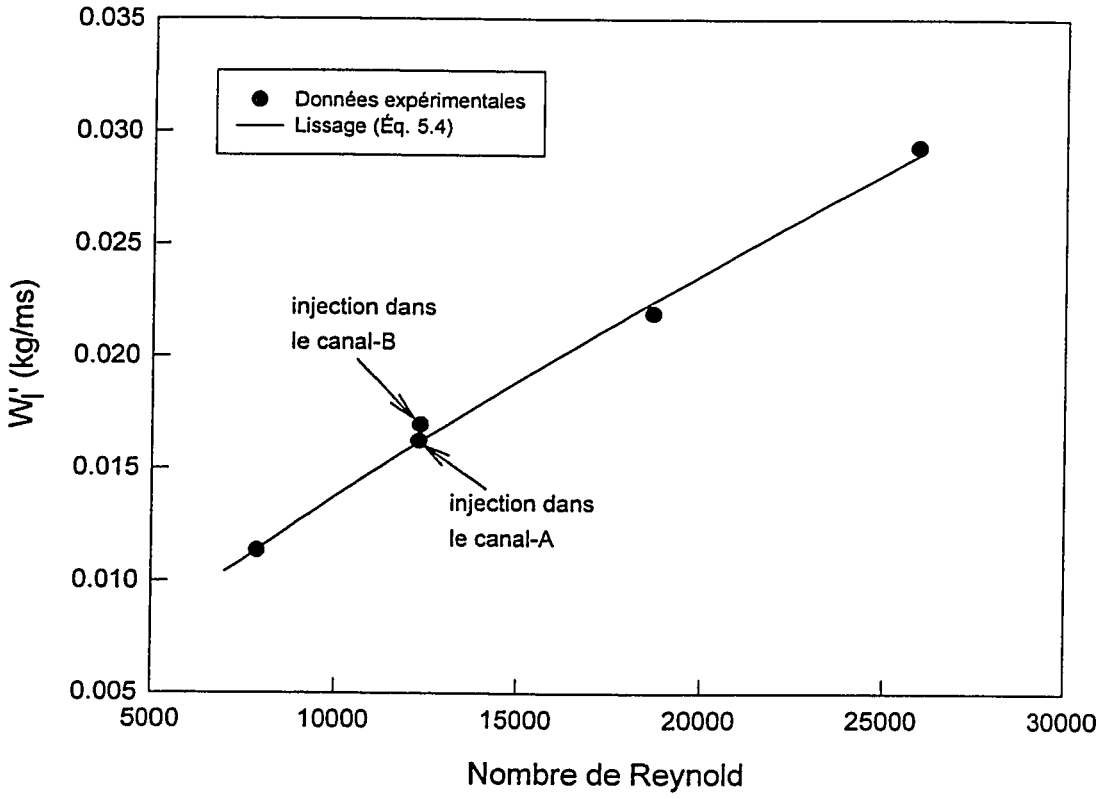


Figure 5.6 Échanges turbulents monophasiques.

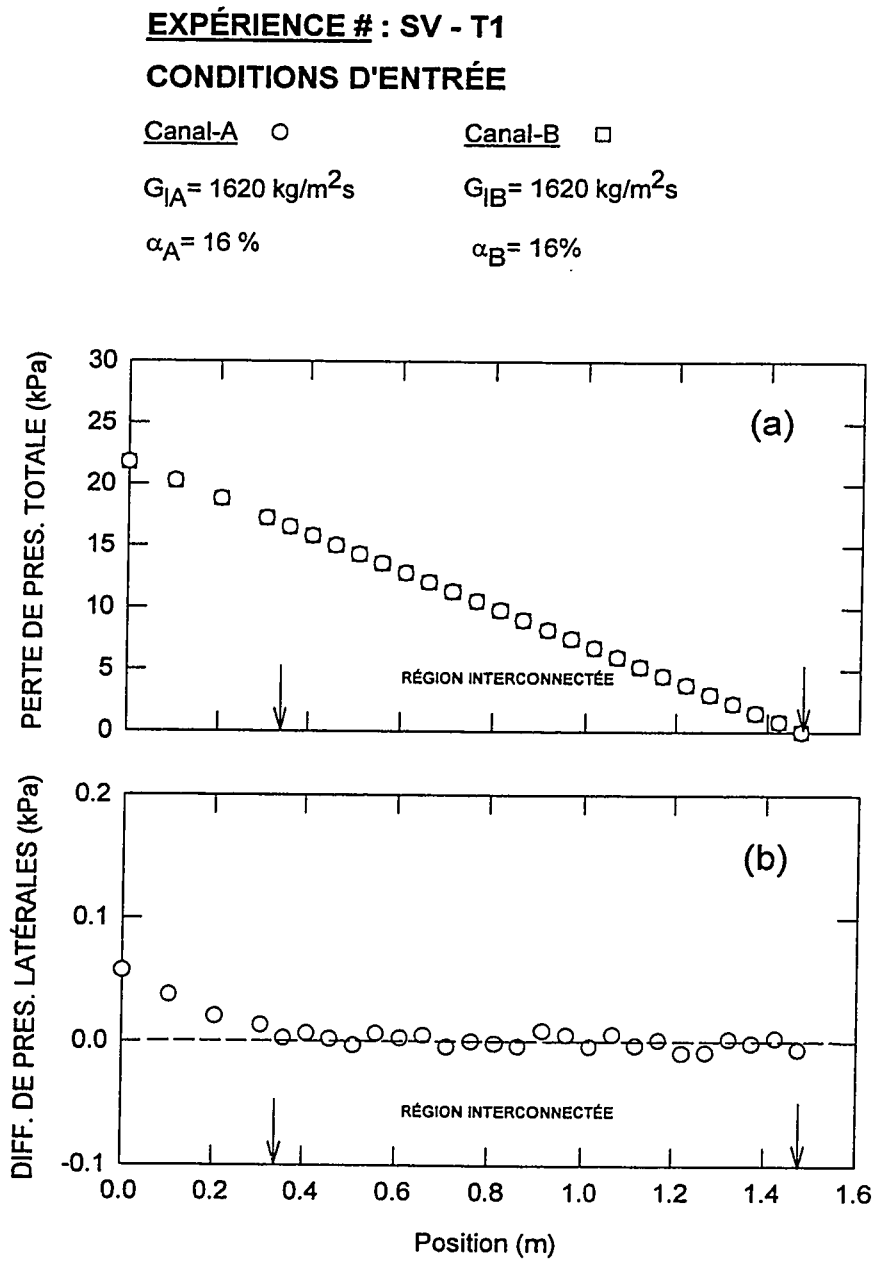


Figure 5.7 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

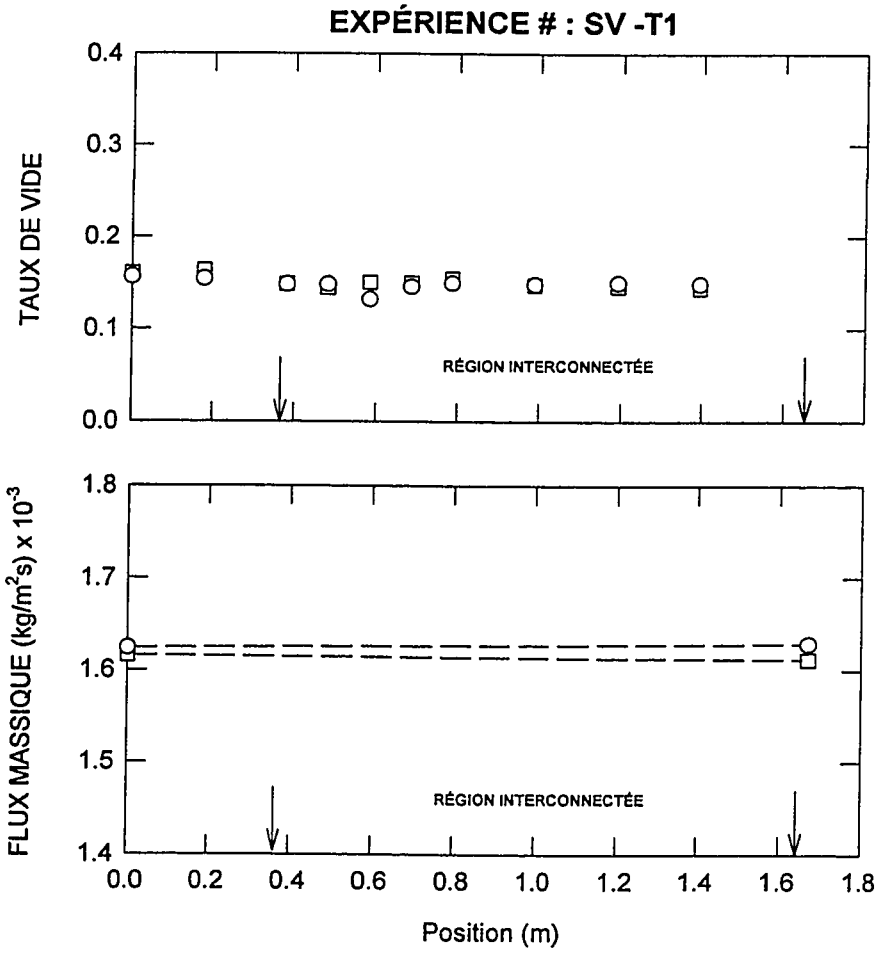


Figure 5.7 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

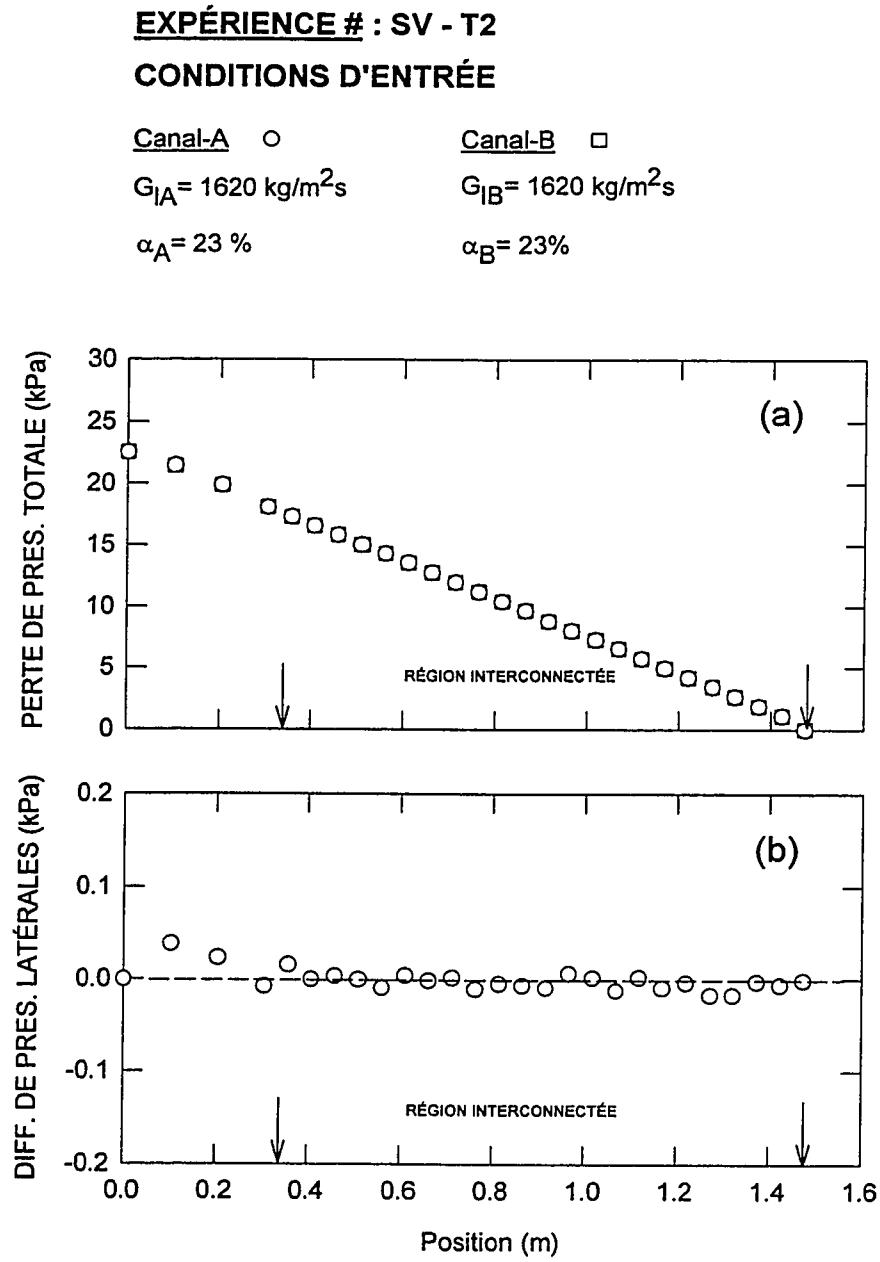


Figure 5.8 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

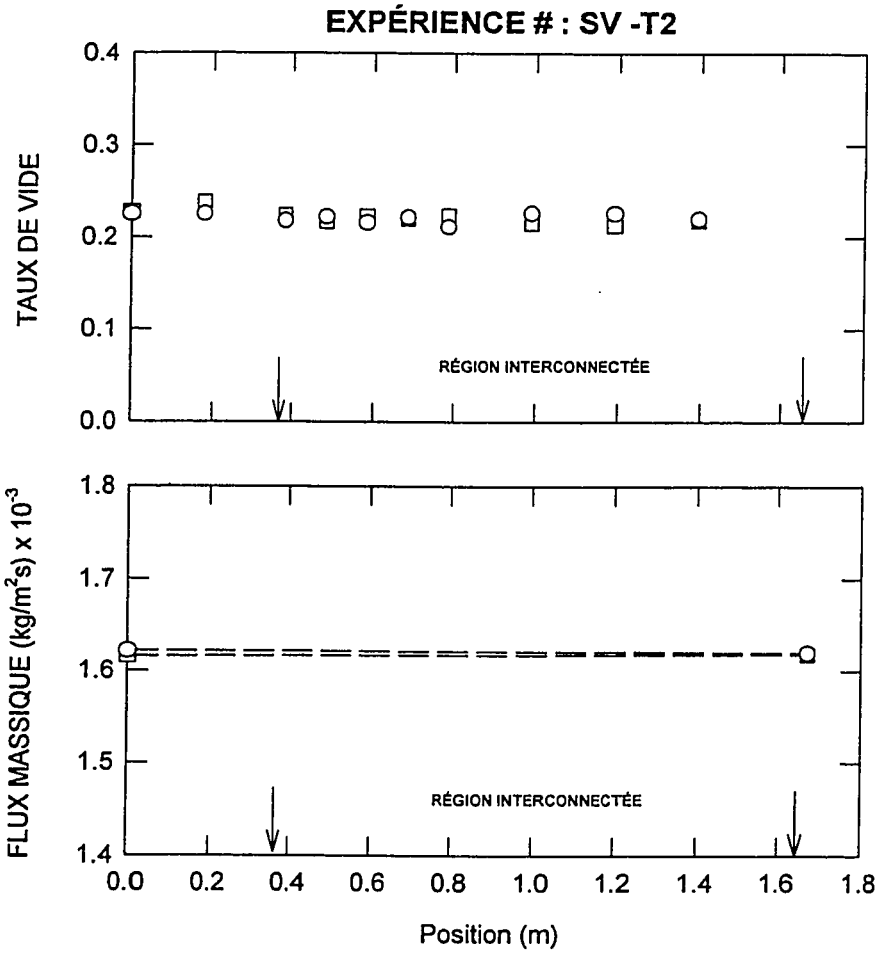


Figure 5.8 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

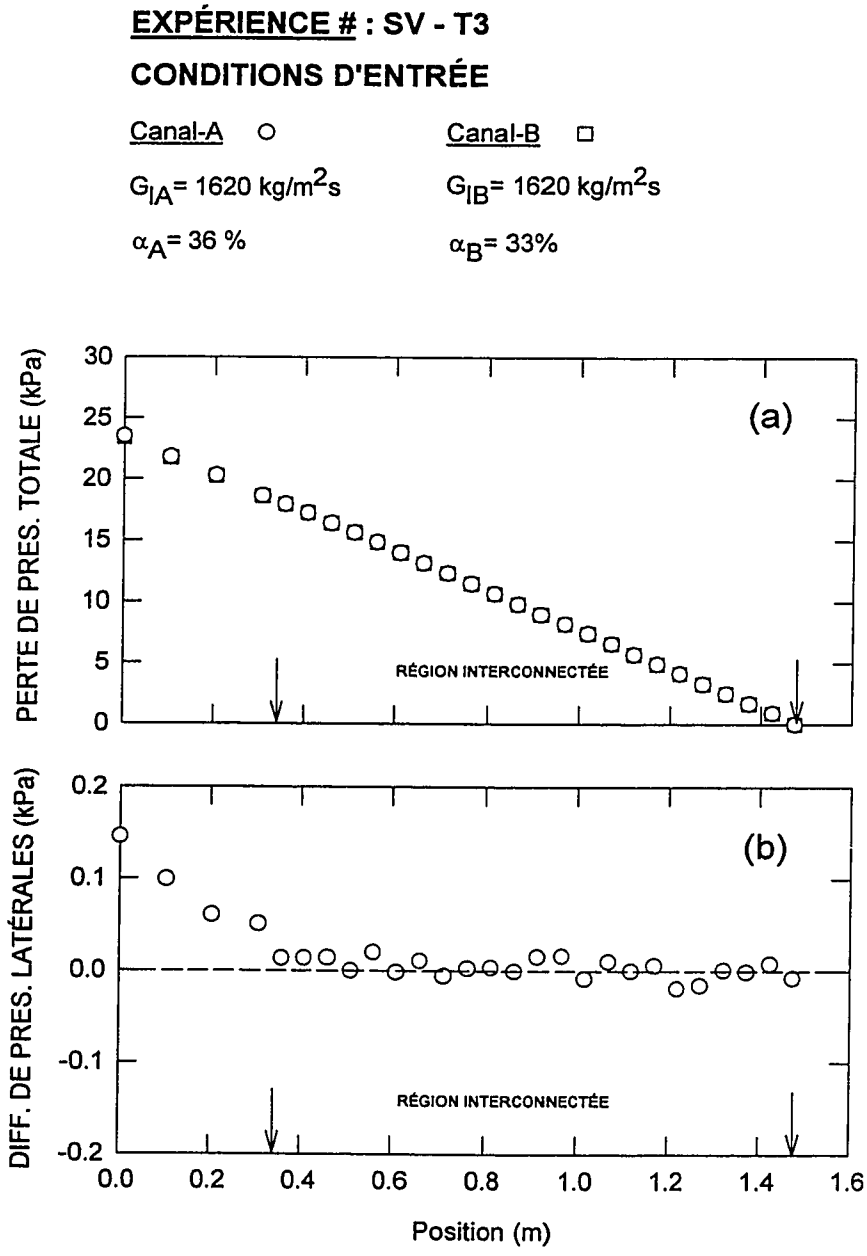


Figure 5.9 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

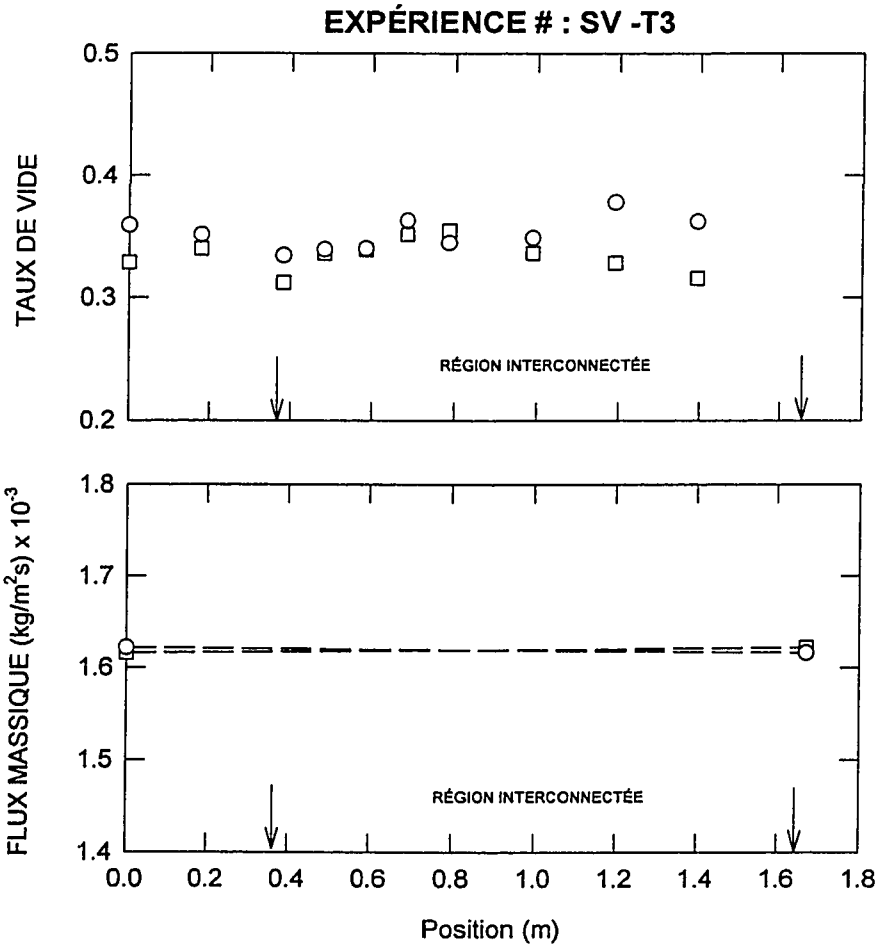


Figure 5.9 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

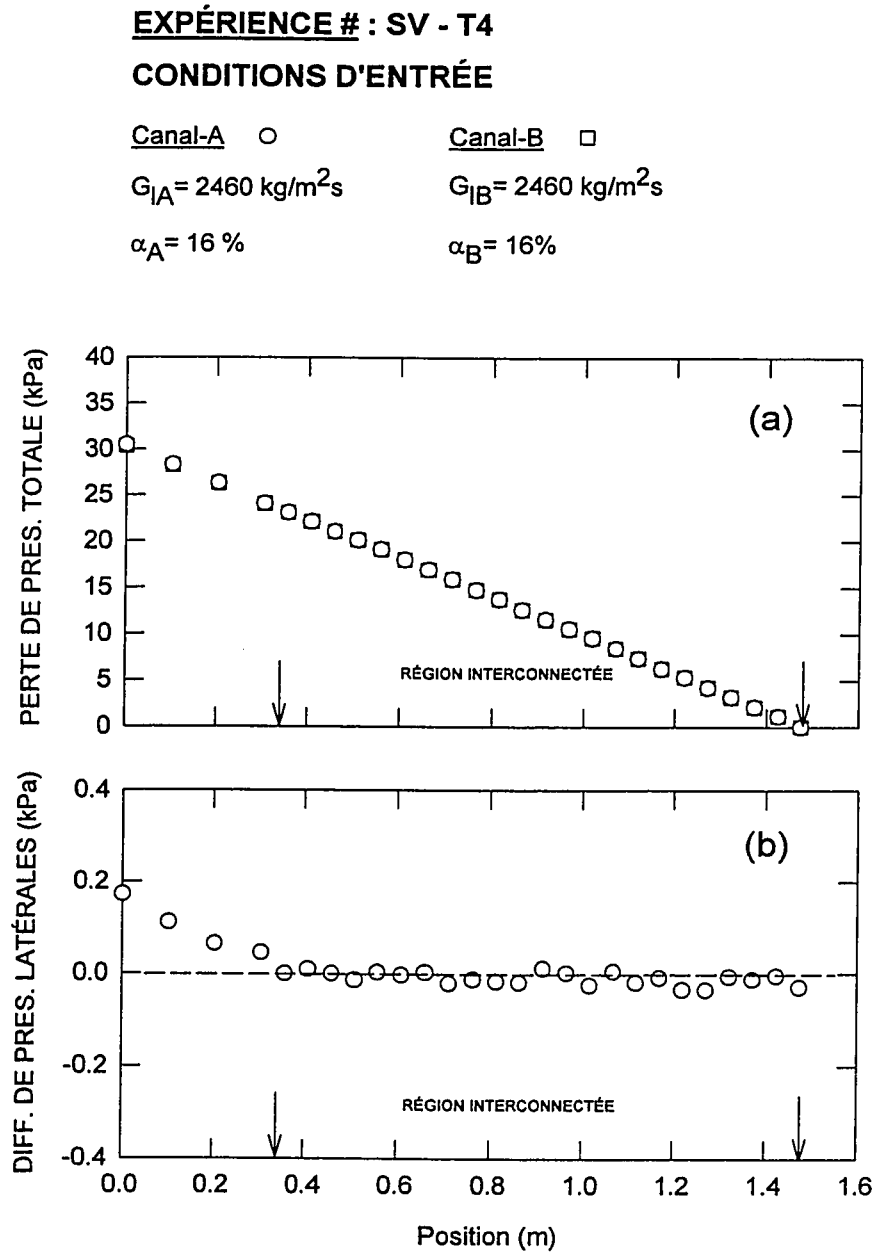


Figure 5.10 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

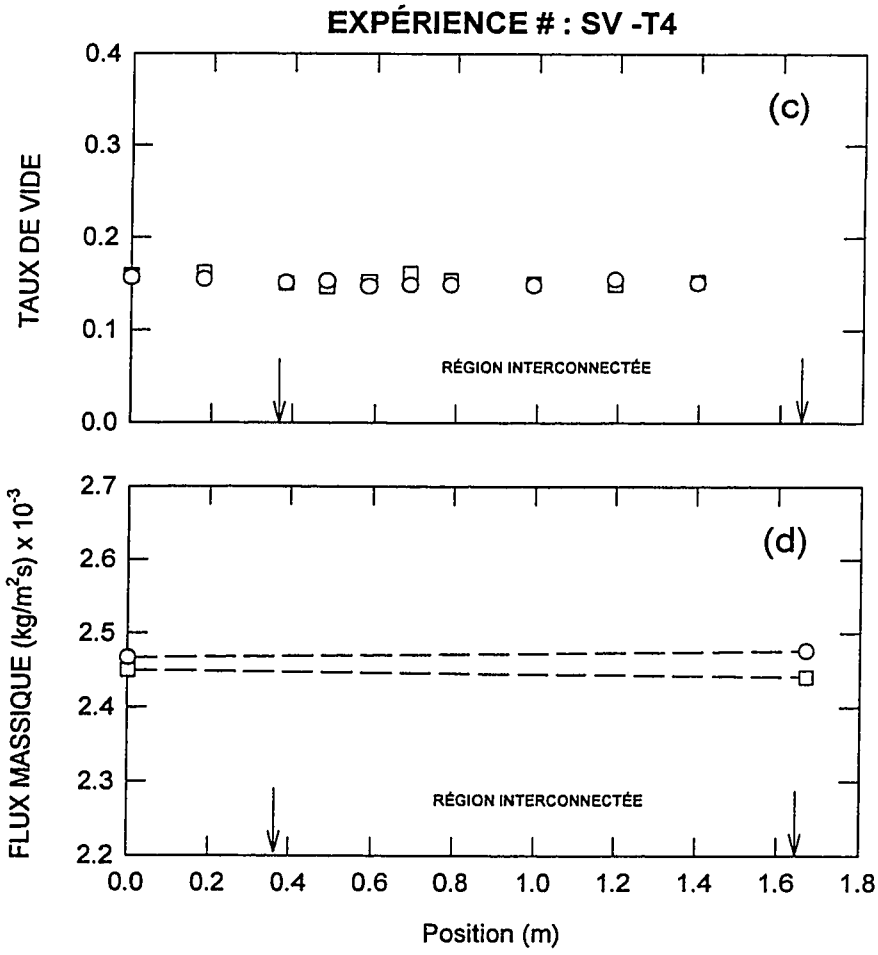


Figure 5.10 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

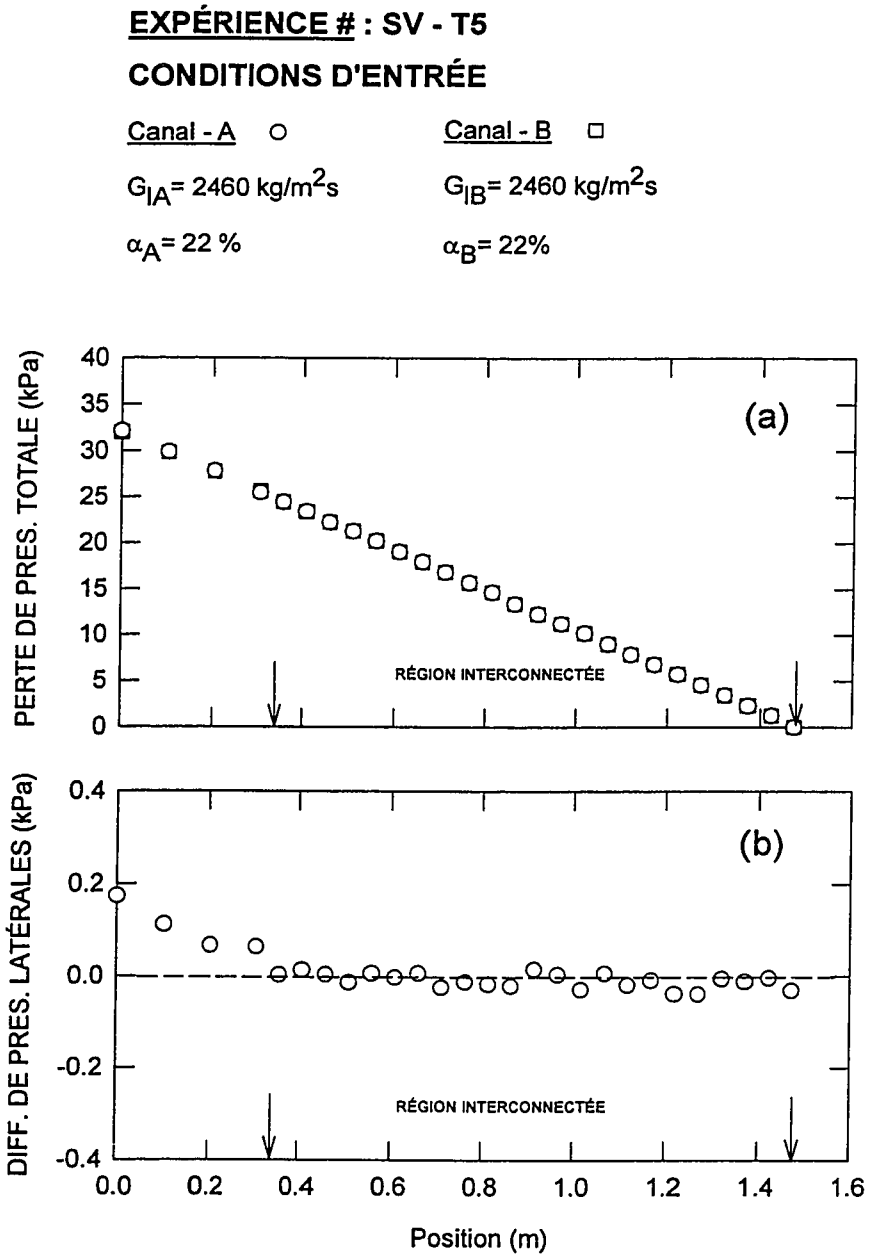


Figure 5.11 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

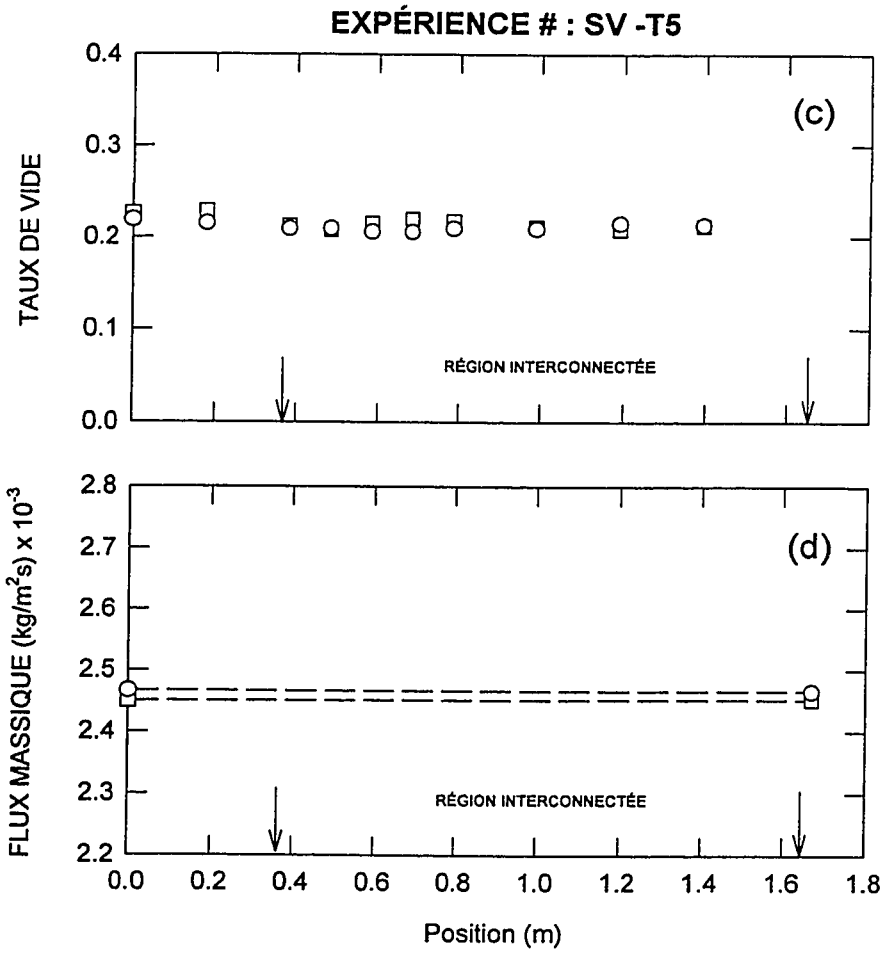


Figure 5.11 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

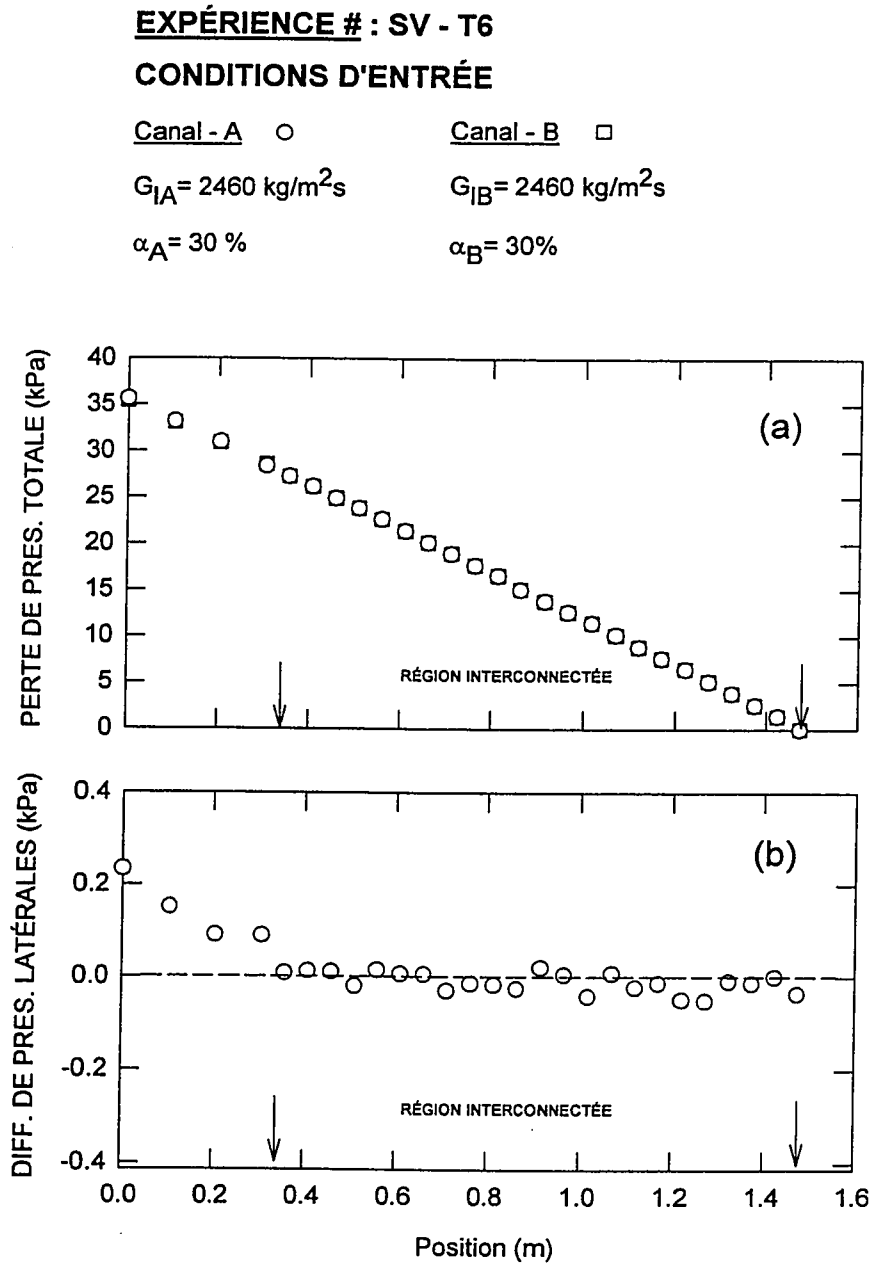


Figure 5.12 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

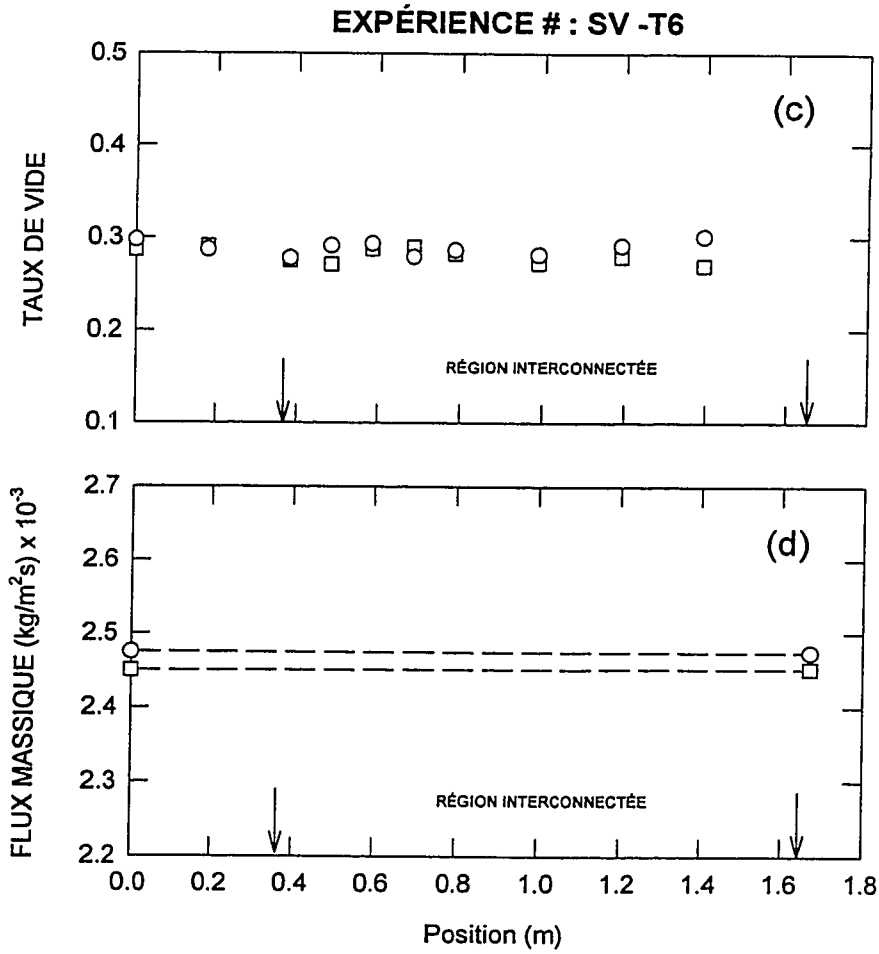


Figure 5.12 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

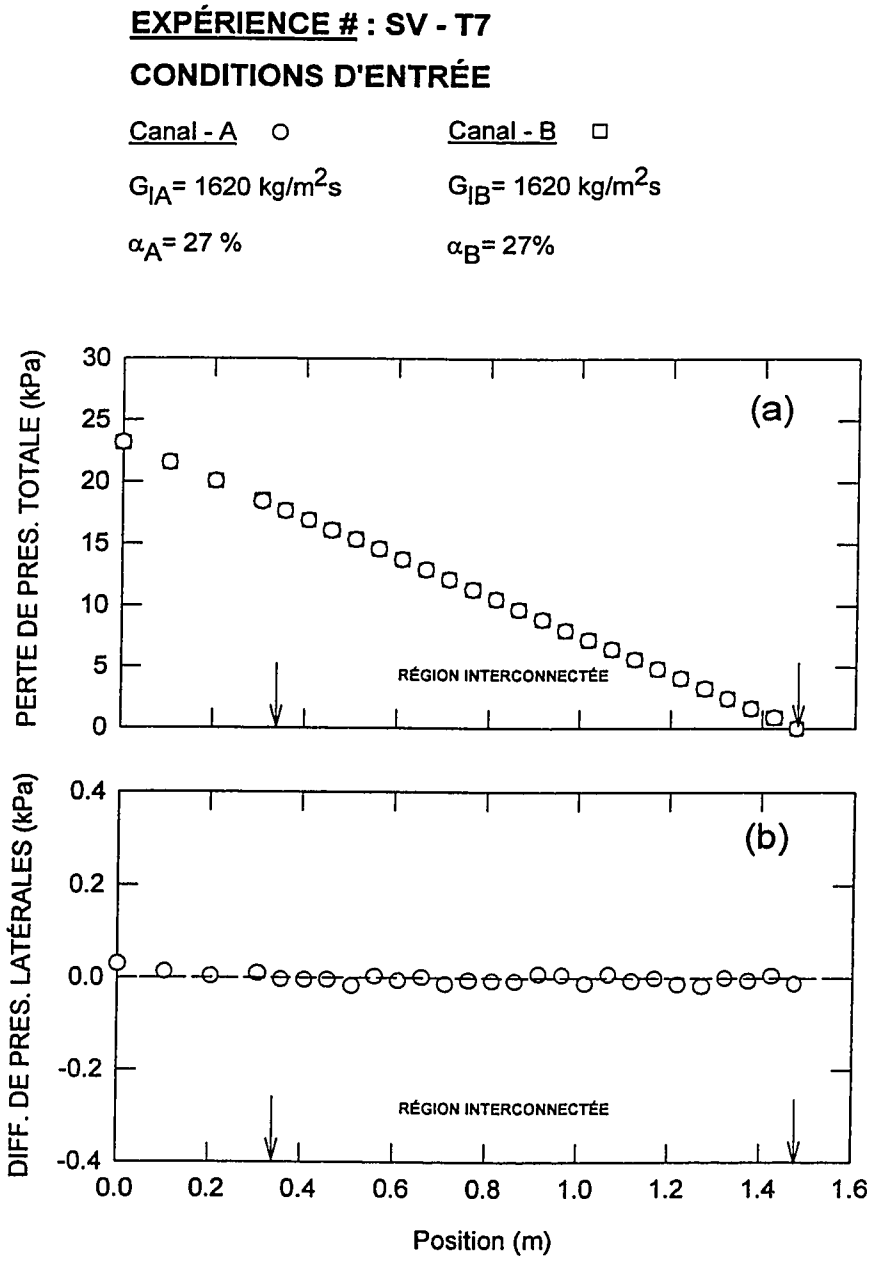


Figure 5.13 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

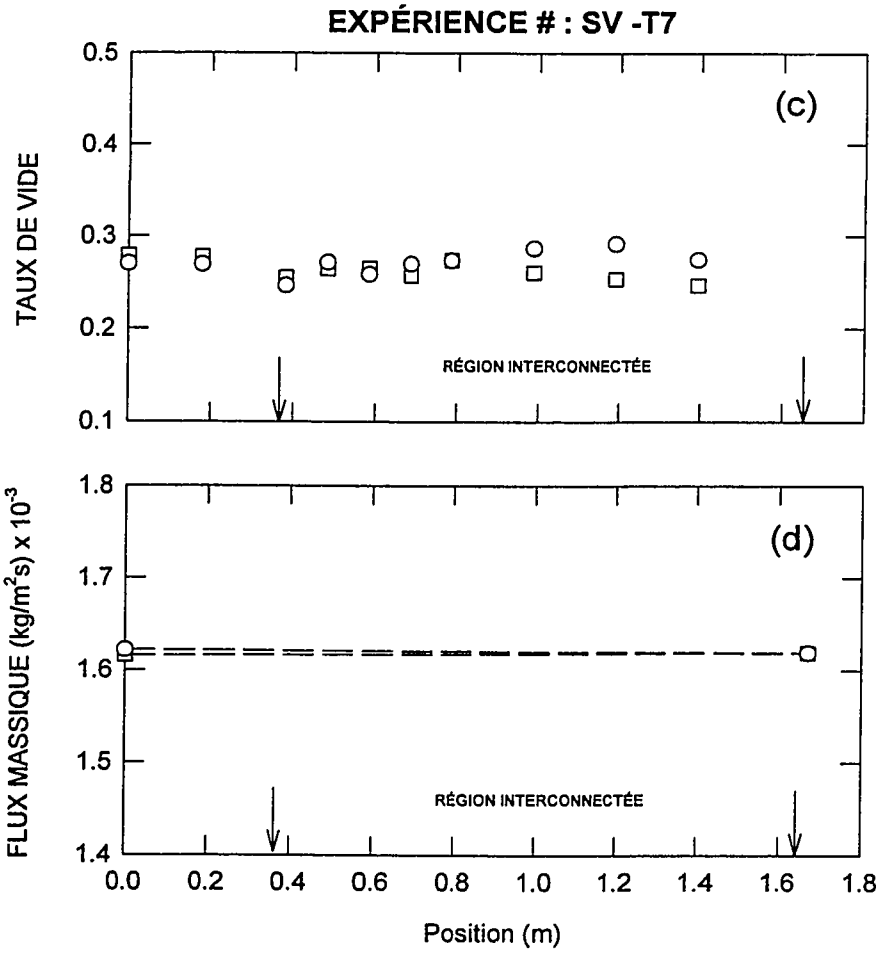


Figure 5.13 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

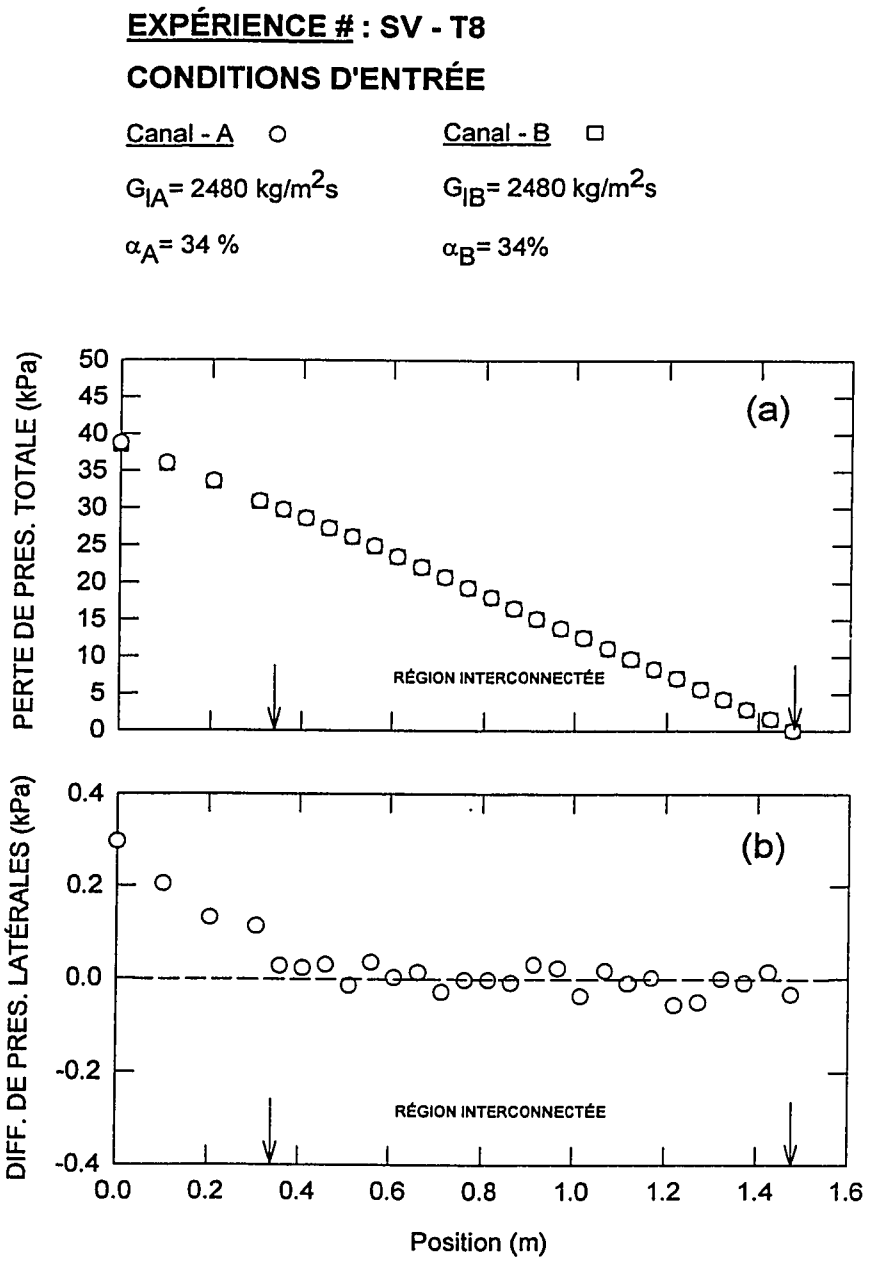


Figure 5.14 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

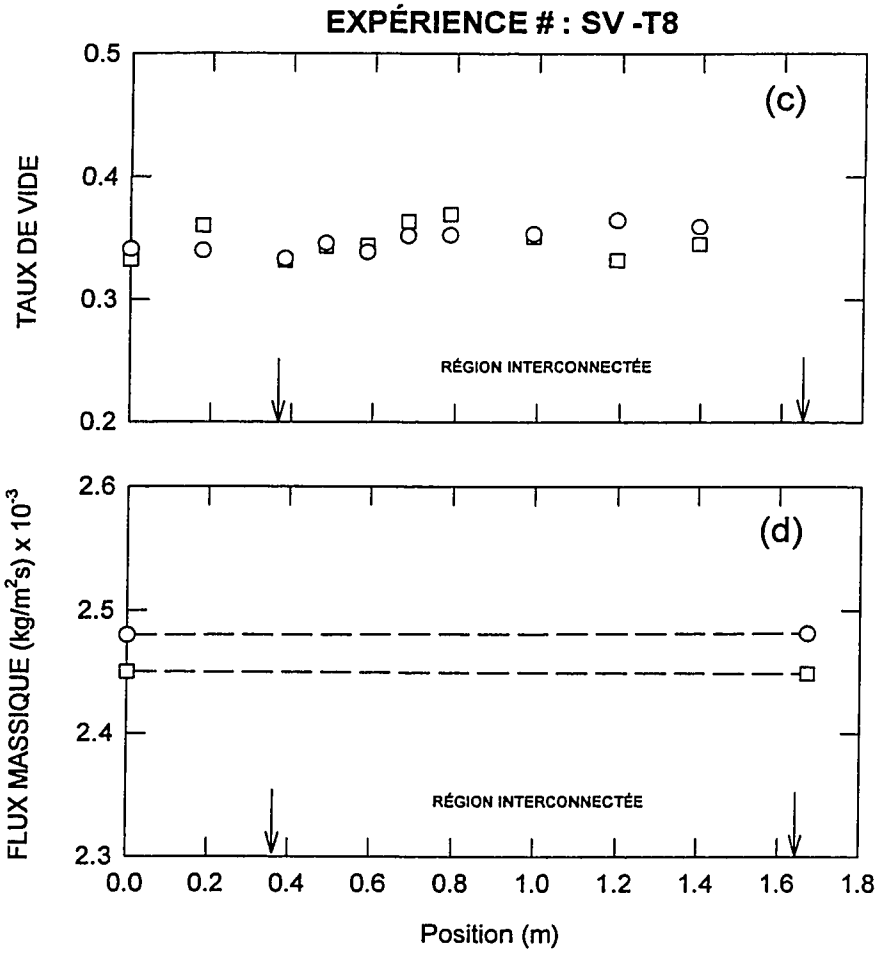


Figure 5.14 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

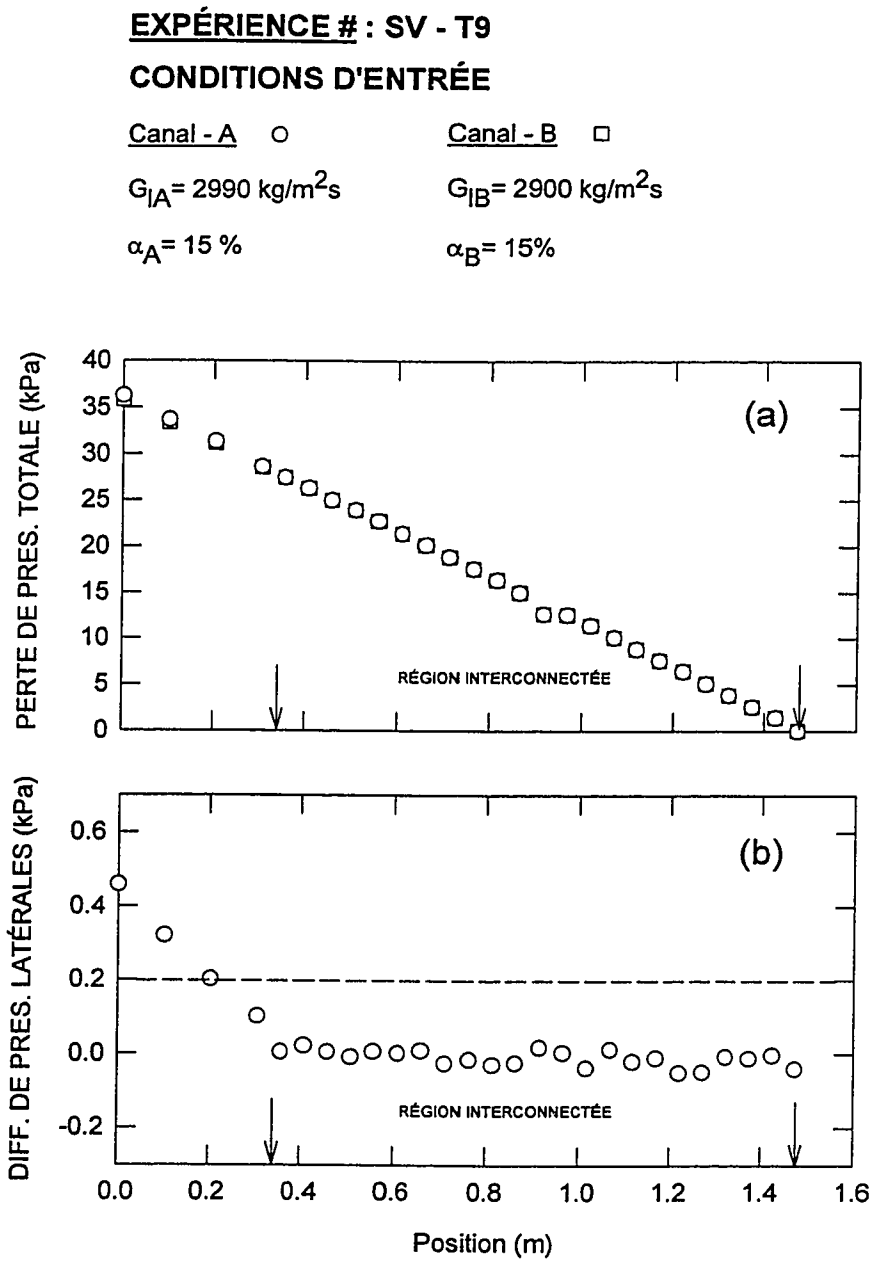


Figure 5.15 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

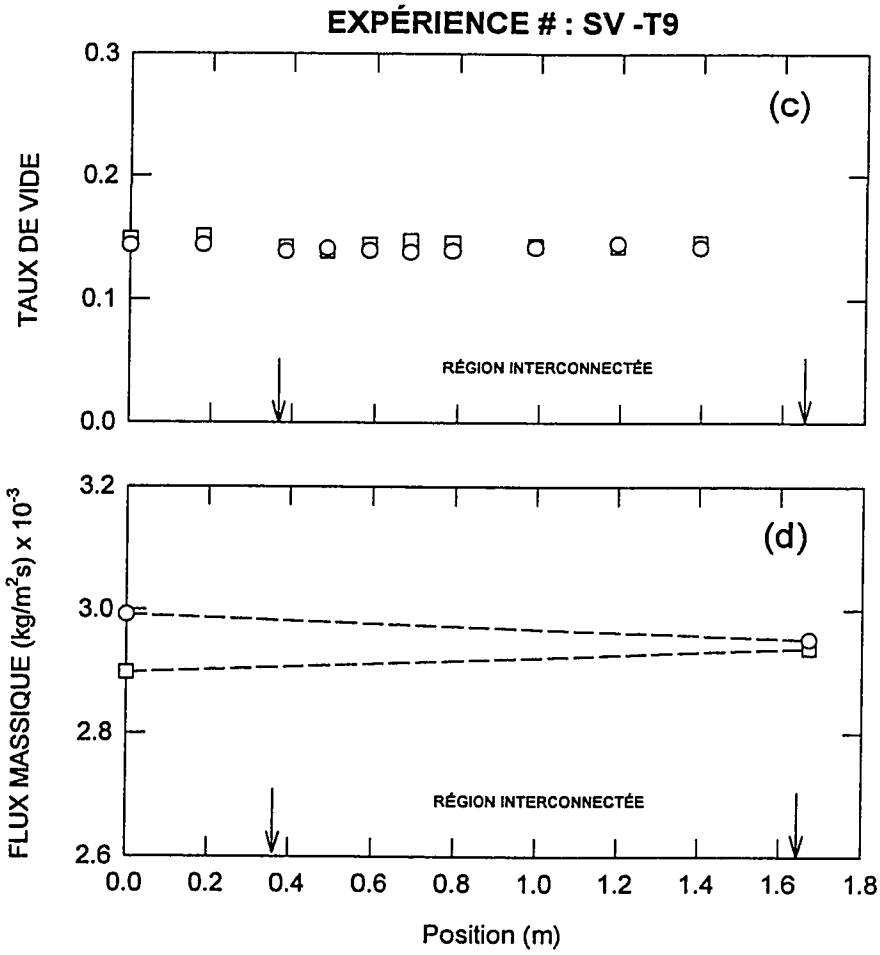


Figure 5.15 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

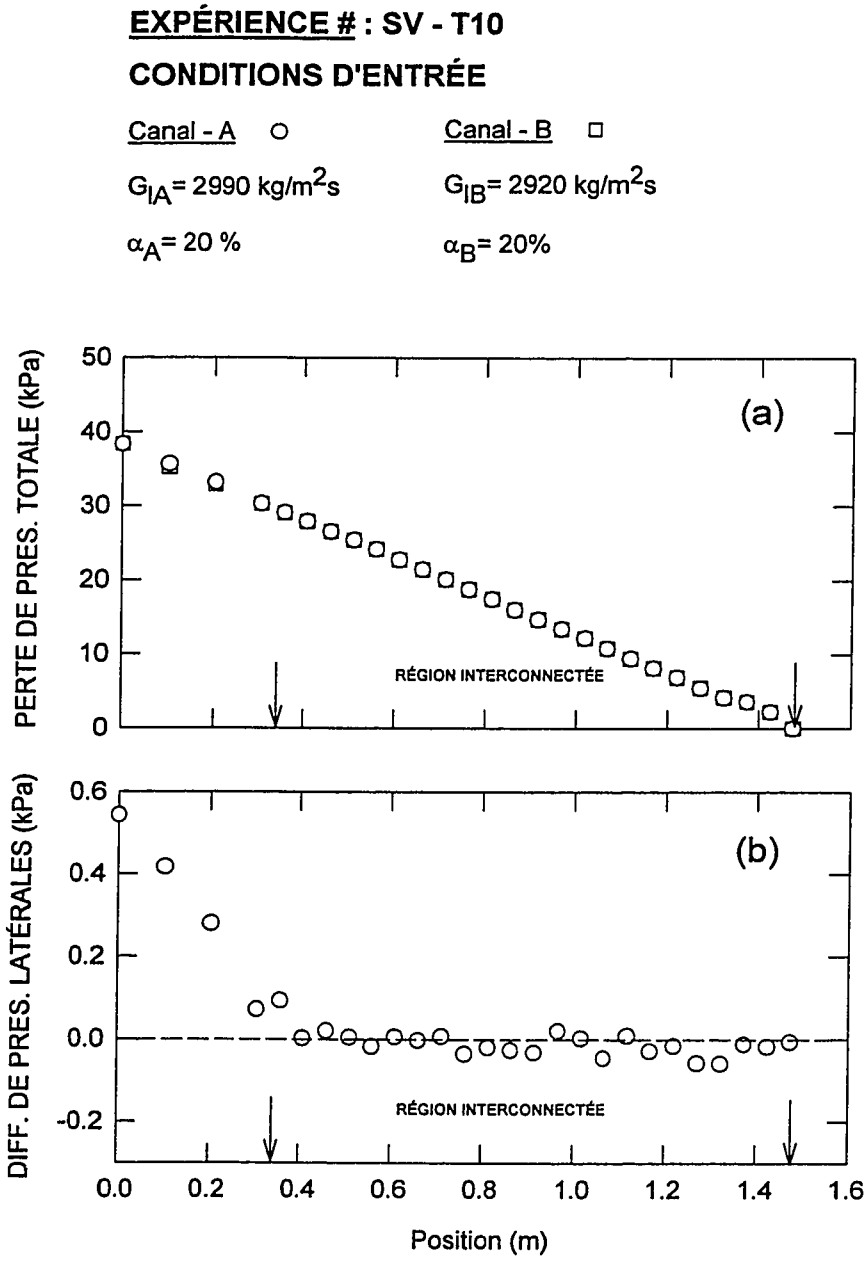


Figure 5.16 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

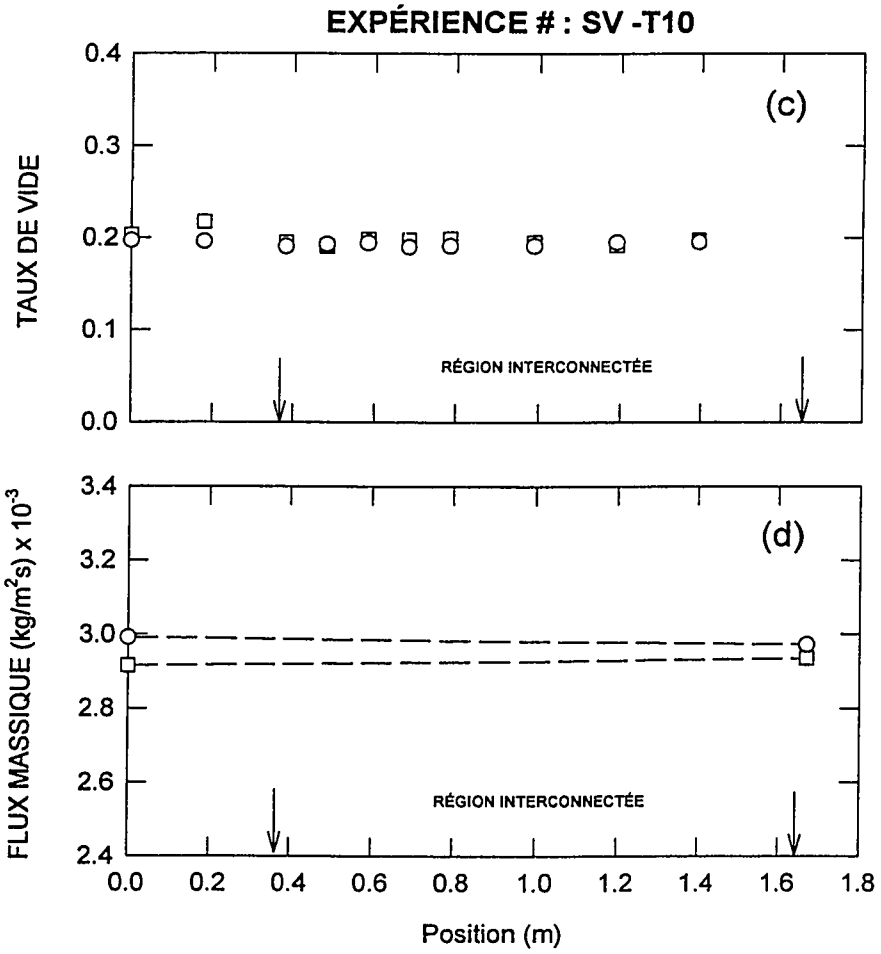


Figure 5.16 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

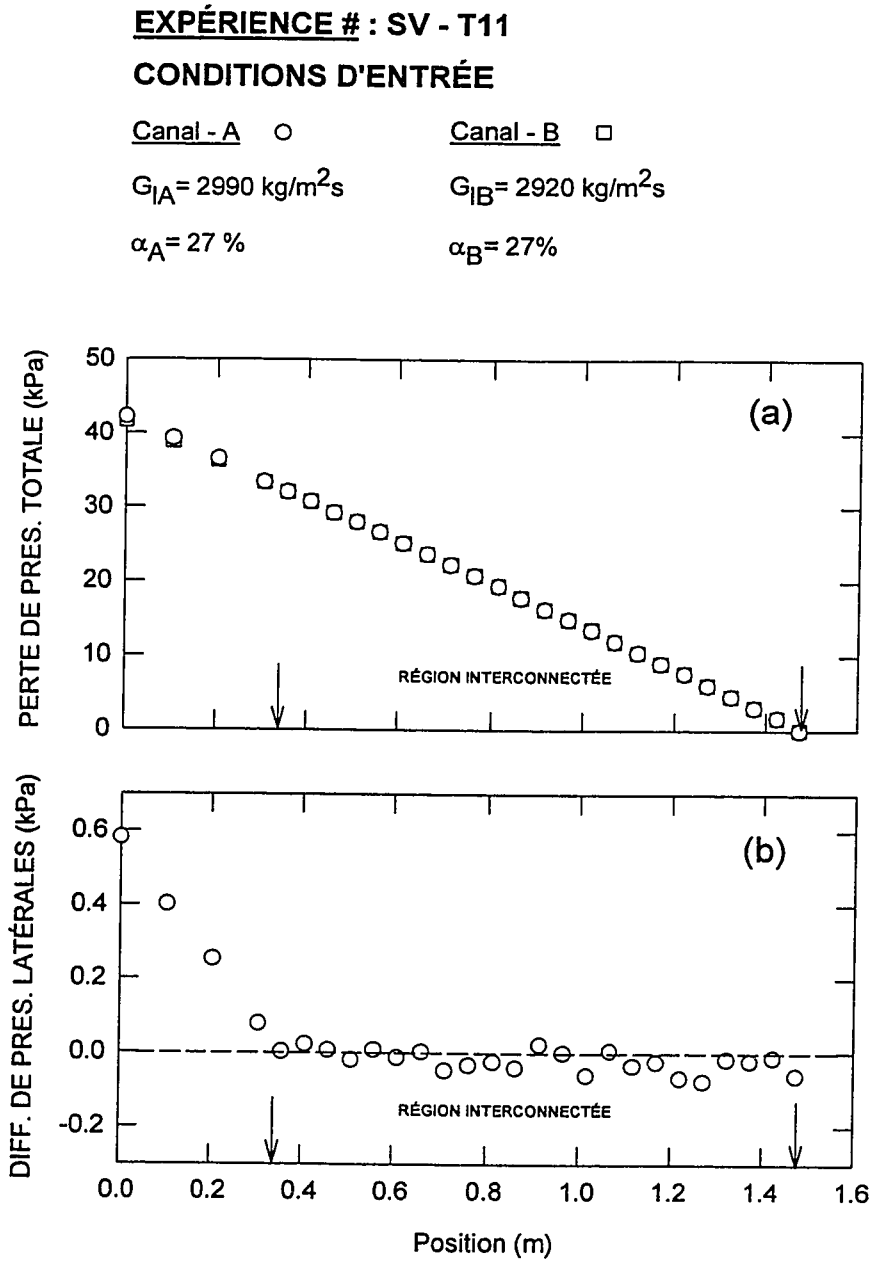


Figure 5.17 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

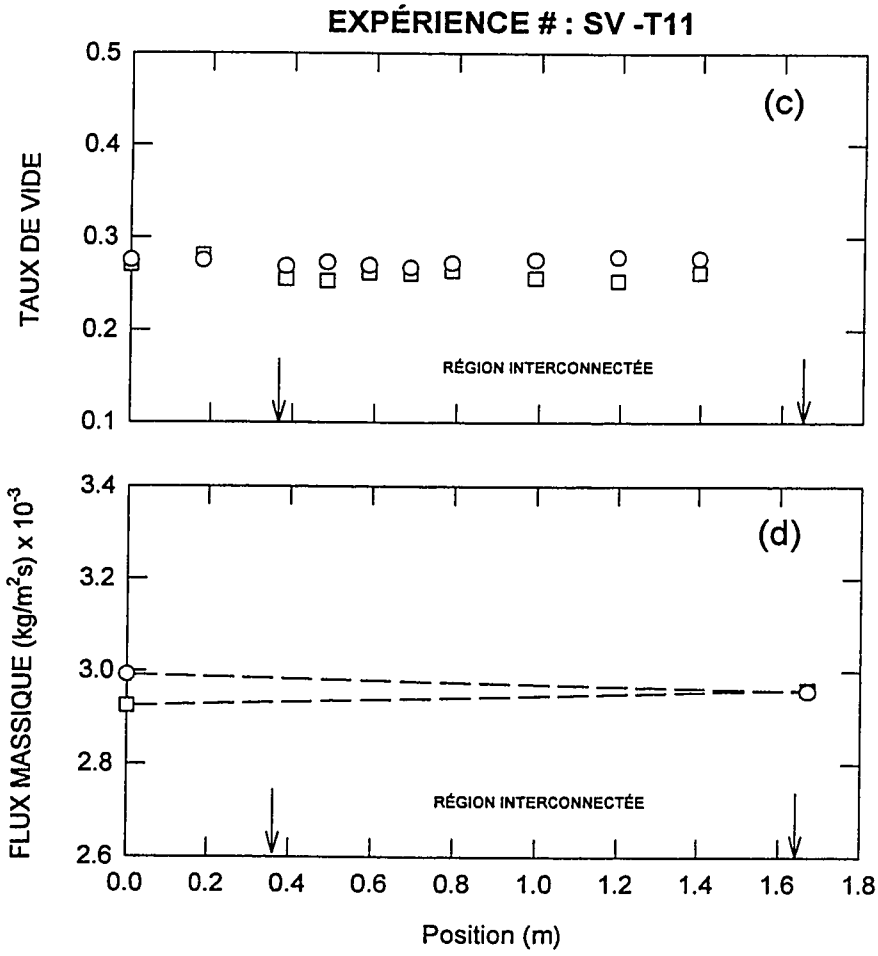


Figure 5.17 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

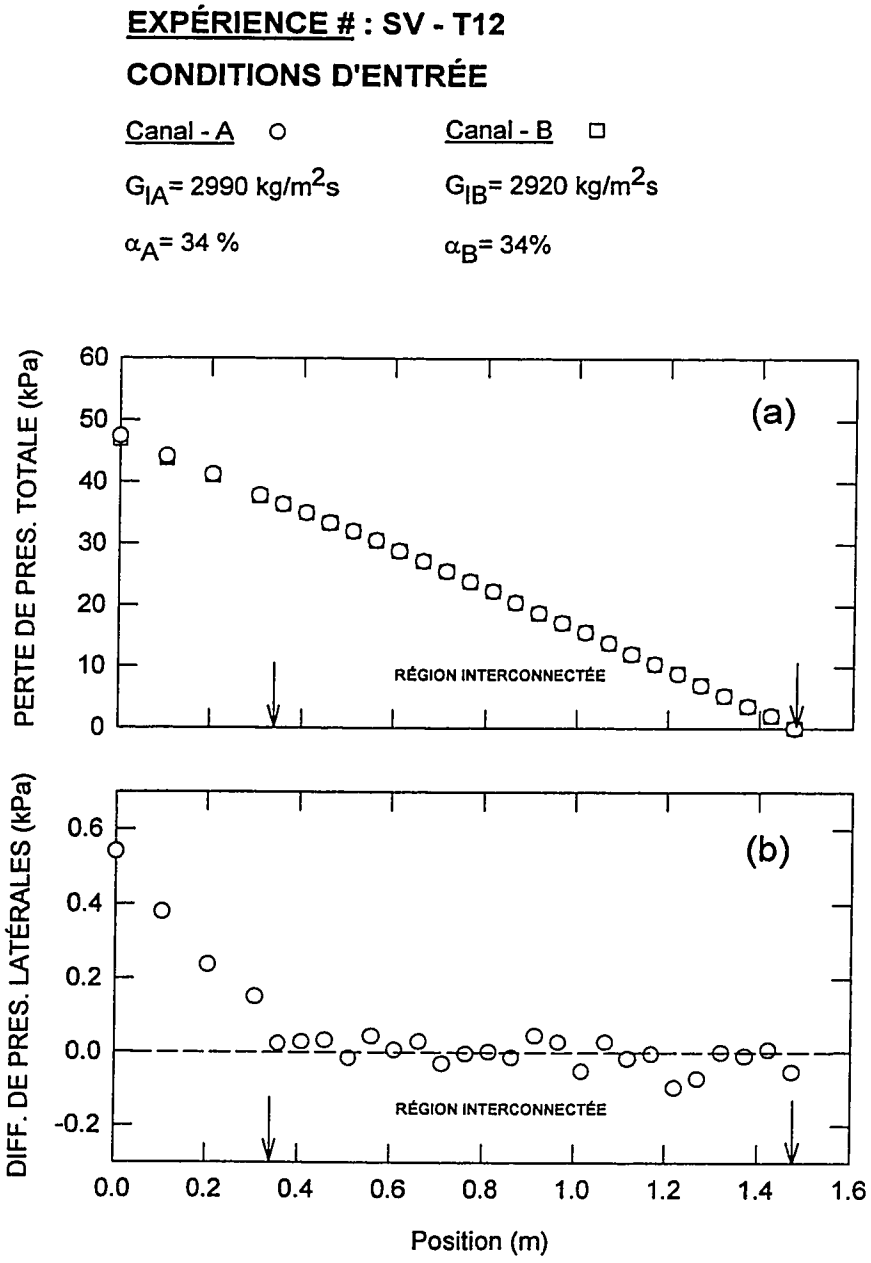


Figure 5.18 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

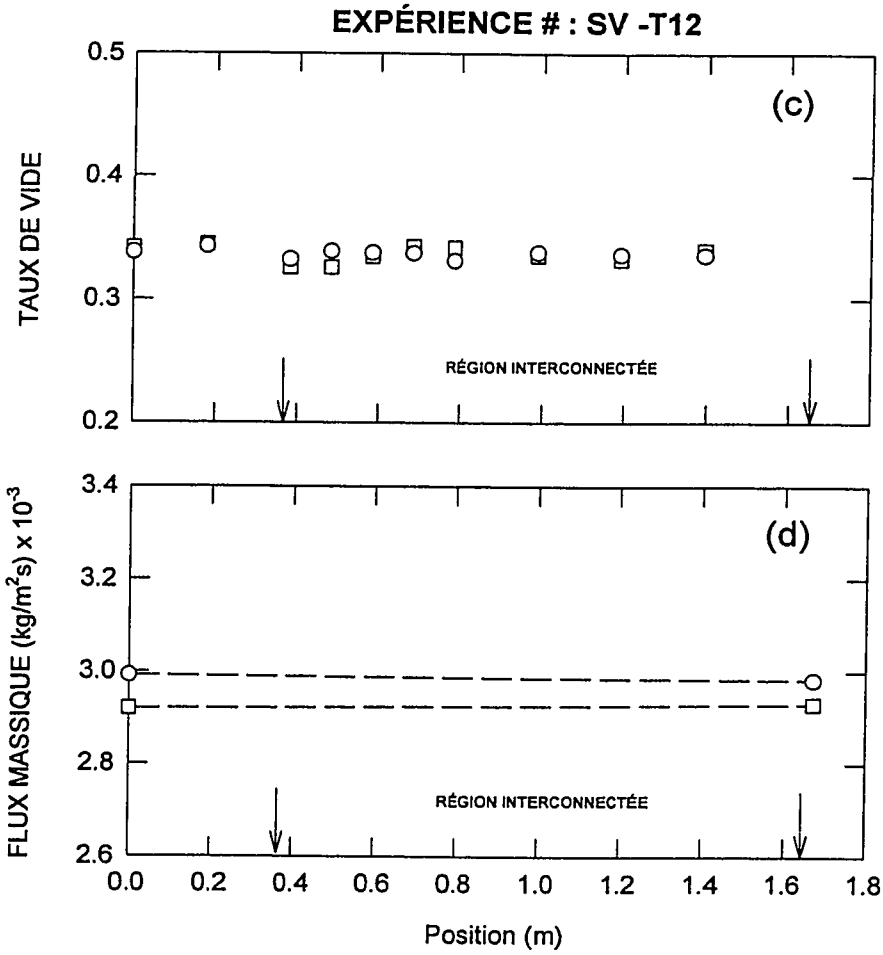


Figure 5.18 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

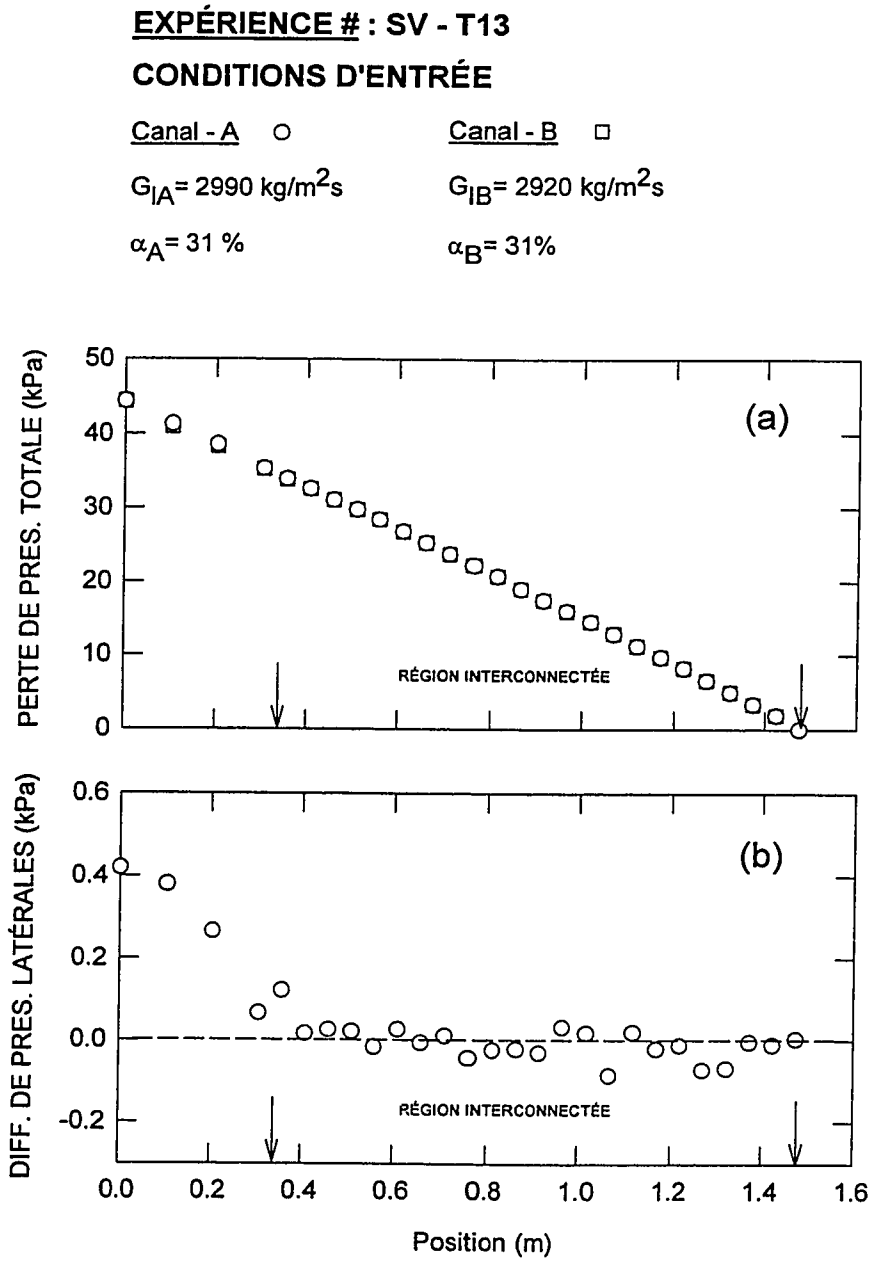


Figure 5.19 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

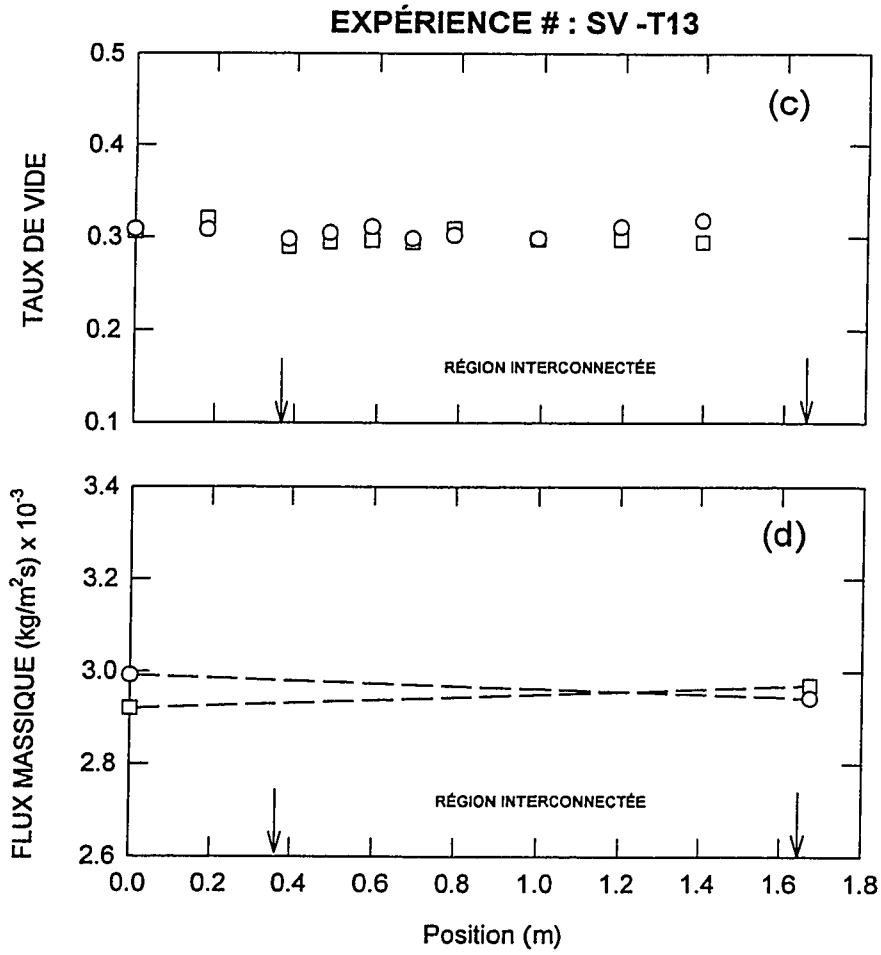


Figure 5.19 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

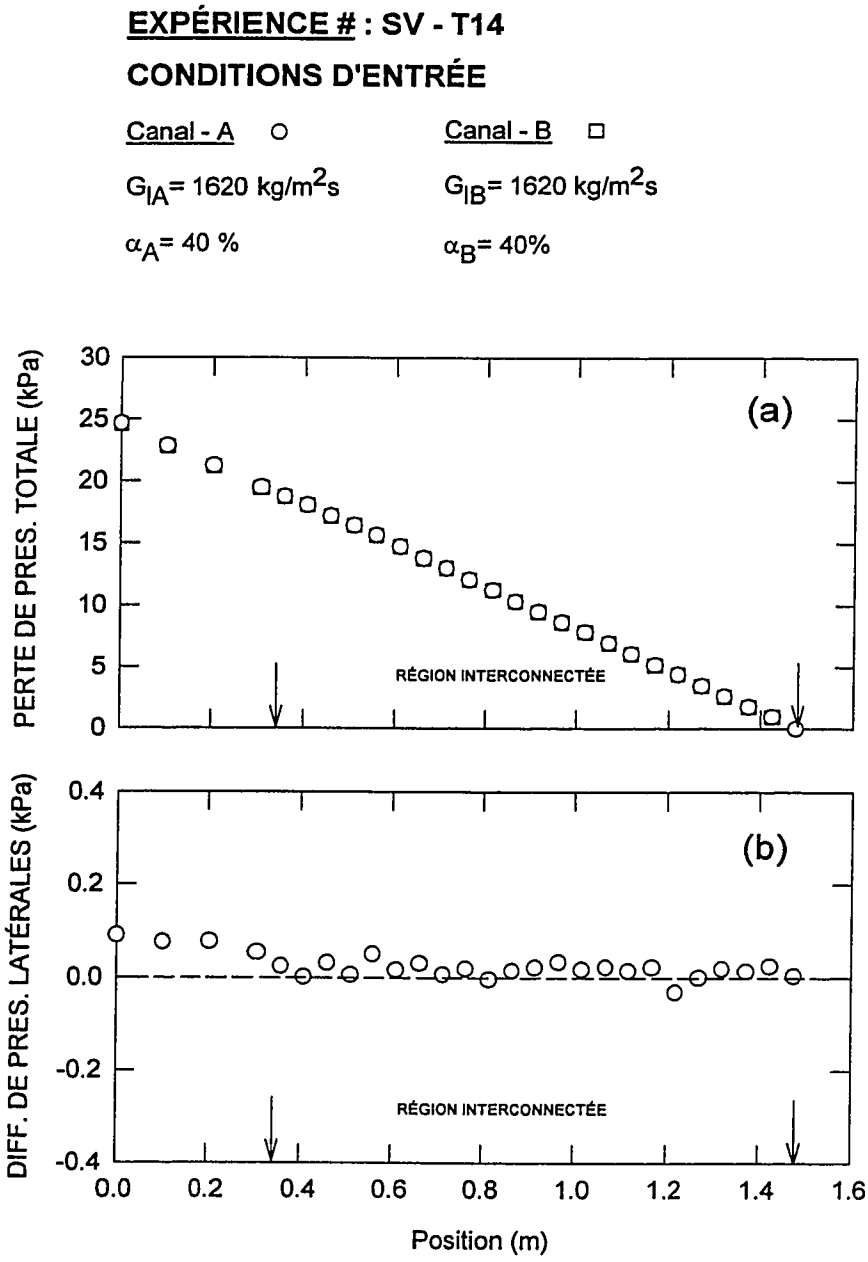


Figure 5.20 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

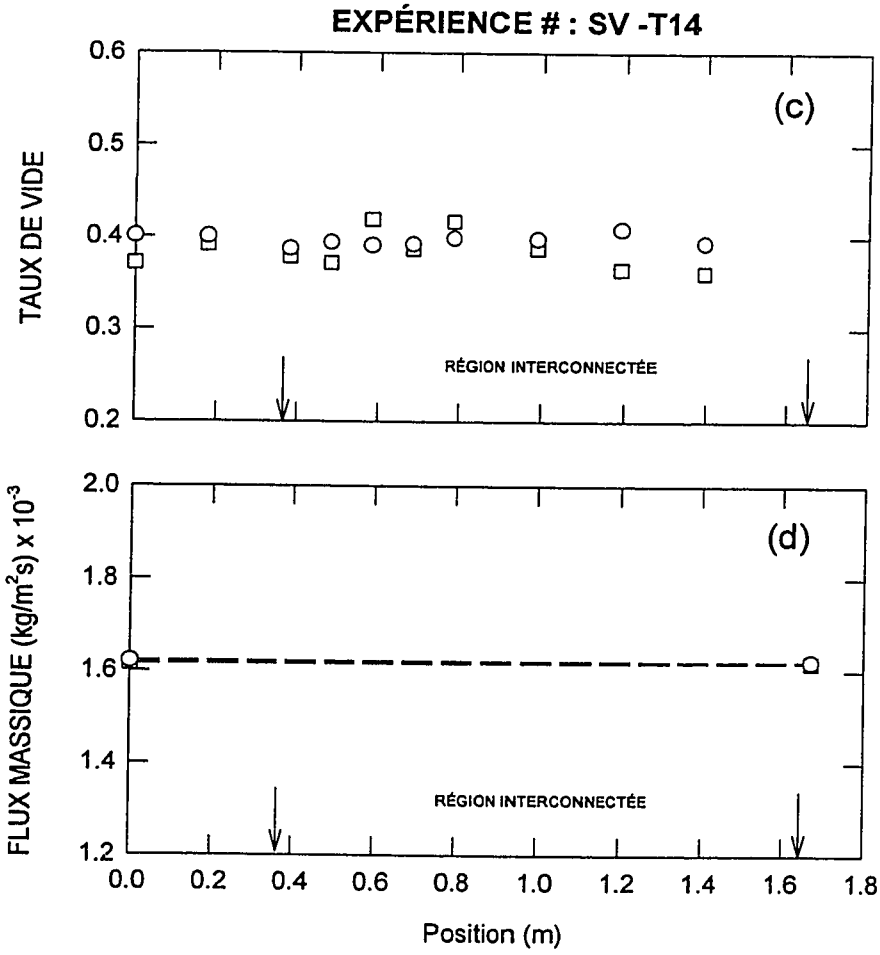


Figure 5.20 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

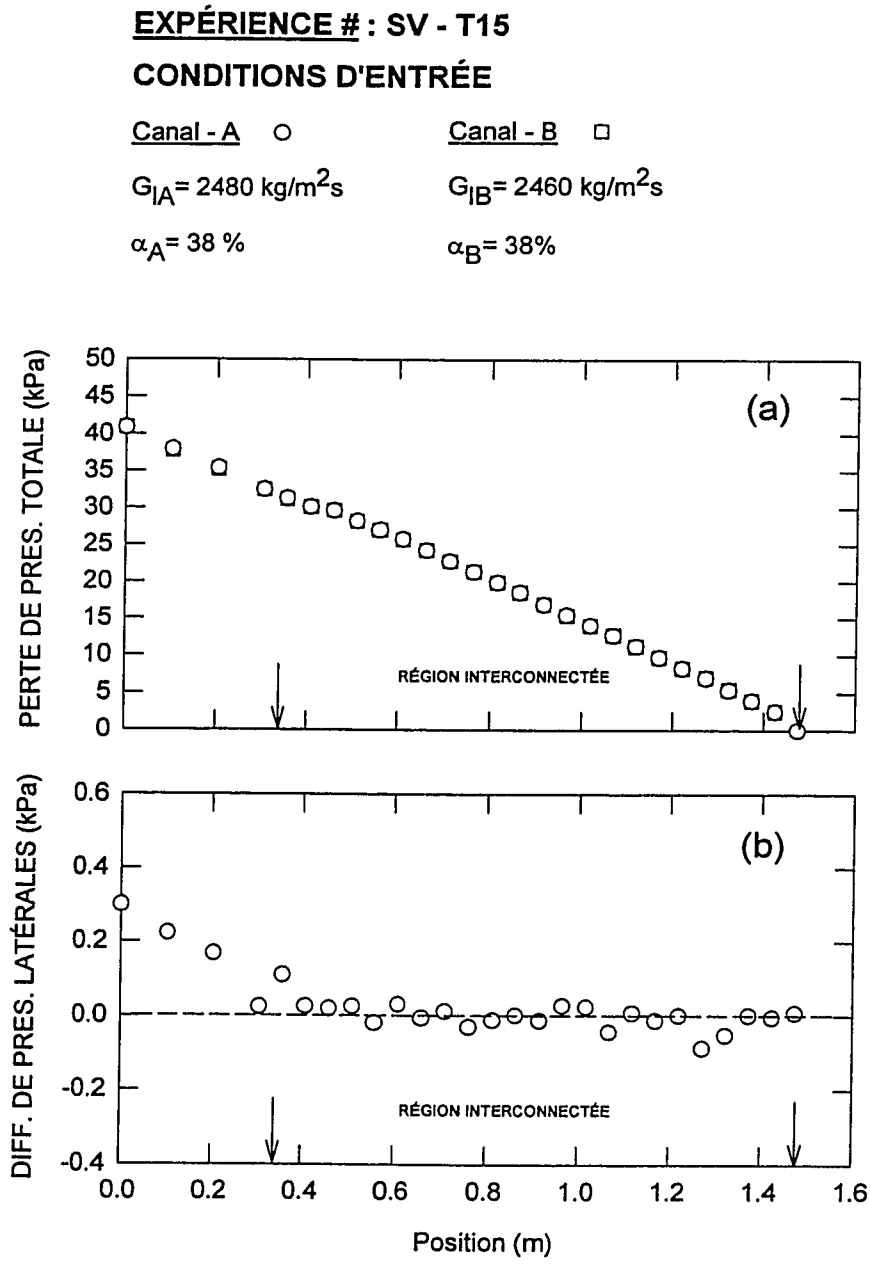


Figure 5.21 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

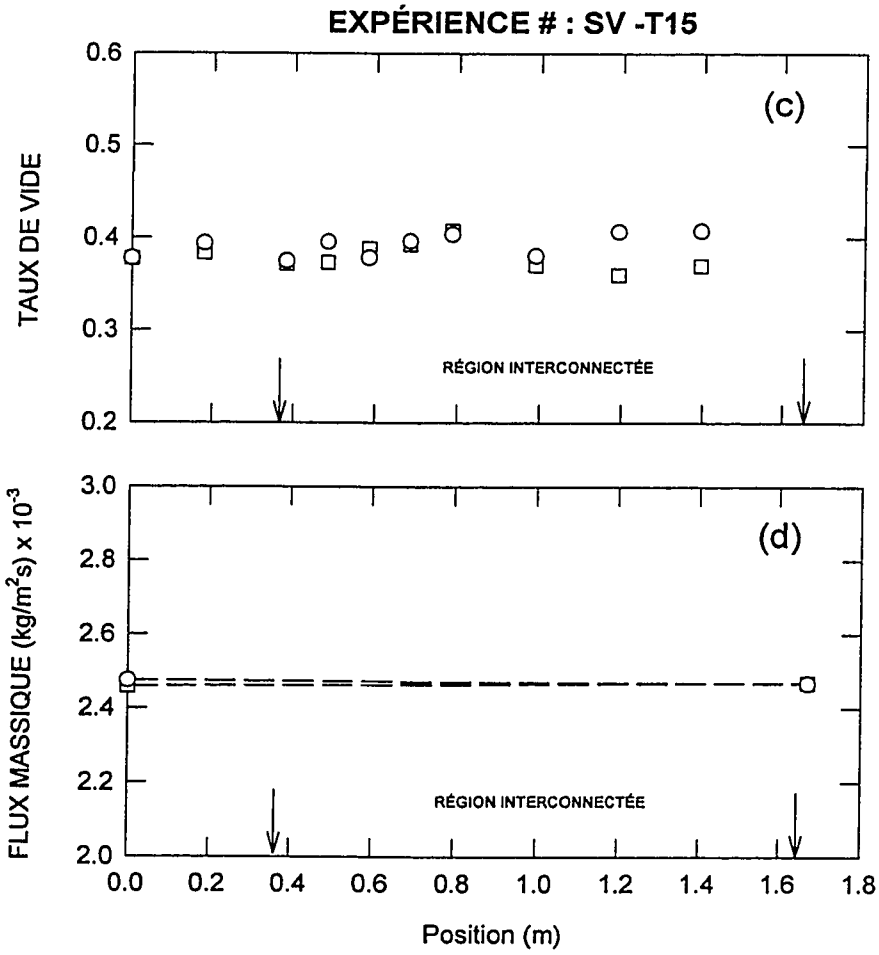


Figure 5.21 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

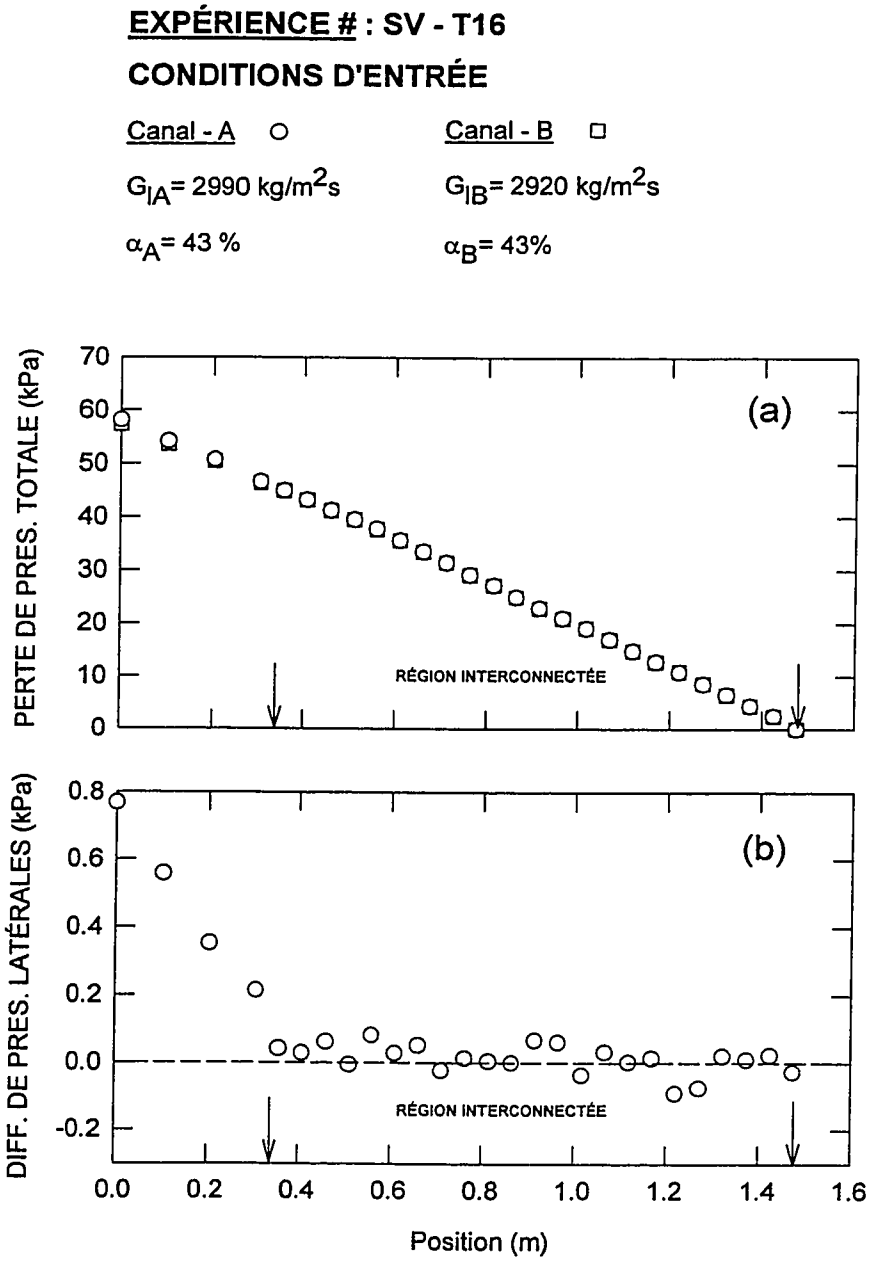


Figure 5.22 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

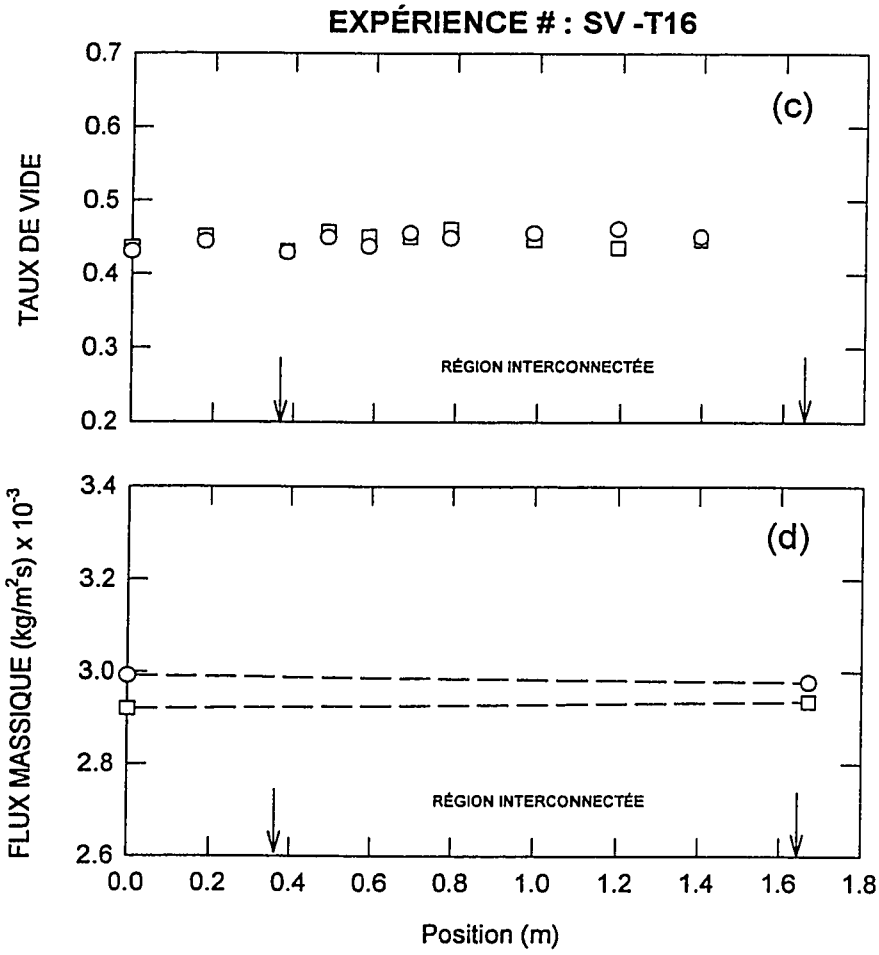


Figure 5.22 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

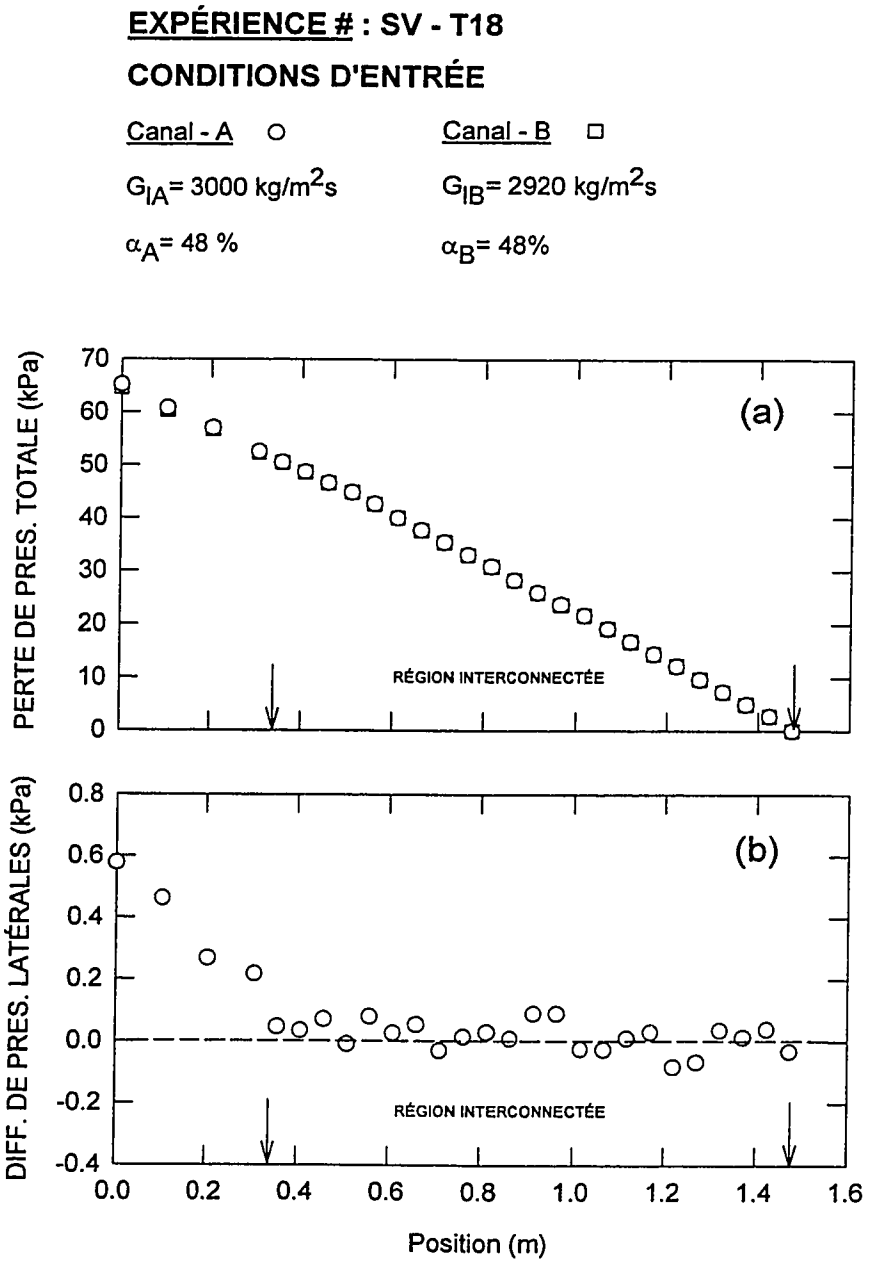


Figure 5.23 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

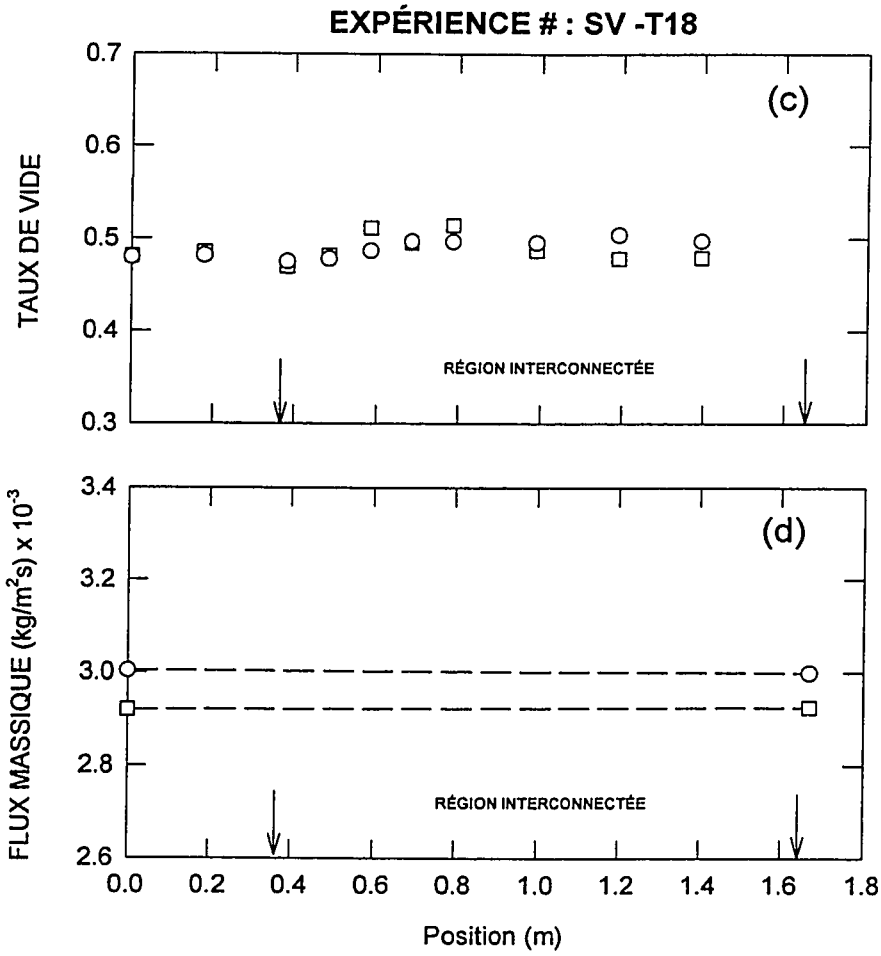


Figure 5.23 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

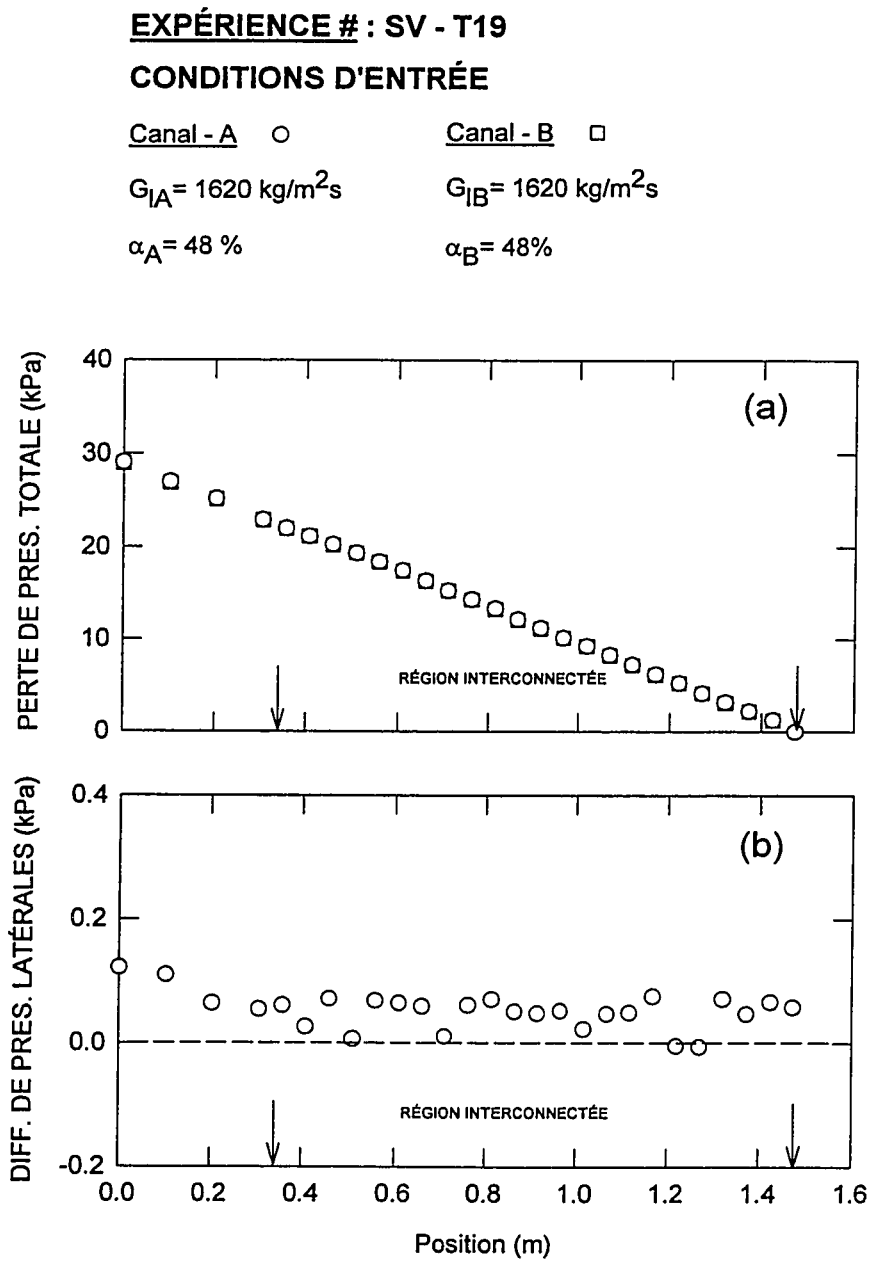


Figure 5.24 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

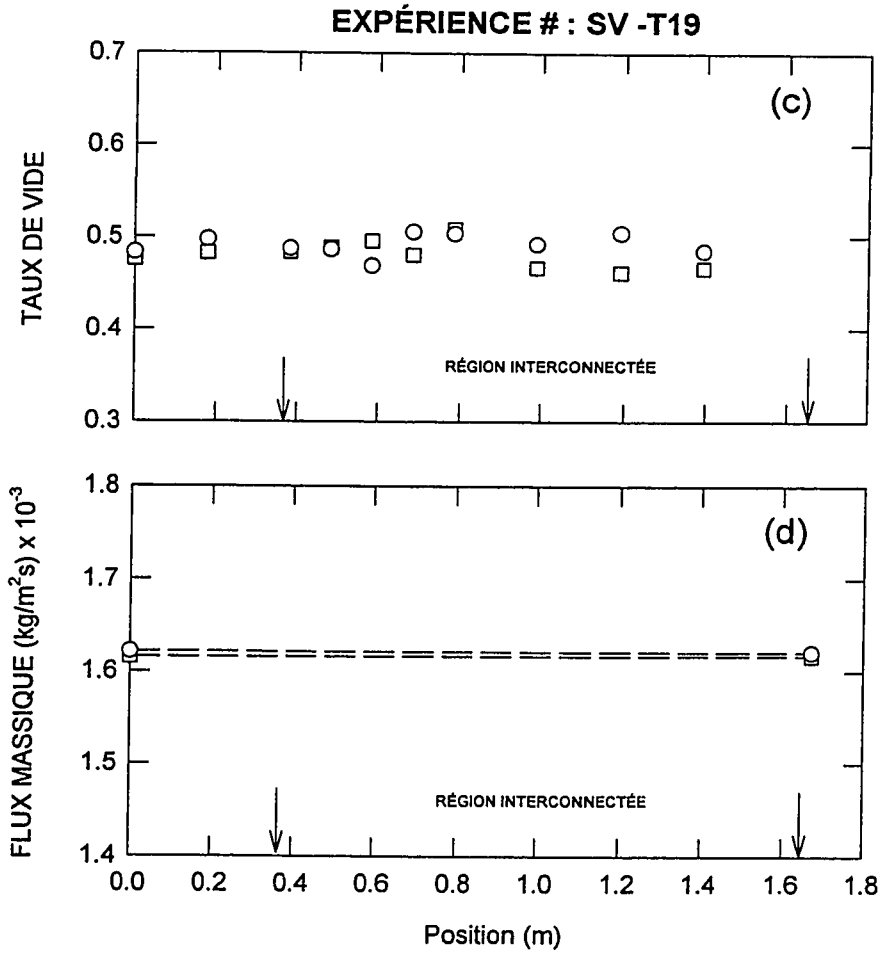


Figure 5.24 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

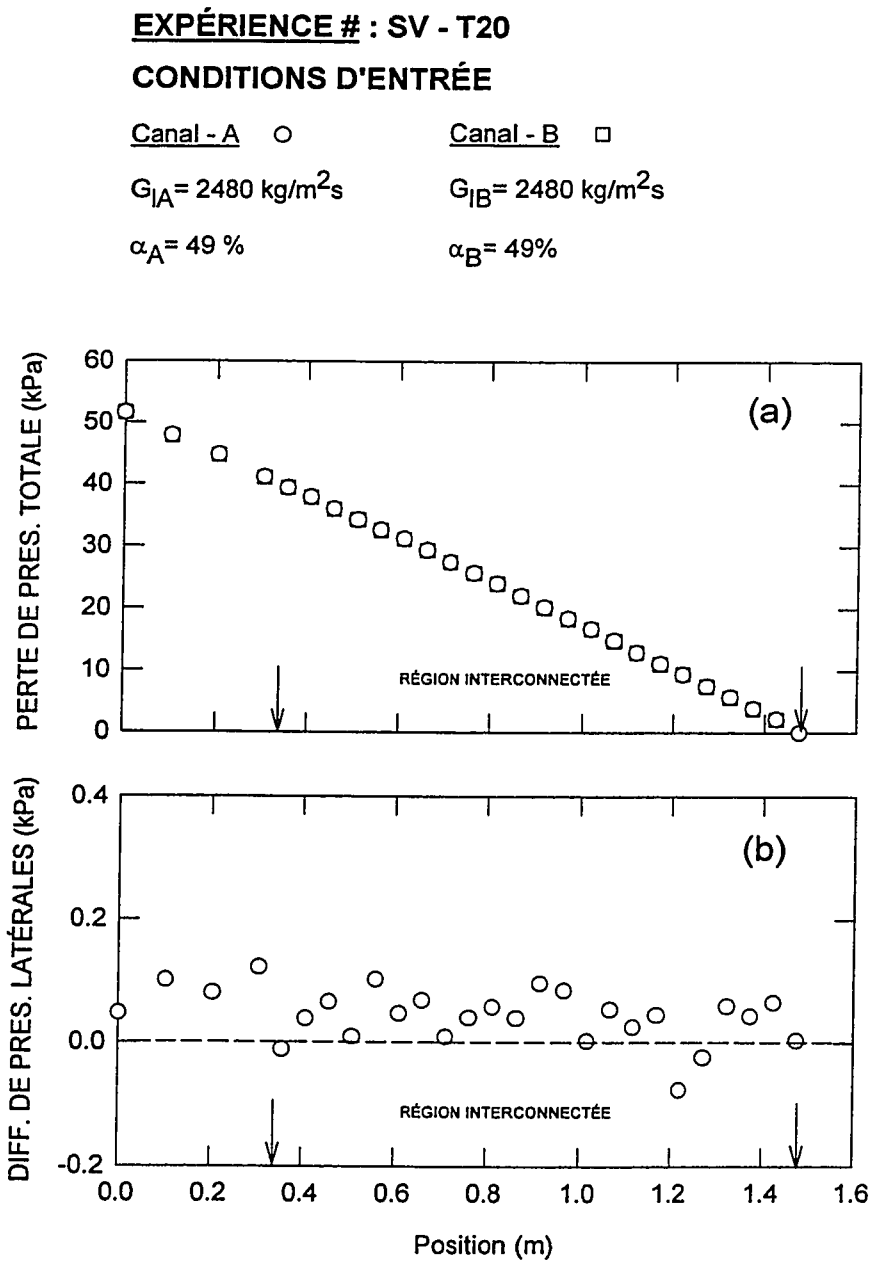


Figure 5.25 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

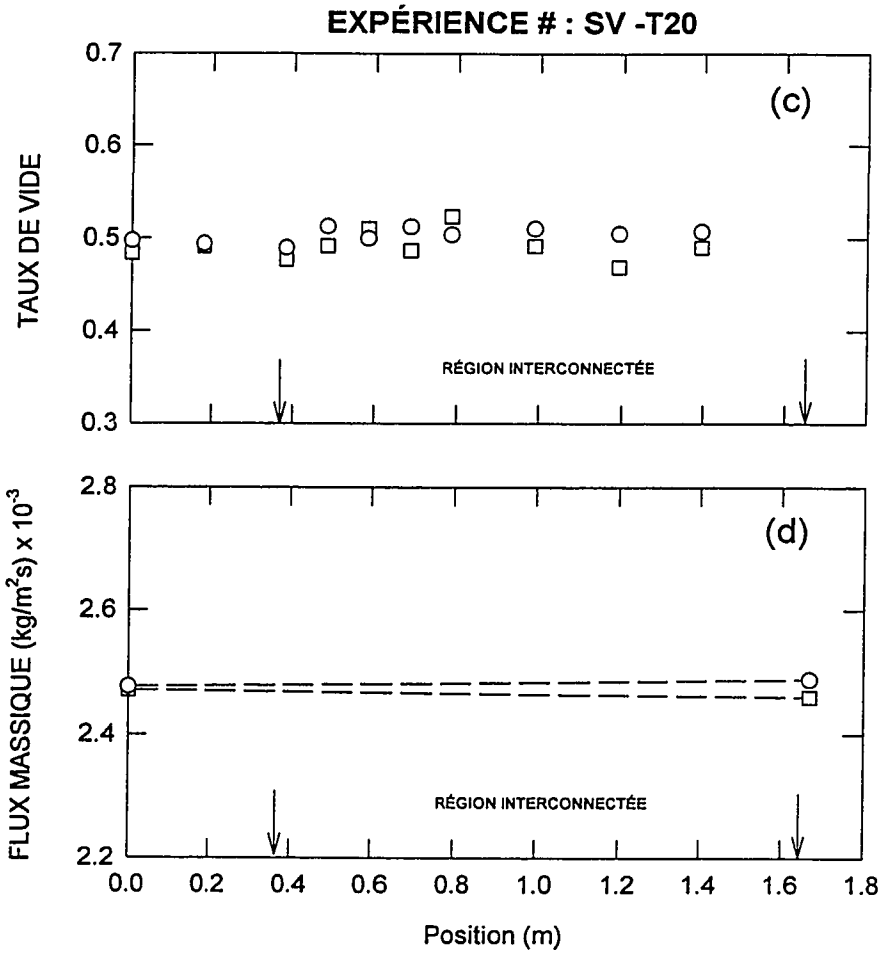


Figure 5.25 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

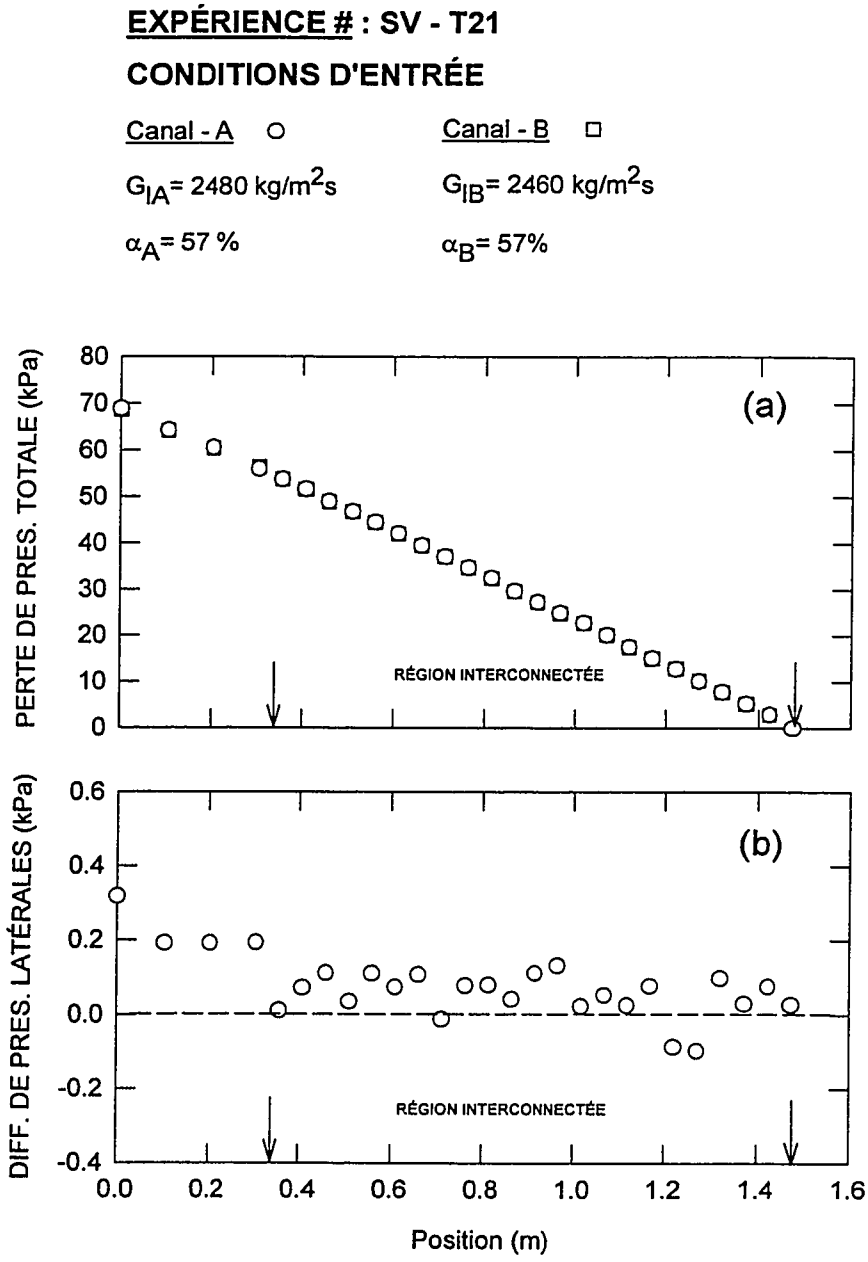


Figure 5.26 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

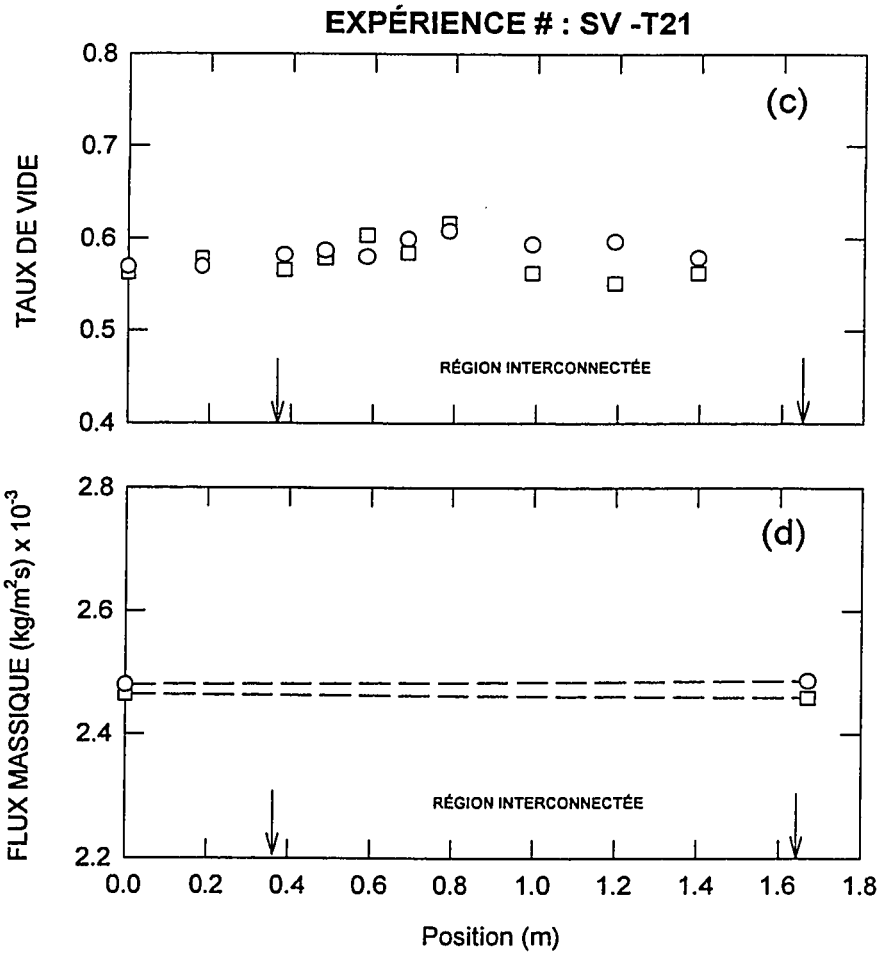


Figure 5.26 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

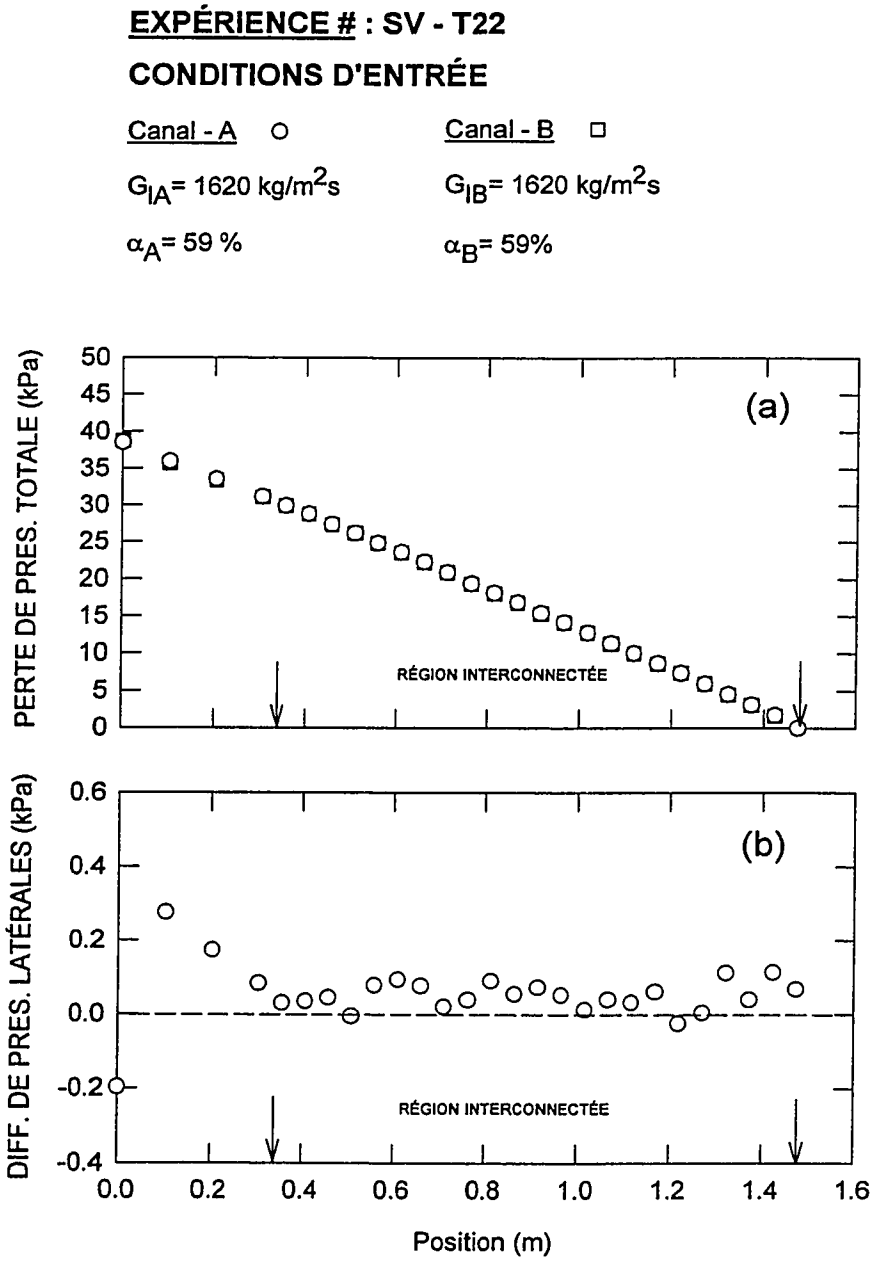


Figure 5.27 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

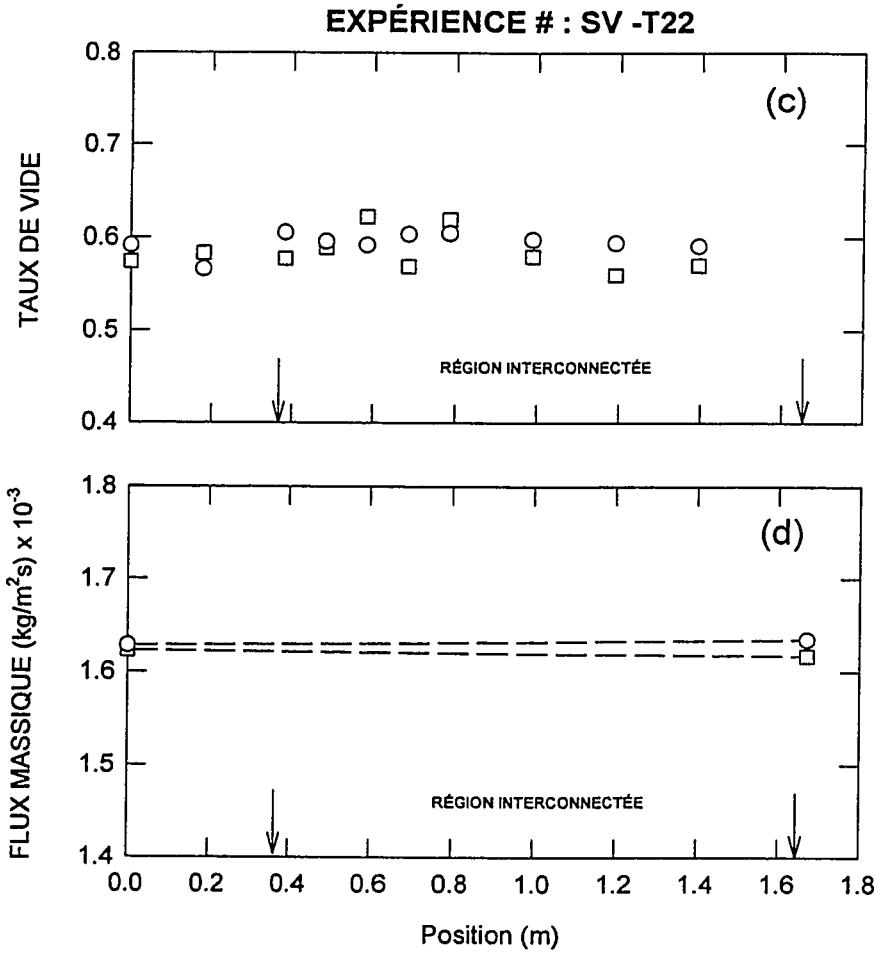


Figure 5.27 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

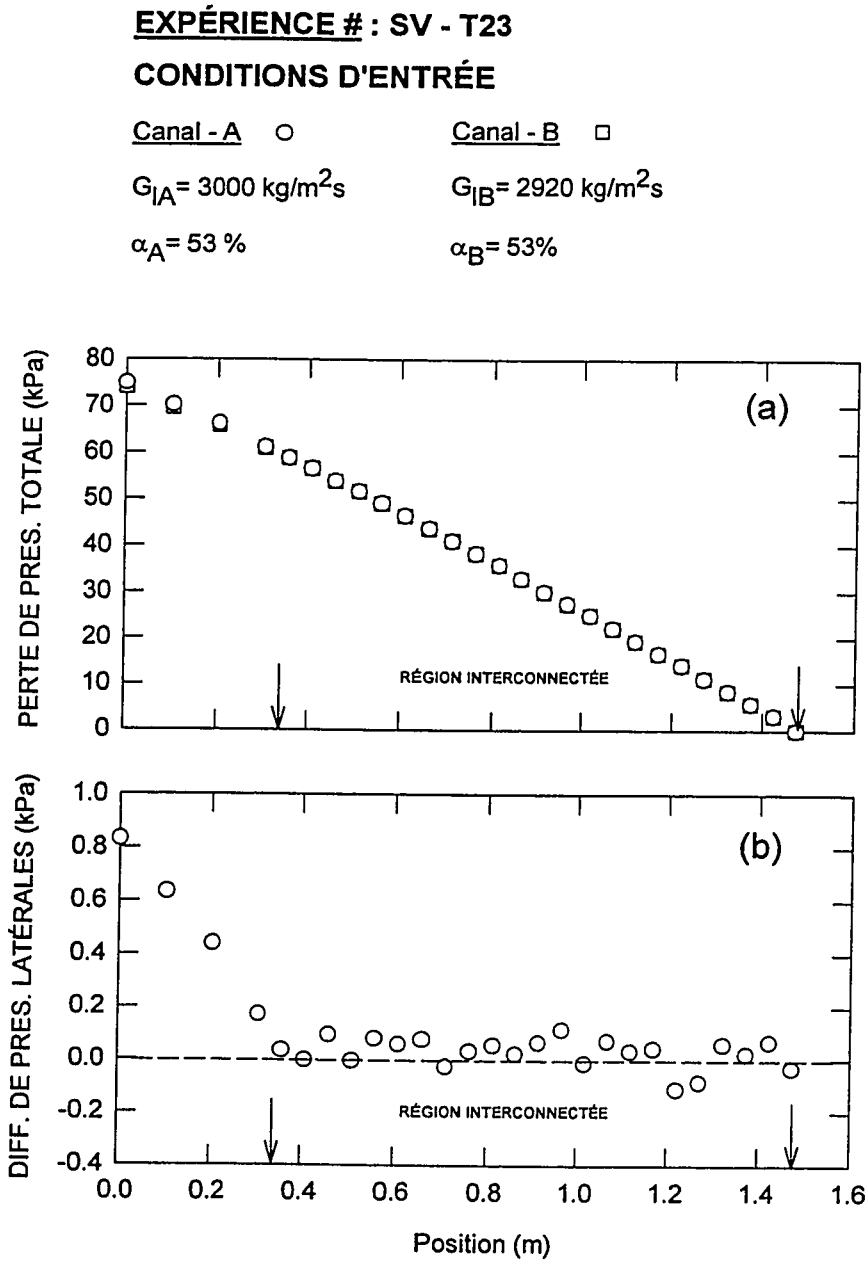


Figure 5.28 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

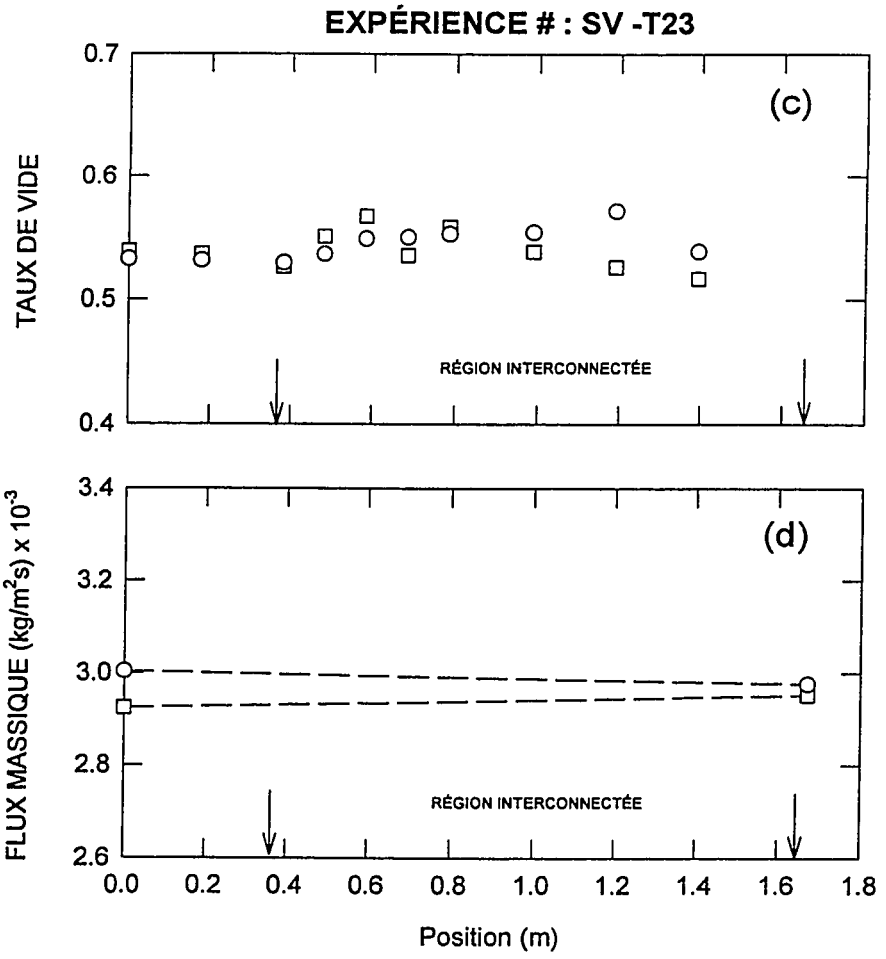


Figure 5.28 Distribution du taux de vide (c); Flux massiques du liquide (d).

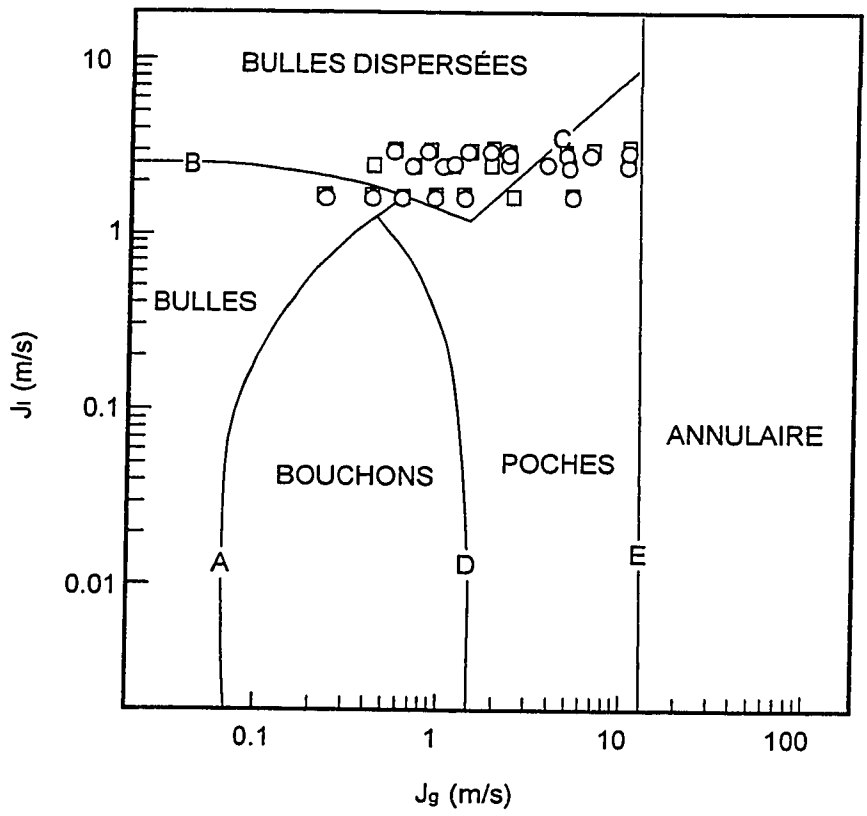


Figure 5.29 Comparaison des paramètres de l'écoulement du canal A et B avec les résultats de Taitel et Duckler (1980).

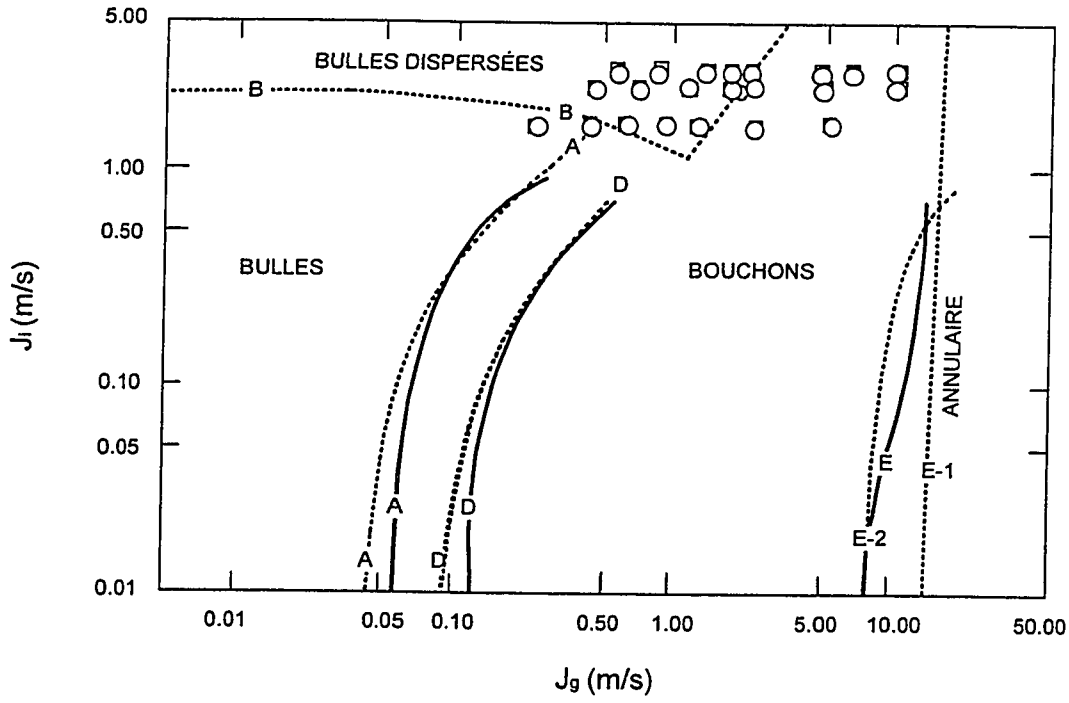


Figure 5.30 Comparaison des paramètres de l'écoulement du canal A et B avec les résultats de Venkatesvararao et al. (1981).

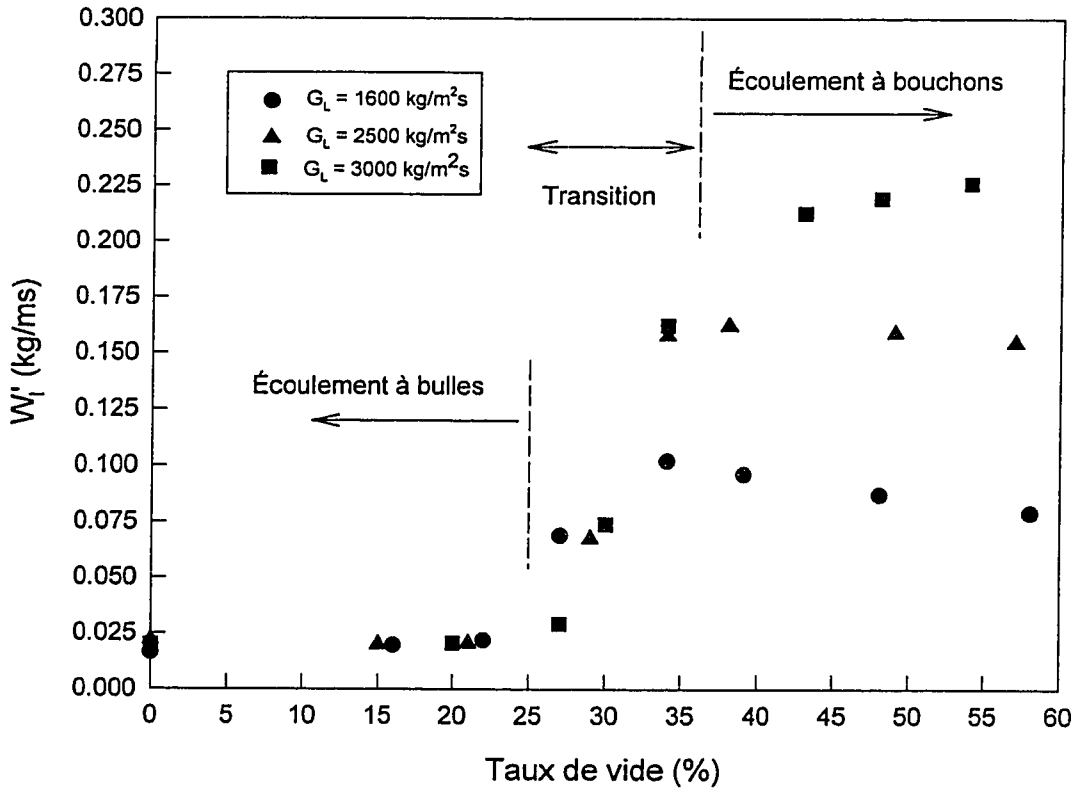


Figure 5.31 Échanges turbulents liquide pour les écoulements diphasiques.

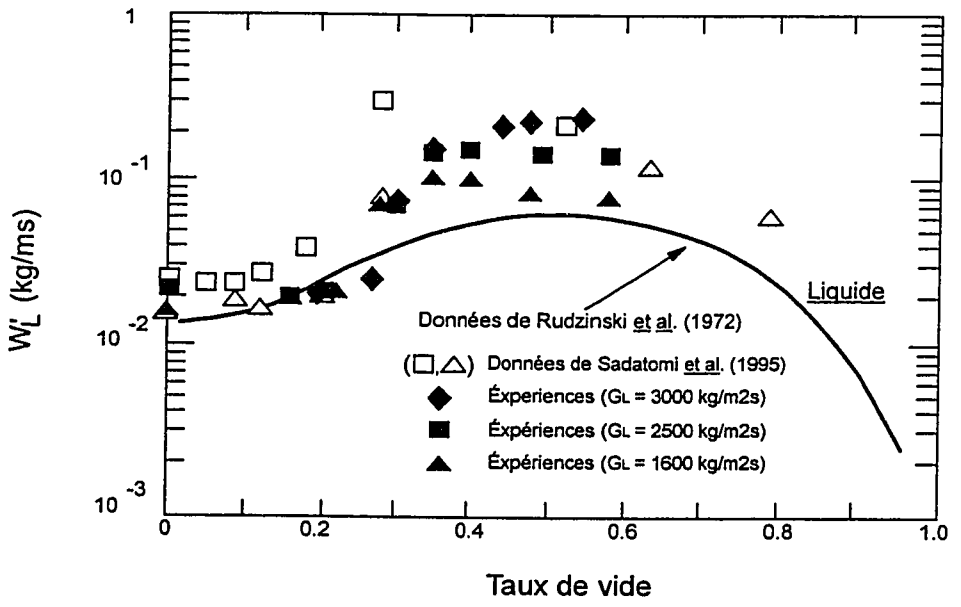


Figure 5.32 Comparaison des résultats des échanges turbulents liquide avec ceux de Rudzinski et al. (1972) et Sadatomi et al. (1995).

EXPÉRIENCE # : R-3

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA}= 2884 kg/m^{2}s	G_{lB}= 2312 kg/m^{2}s
α_A= 11.6 %	α_B= 29.3%

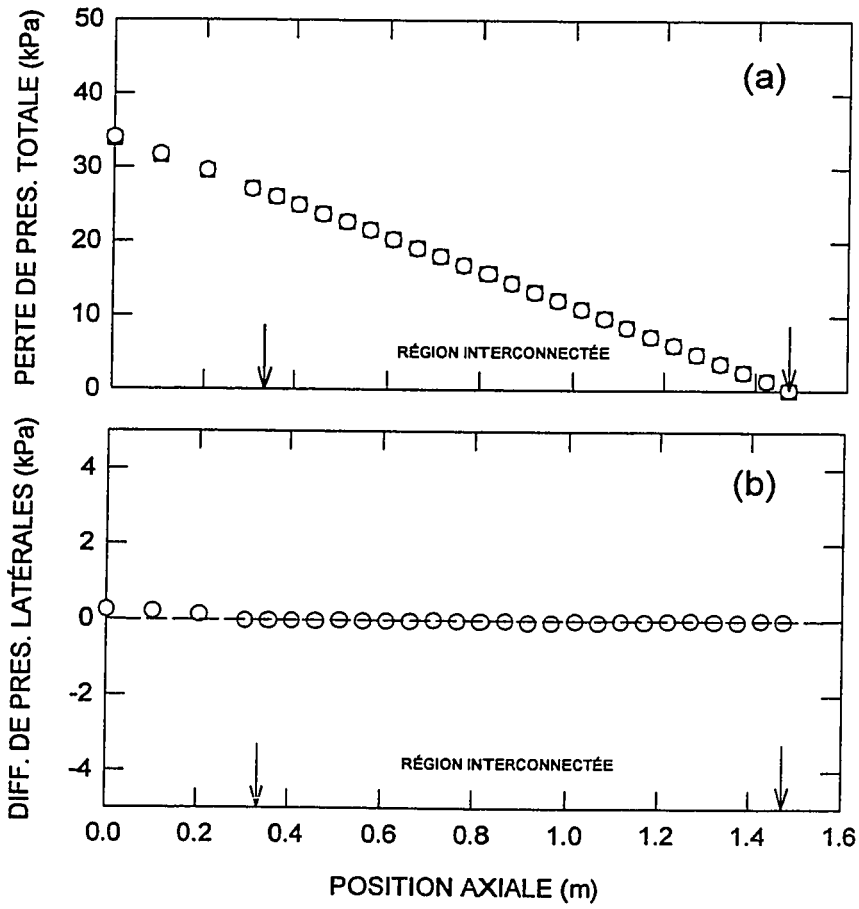


Figure 5.33 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

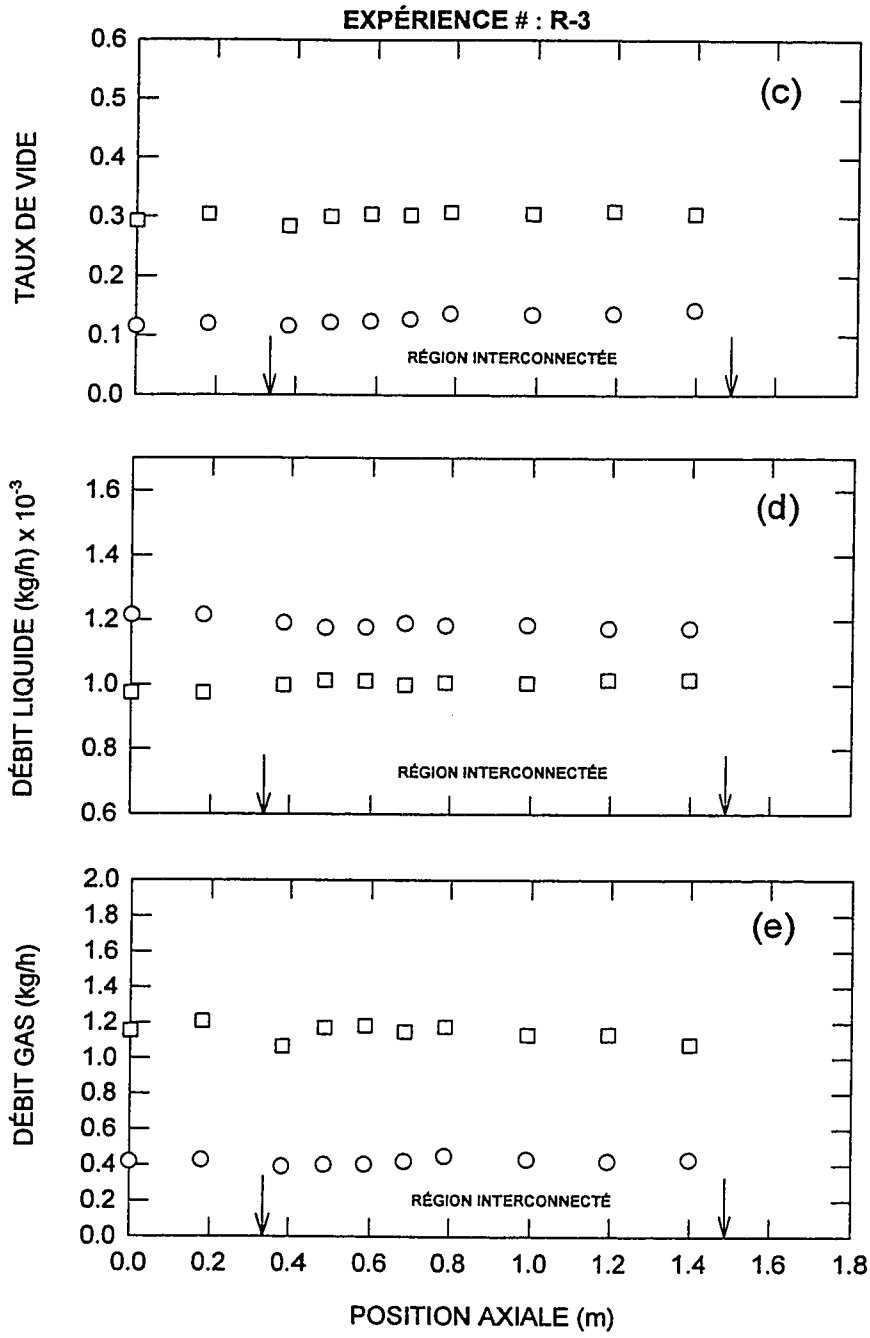


Figure 5.33 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

EXPÉRIENCE # : R-5

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA}= 2900 kg/m^{2}s	G_{lB}= 2548 kg/m^{2}s
α_A= 9.5 %	α_B= 23.7%

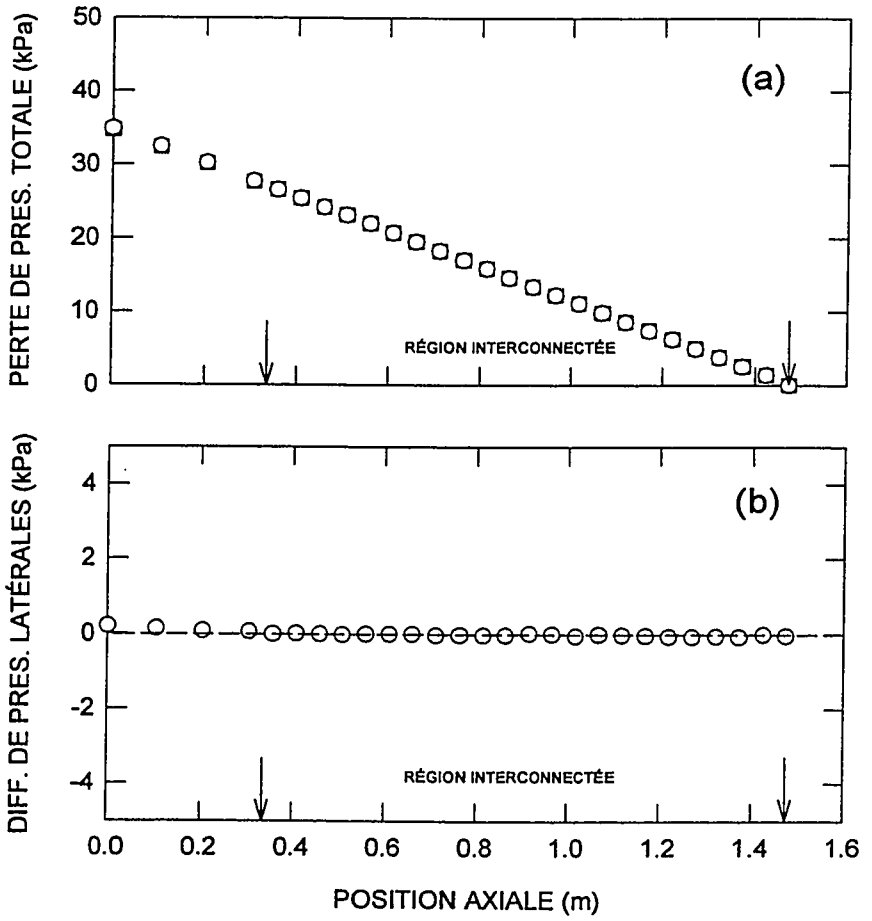


Figure 5.34 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

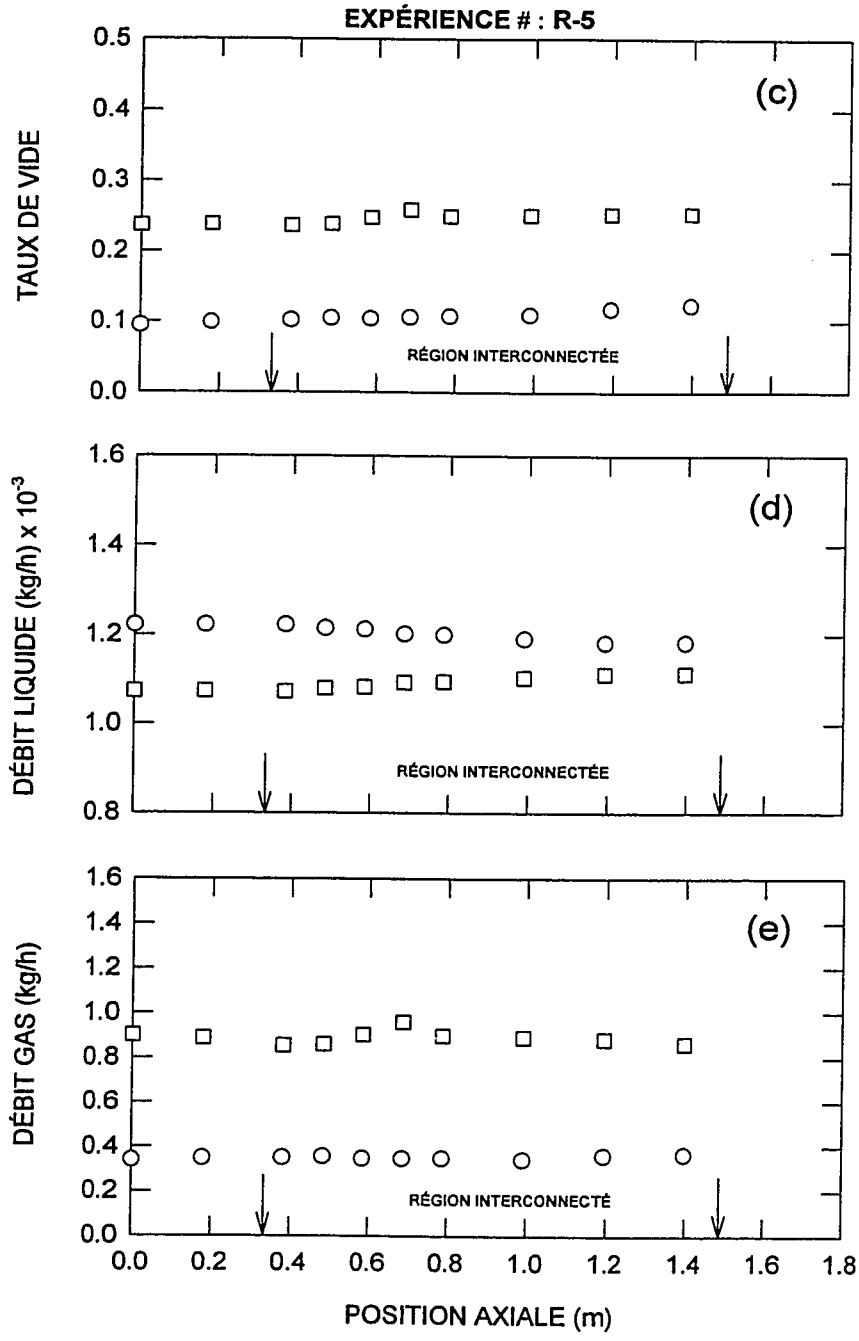


Figure 5.34 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

EXPÉRIENCE # : R-6

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 2776 kg/m^{2}s	G_{lB} = 2447 kg/m^{2}s
α_A = 18 %	α_B = 27 %

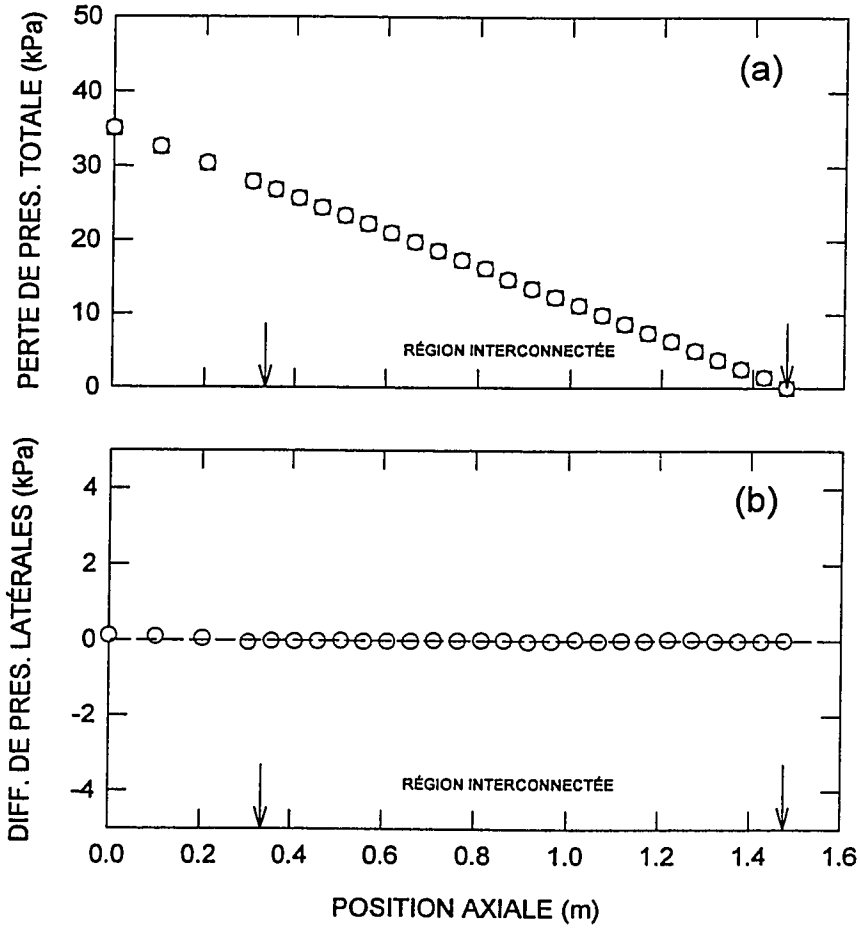


Figure 5.35 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

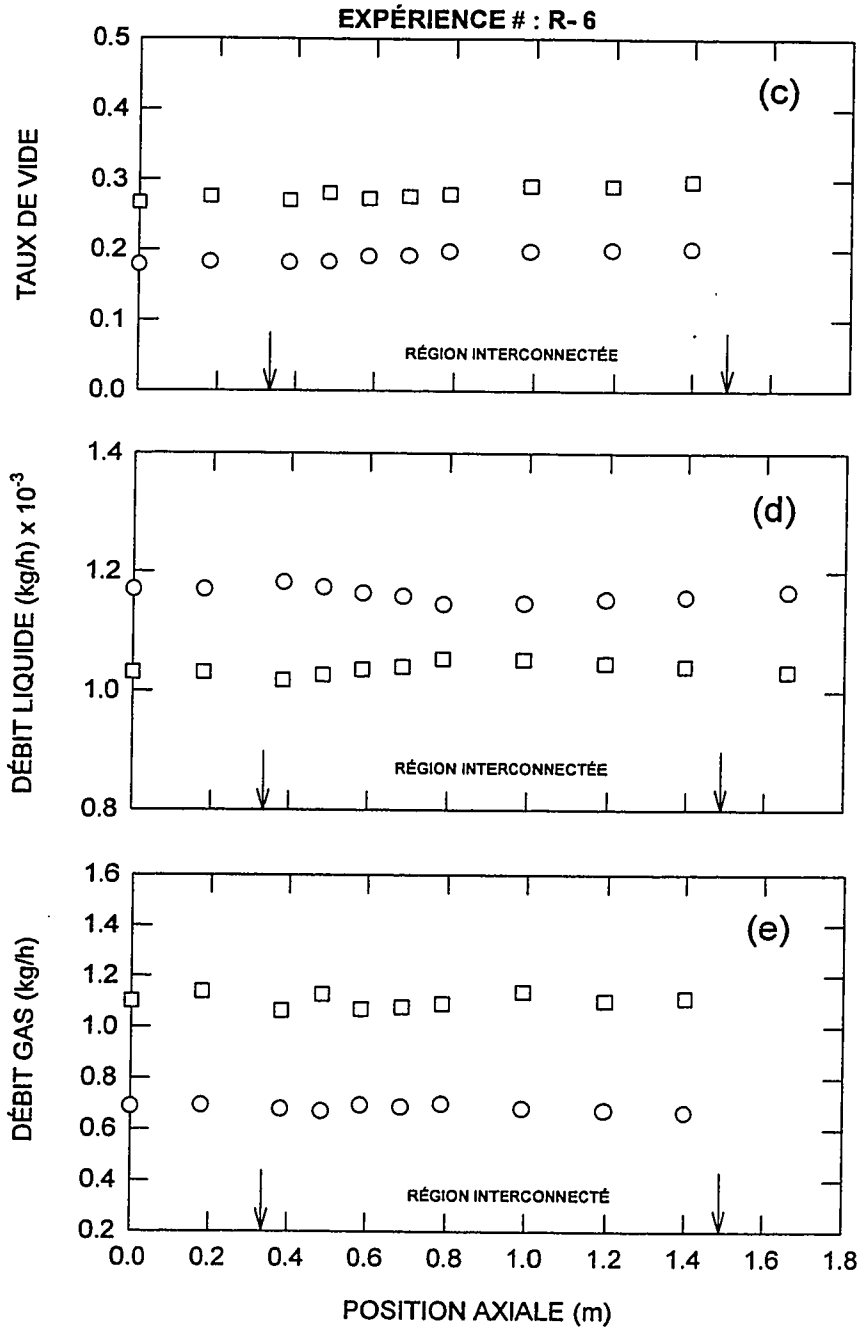


Figure 5.35 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

EXPÉRIENCE # : R-15

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 3183 kg/m^{2}s	G_{lB} = 2656 kg/m^{2}s
α_A = 16 %	α_B = 30 %

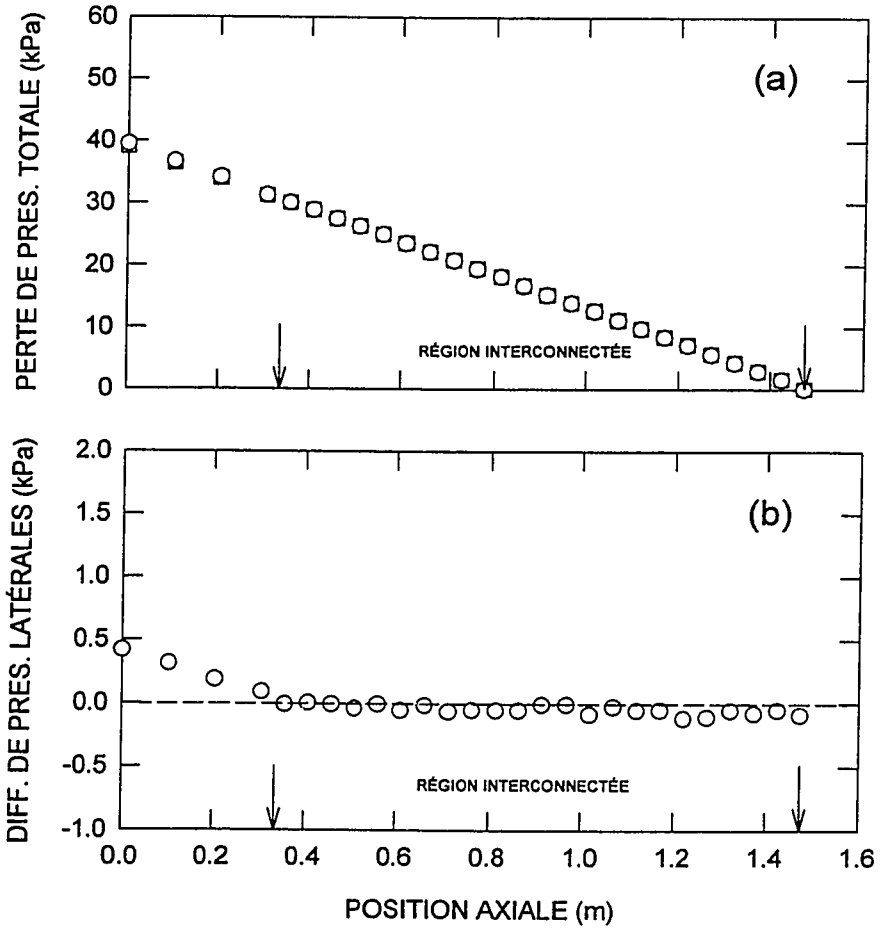


Figure 5.36 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

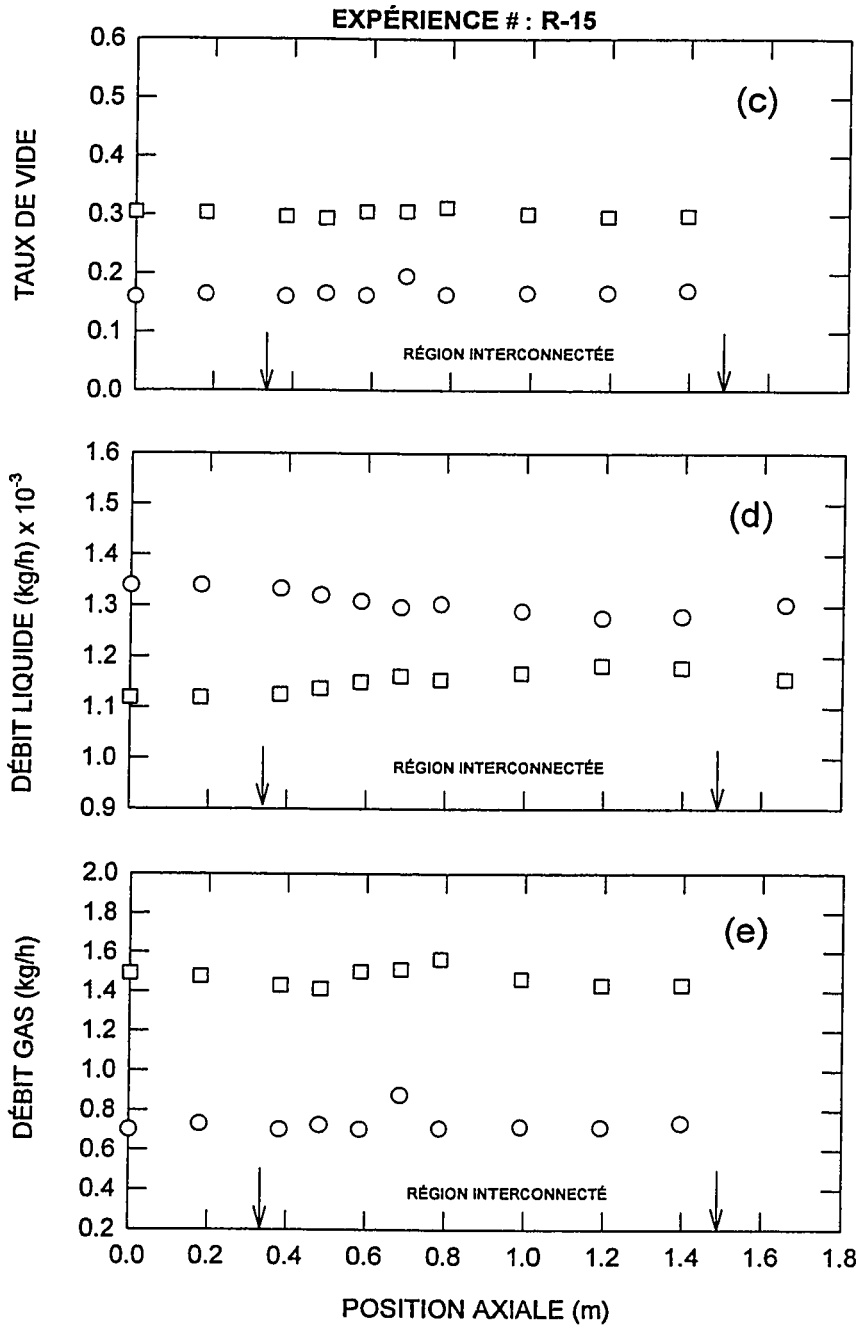


Figure 5.36 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

EXPÉRIENCE # : R-16

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 2512 kg/m^{2}s	G_{lB} = 2199 kg/m^{2}s
α_A = 19 %	α_B = 31 %

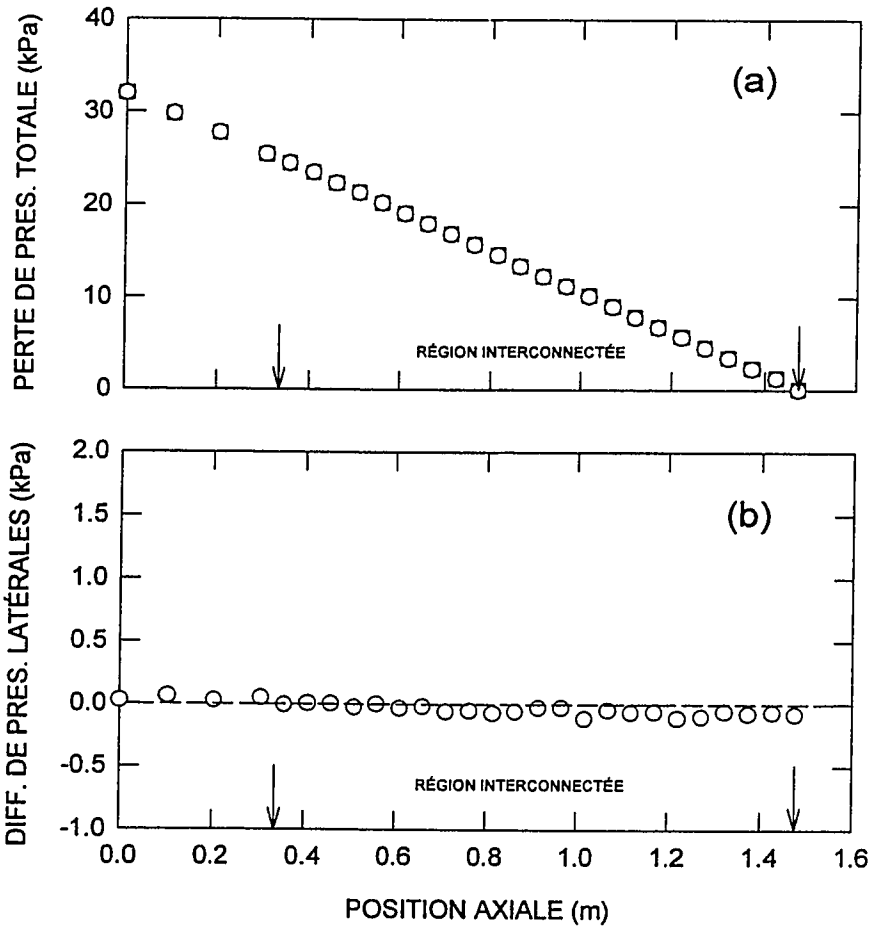


Figure 5.37 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

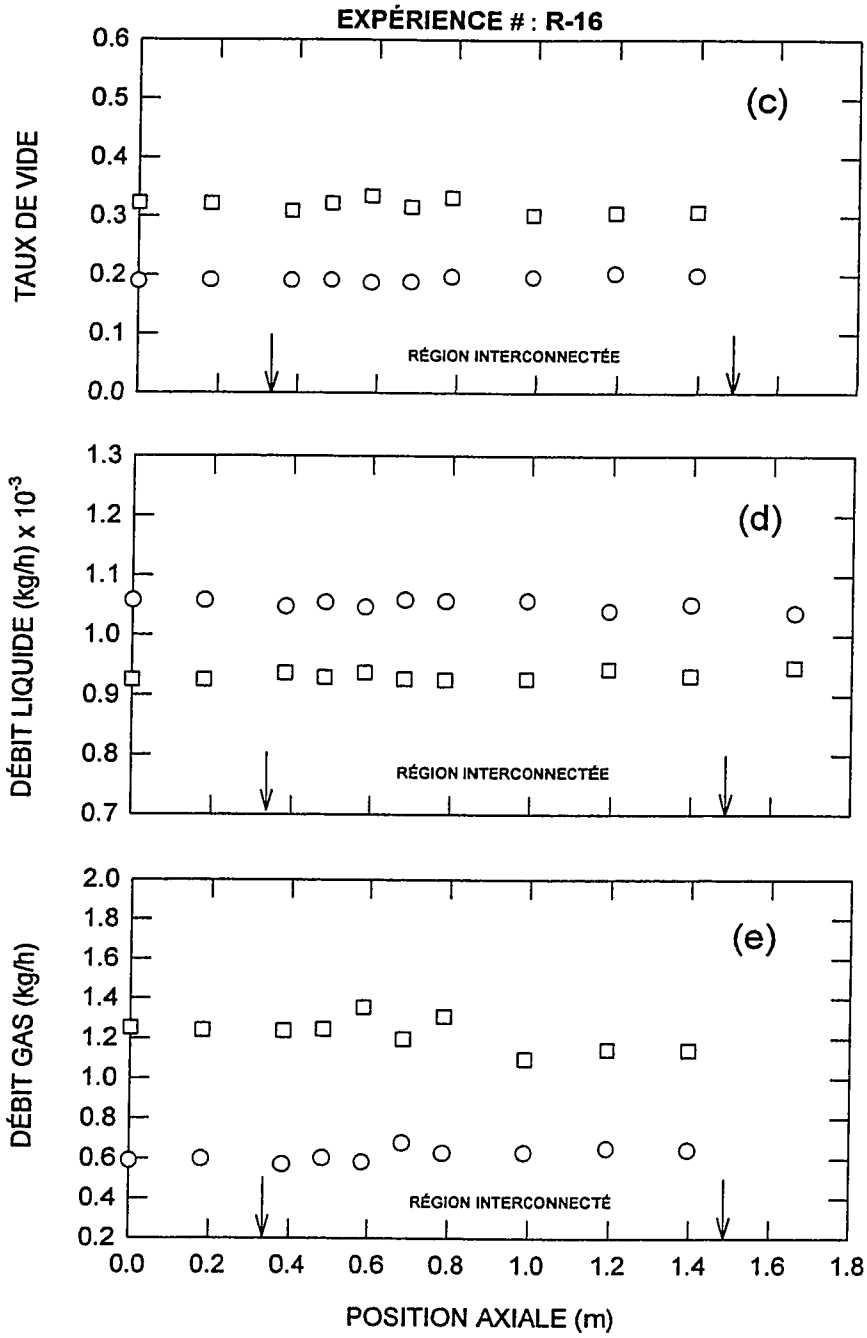


Figure 5.37 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

EXPÉRIENCE # : R-17

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 2575 kg/m^{2}s	G_{lB} = 2289 kg/m^{2}s
α_A = 30 %	α_B = 42 %

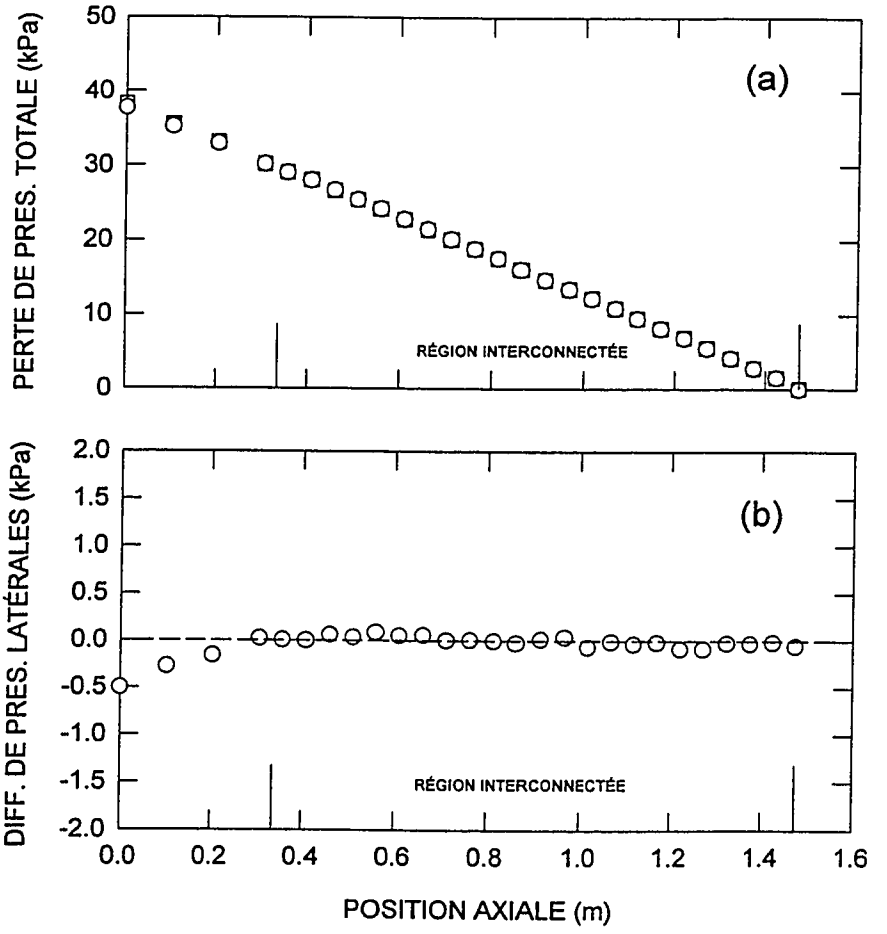


Figure 5.38 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

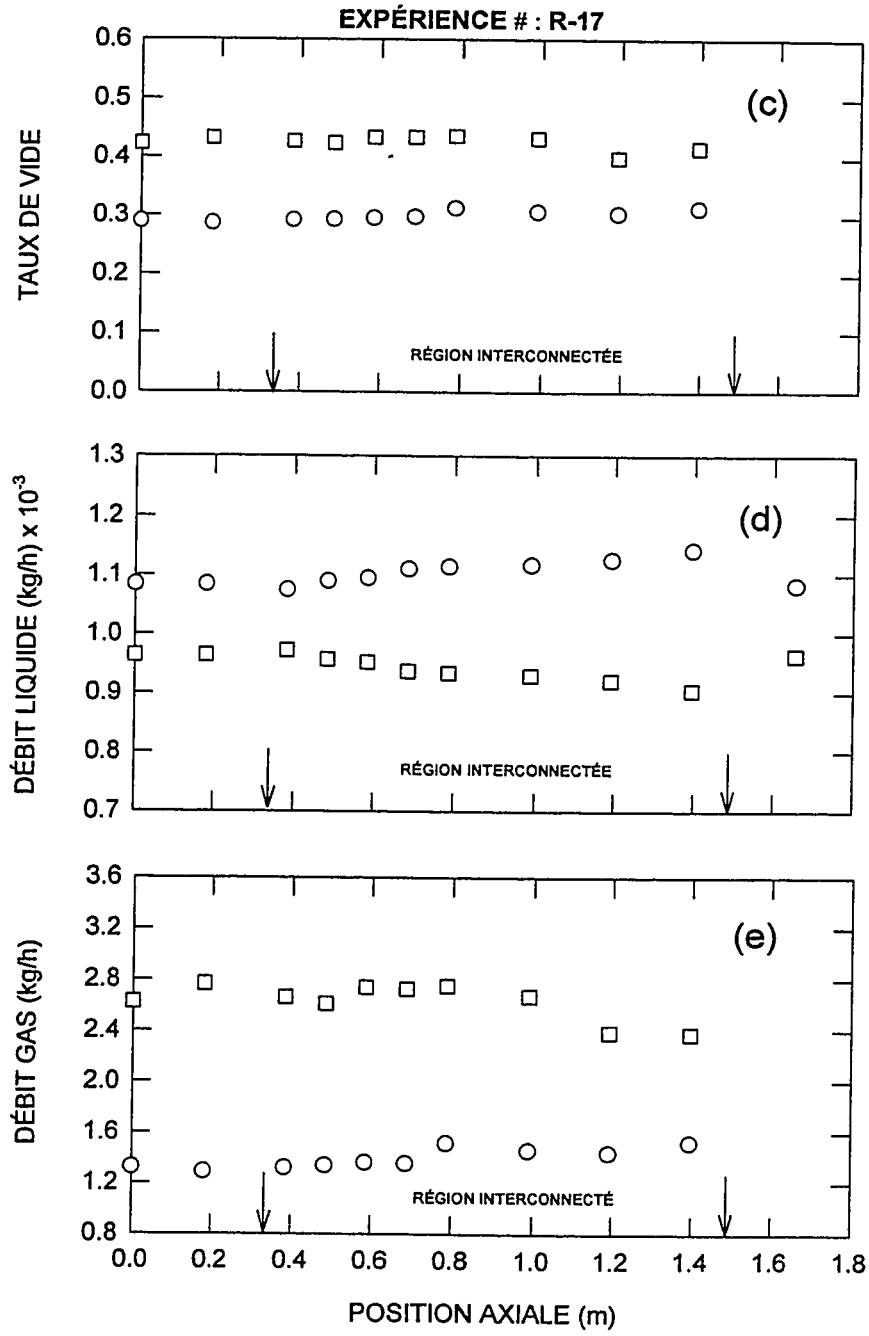


Figure 5.38 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

EXPÉRIENCE # : R-18

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 2023 kg/m^{2}s	G_{lB} = 1836 kg/m^{2}s
α_A = 22 %	α_B = 34 %

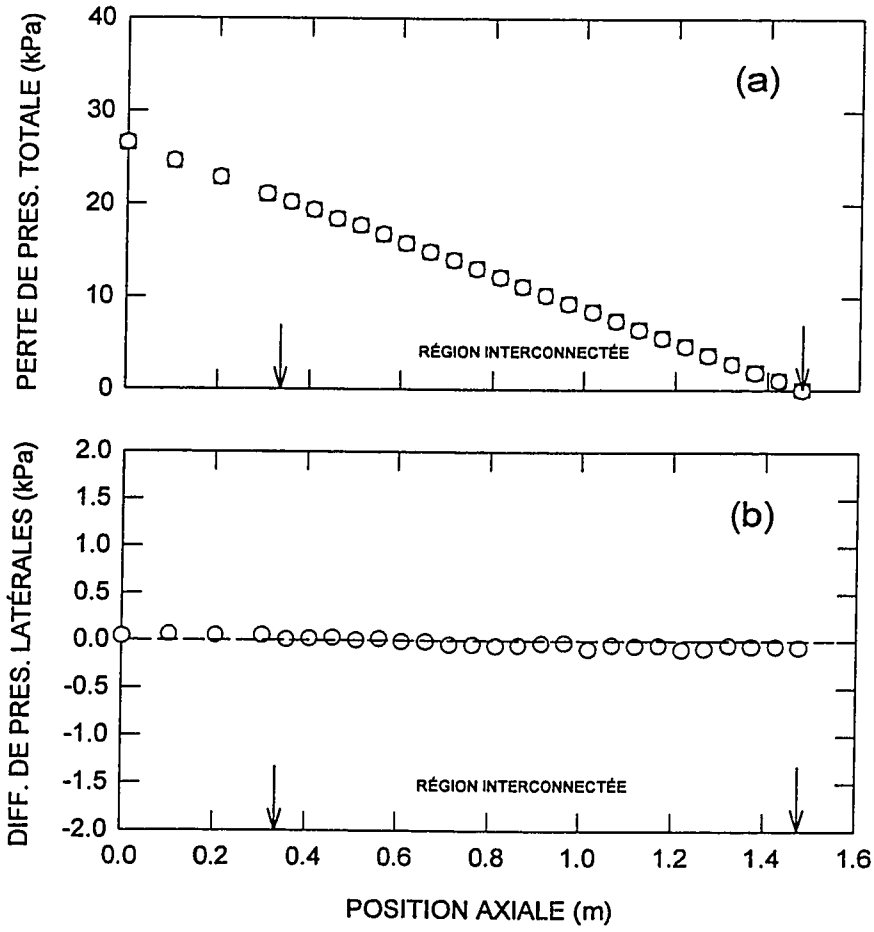


Figure 5.39 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

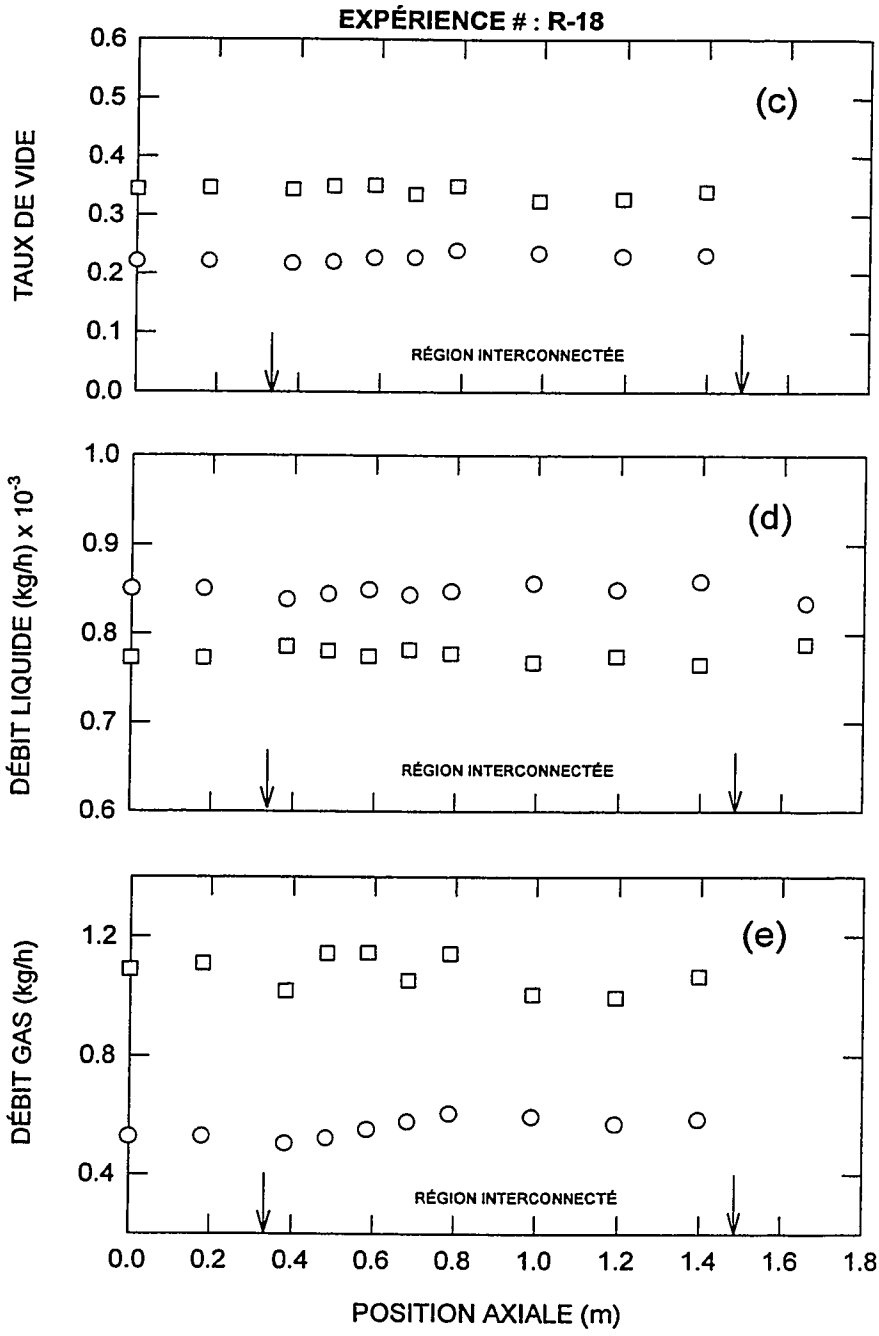


Figure 5.39 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

EXPÉRIENCE # : R-20

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 1791 kg/m^{2}s	G_{lB} = 1620 kg/m^{2}s
α_A = 22 %	α_B = 33 %

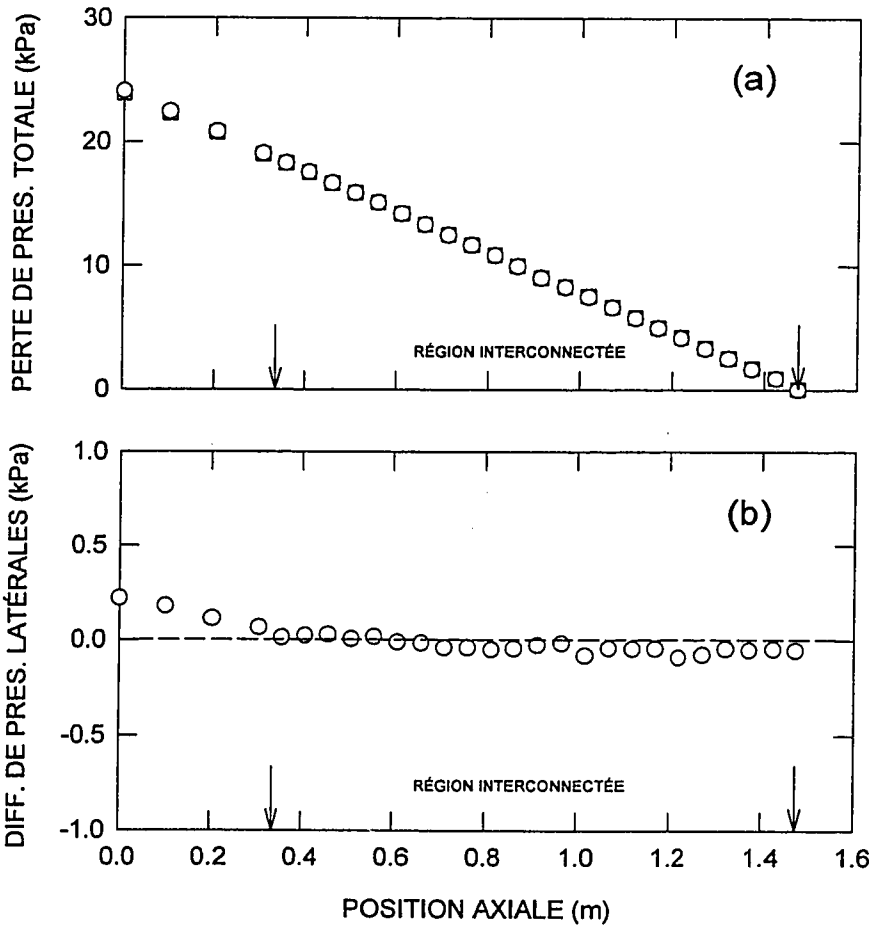


Figure 5.40 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

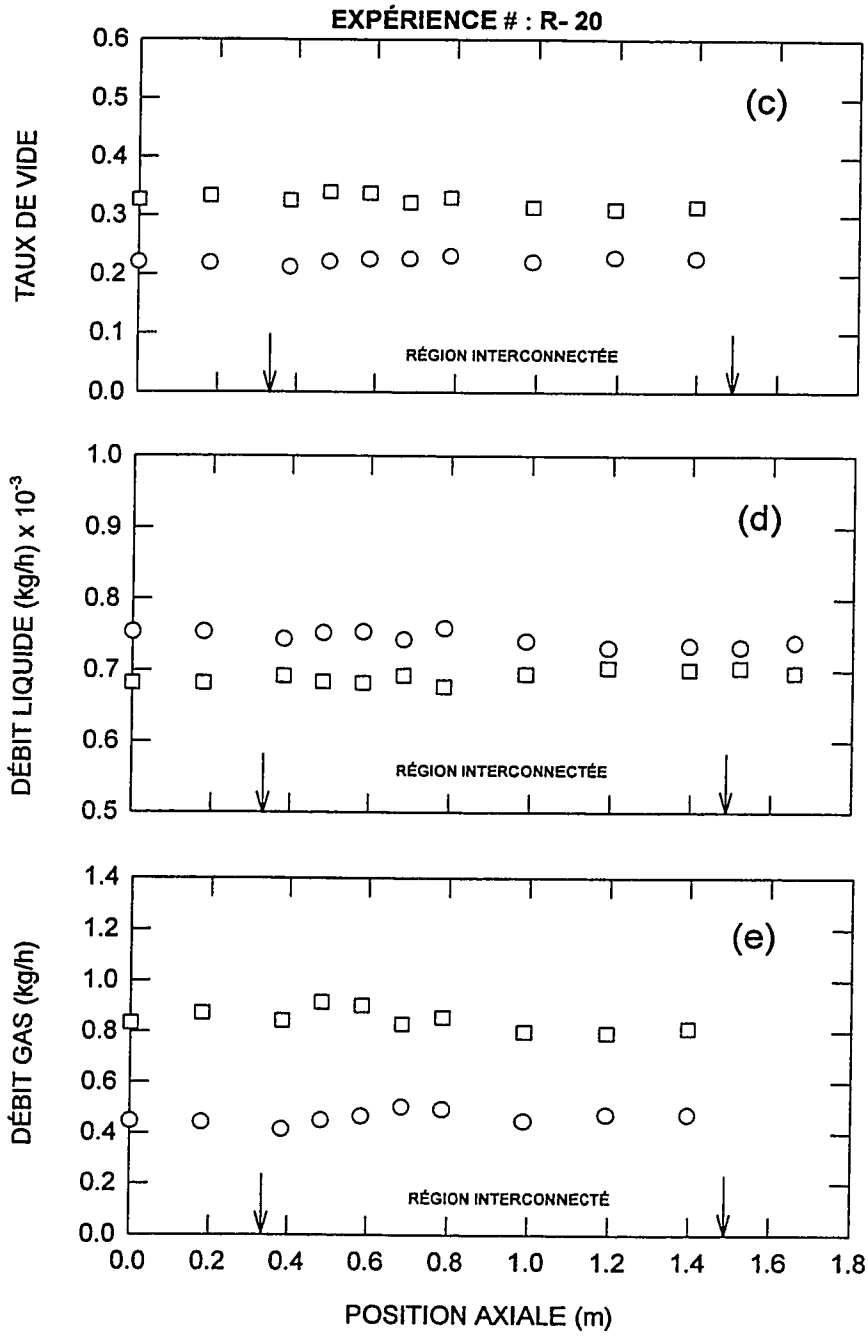


Figure 5.40 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

EXPÉRIENCE # : R- 23

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 3108 kg/m^{2}s	G_{lB} = 2762 kg/m^{2}s
α_A = 18 %	α_B = 30 %

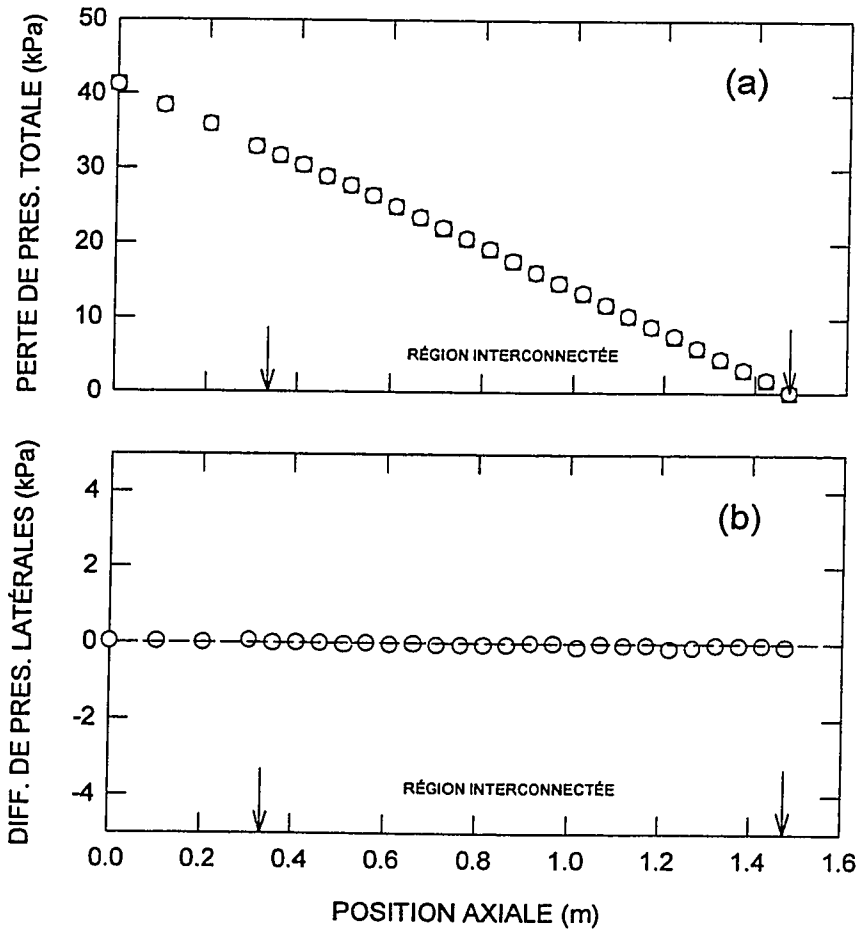


Figure 5.41 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

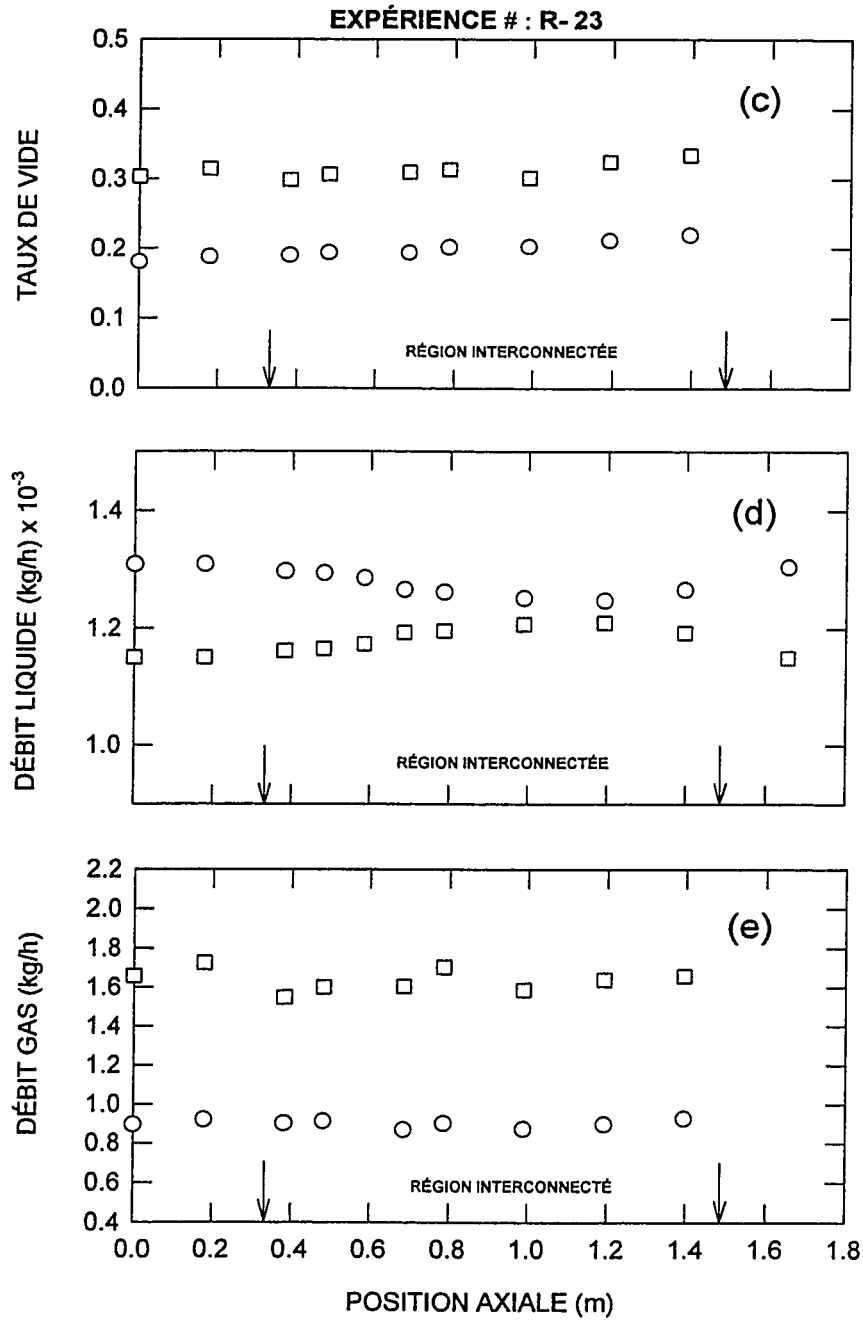


Figure 5.41 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

EXPÉRIENCE # : R- 24

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 1755 kg/m^{2}s	G_{lB} = 1678 kg/m^{2}s
α_A = 27 %	α_B = 36 %

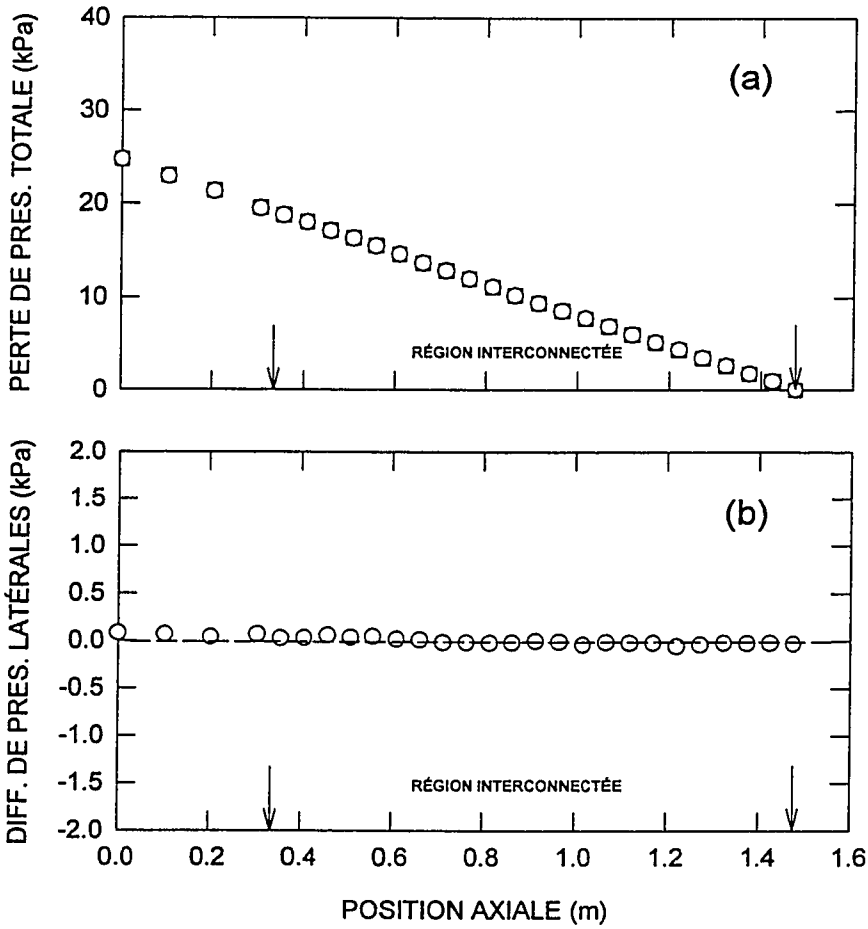


Figure 5.42 Perte de pression totale (a); Différences de pression latérales (b).

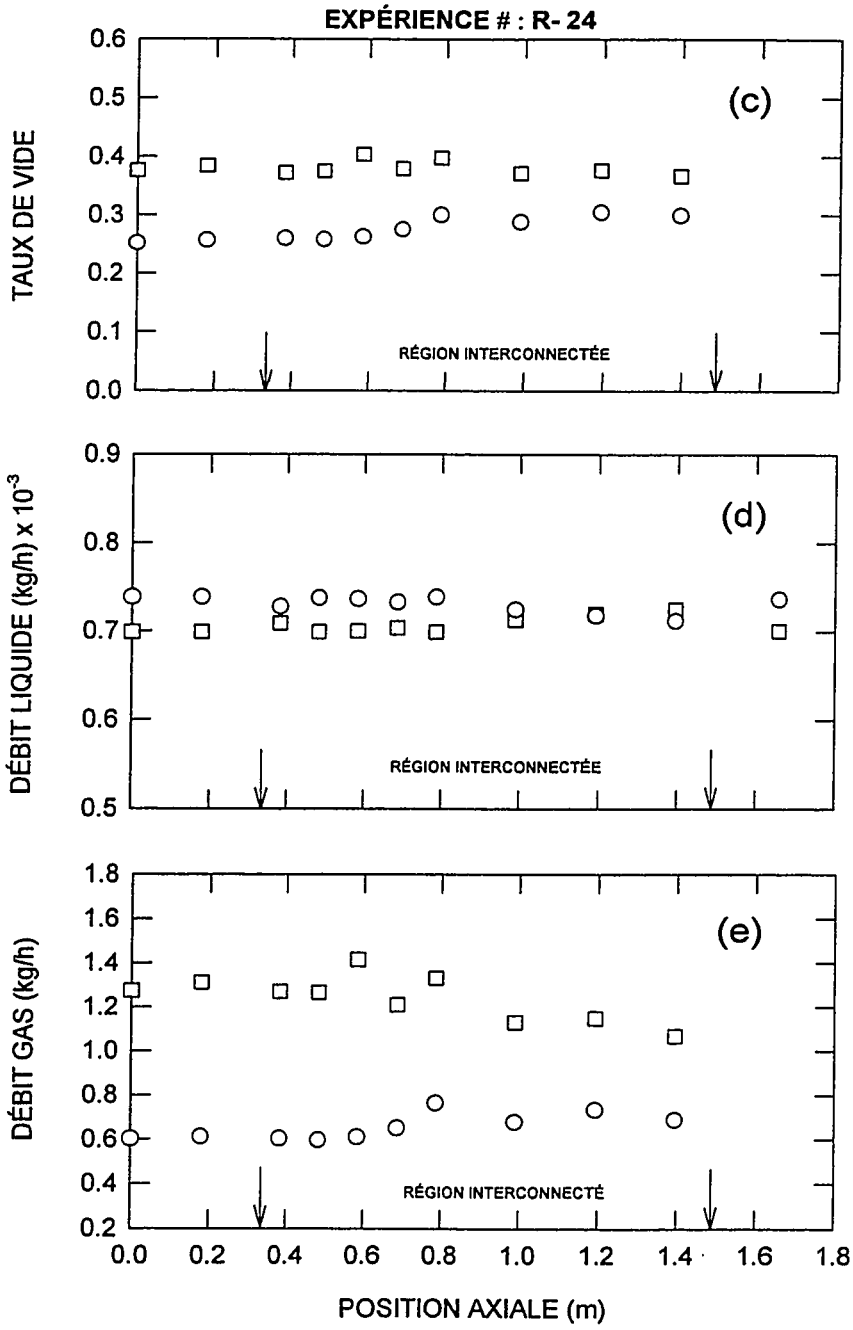


Figure 5.42 Distribution du taux de vide (c); Débits massiques du liquide (d); Débits massiques du gas (e).

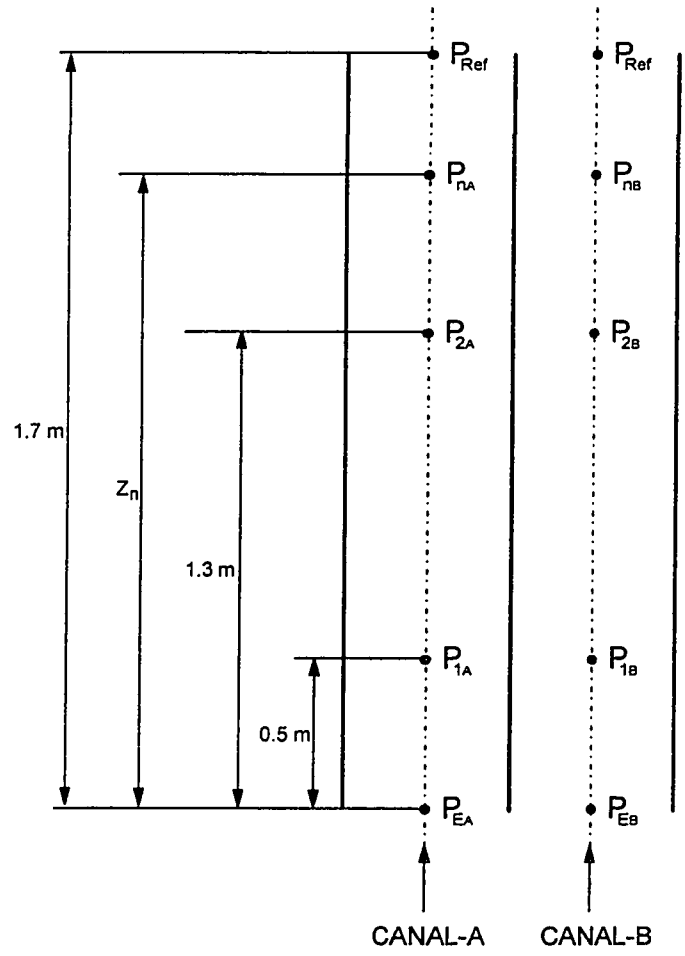


Figure 5.43 Positions des différences de pression latérales calculées entre le canal A et B.

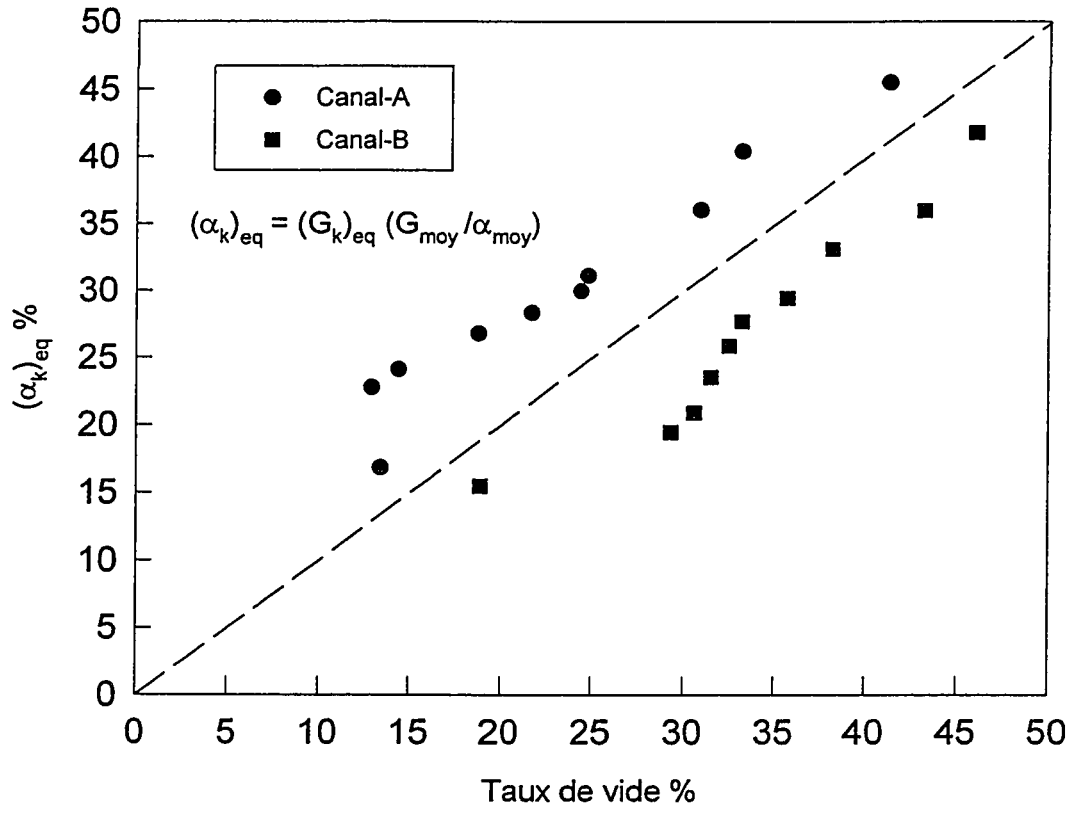


Figure 5.44 Comparaison du Taux de vide expérimentales en équilibre hydrodynamique et celui calculé par le modèle de Lahey et Moody (1977).

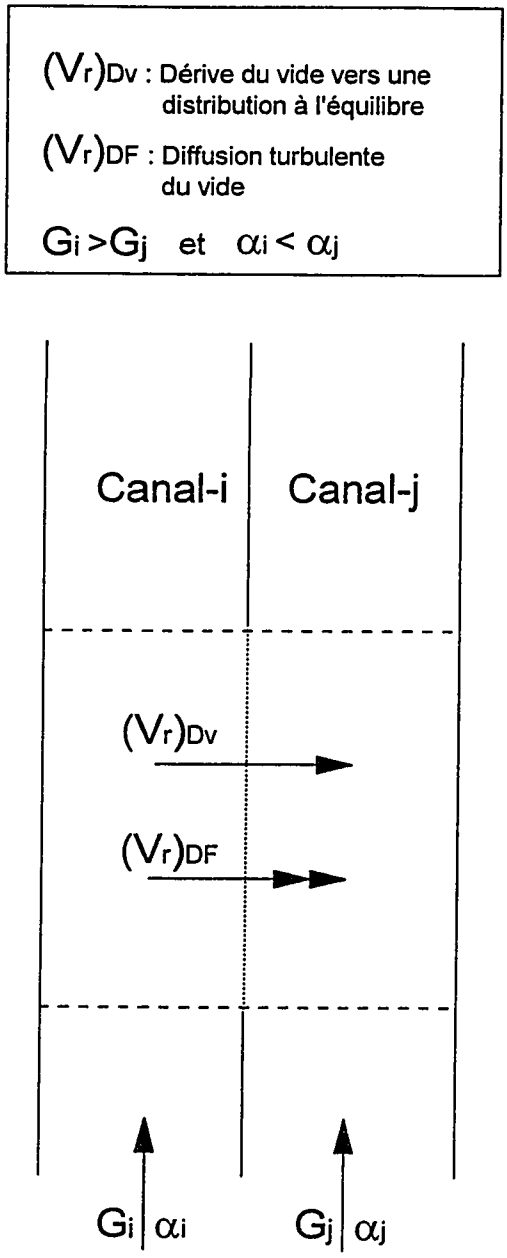


Figure 5.45 Échanges latéraux en équilibre hydrodynamique utilisant l'Éq. (5.8).

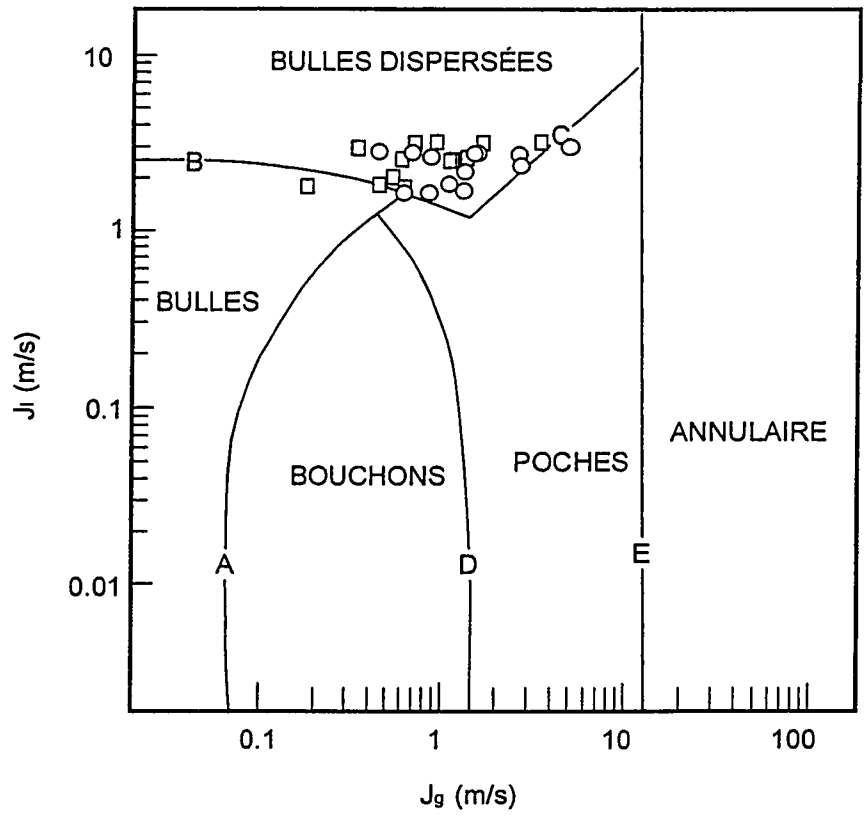


Figure 5.46 Comparaison des paramètres de l'écoulement à l'équilibre, canal A et B, avec les résultats de Taitel et Duckler (1980).

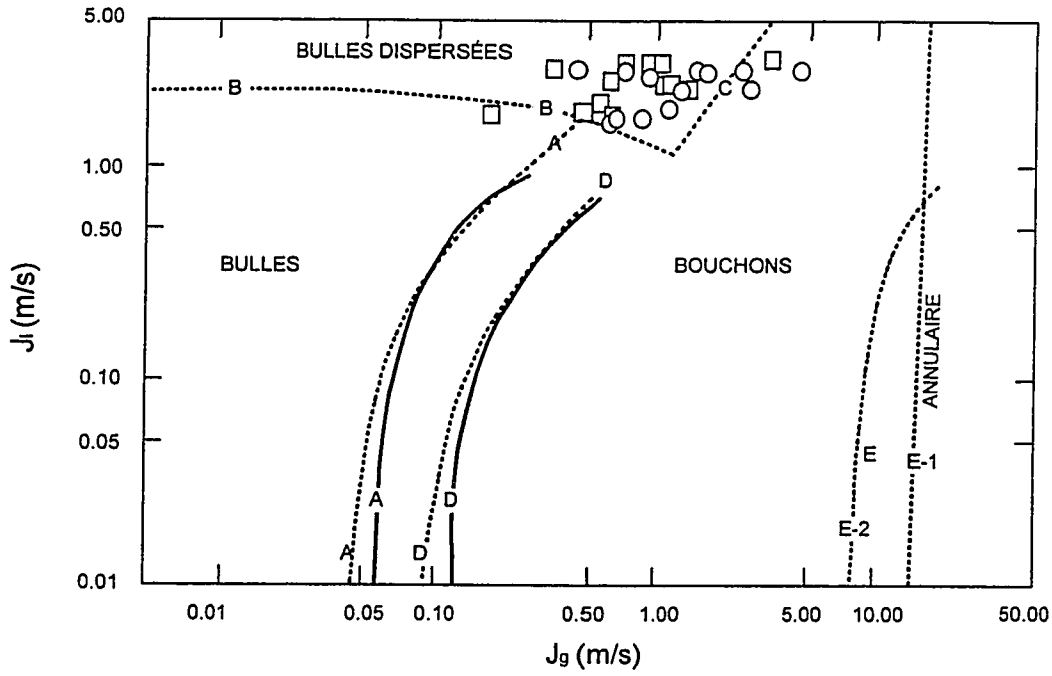


Figure 5.47 Comparaison des paramètres de l'écoulement à l'équilibre, canal A et B, avec les résultats de Venkatesvararao et al. (1981).

CHAPITRE VI
MODÉLISATION

L'analyse des écoulements dans des sous-canaux passe par une modélisation adéquate des phénomènes d'échanges latéraux. Nous avons discuté, précédemment, de l'importance de bien modéliser les échanges turbulents monophasiques et diphasiques dans les codes de calcul des sous-canaux interconnectés. Ces échanges sont inhérents aux caractères stochastiques des vitesses des écoulements, et peuvent entraîner, pour les écoulements diphasiques, des échanges nets de masse, de quantité de mouvement et d'énergie.

Les échanges turbulents sont souvent modélisés en utilisant un coefficient de diffusion turbulent, ε. Par conséquent, des coefficients de diffusion turbulente sont définis pour les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie.

Nous avons présenté dans le chapitre II, l'approche théorique souvent utilisée pour modéliser les échanges turbulents monophasiques. De plus, nous avons vu que ces échanges peuvent être corrélés adéquatement en fonction du nombre de Reynold. Cette approche est motivée par le fait que les échanges de masse turbulents peuvent être reliés à des paramètres de l'écoulement directement mesurables. Les échanges turbulents sont déterminés en utilisant la méthode d'échantillonnage en utilisant un traceur salin (voir section 4.2.1). Pour les écoulements diphasiques, une extension de l'approche monophasique est souvent effectuée pour calculer les échanges turbulents liquide (voir chapitre II). Nous avons montré que cette extension n'est justifiable que par les résultats plus où moins satisfaisants qu'elle donne. Notre intérêt, dans cette partie, est consacré à la modélisation des échanges de masse liquide turbulent pour des écoulements diphasiques dans des sous-canaux interconnectés, tout en se basant sur approche physique du phénomène de la turbulence diphasique.

Les résultats expérimentaux concernant les échanges turbulents, analysés et discutés dans le chapitre précédent, ont permis de mieux comprendre le phénomène des échanges de masse turbulents dans les sous-canaux interconnectés, et d'identifier les paramètres qui contrôlent l'intensité de ces échanges. La plupart des recherches qui se sont intéressées à l'étude expérimentale et théorique des échanges de masse turbulents utilisent des corrélations empiriques où semi-empirique pour modéliser ces échanges. Un des rares travaux existant dans la littérature et qui propose un modèle analytique pour le calcul des échanges de masse turbulents est celui de Beus (1972).

Avant d'aborder la théorie de base qui a permis d'élaborer notre modèle analytique pour calculer les échanges de masse turbulent, on présente le modèle développé par Beus (1972). Une comparaison des prédictions de ce modèle avec les résultats expérimentaux est aussi présentée.

6.1 Modèle de Beus

Le point de départ de ce modèle consiste à considérer un écoulement diphasique dans deux canaux adjacents, connectés par le biais d'une ouverture de largeur, s, et de longueur, l. Dans cet écoulement diphasique, la phase vapeur est associée à des bouchons de volume V_0 se déplaçant en co-courant avec le liquide. Soit H, la distance axiale considérée entre deux bouchons successifs et Δt le temps requis pour qu'un bouchon se déplace, par rapport au liquide, sur une longueur égale à H; alors, on écrit :

$$\Delta t = \frac{H}{V_g - V_l} \ , \tag{6.4}$$

où,

V_l : vitesse du liquide,

V_g : vitesse du gaz.

En introduisant la définition de conservation de masse, on peut dire que durant le temps Δt, une quantité de masse liquide équivalente au volume du bouchon est déplacée due à la vitesse relative du bouchon de vapeur par rapport au déplacement du liquide. Beus considère que cette quantité est transférée latéralement dans le canal adjacent. Alors, le débit massique latéral, w', par unité de longueur du canal s'écrit :

$$w' = \rho_l \frac{V_0}{H^2} (V_g - V_l) \ , \tag{6.5}$$

où,

V_0 : volume du bouchon de gaz.

Cette équation peut être écrite en faisant intervenir le rapport de glissement des vitesses gaz-liquide, γ, et le titre de l'écoulement, x, en introduisant l'expression suivante, pour le taux de vide :

$$\alpha = \frac{V_0}{HA} \ , \tag{6.6}$$

où,

A : section de passage du canal.

Selon cette équation, Beus estime donc que le bouchon de gaz occupe la section de passage du canal. En utilisant cette expression, l'équation (6.5) devient :

$$w' = \frac{A}{H}\left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right)\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) G x \ , \tag{6.7}$$

Le rapport de glissement, γ, est exprimé en fonction du taux de vide, qui est calculé en utilisant la corrélation de Smith (1970) en fonction du titre de l'écoulement comme suit :

$$\alpha = \left[1 + k\frac{\rho_g}{\rho_l} x' + (1-k)\frac{\rho_g}{\rho_l} x' \left(\frac{\frac{\rho_l}{\rho_g} + kx_1}{1 + kx_1} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \tag{6.8}$$

où,

$$\gamma = \frac{x}{1-x}\left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right)\frac{\rho_l}{\rho_g}, \tag{6.9}$$

et, $x' = \left(\frac{1}{x} - 1\right)$, $k = 0.4$.

La distance entre deux bouchons successifs, H, est considérée proportionnelle à la section de passage du canal, *i.e*, le diamètre hydraulique. En utilisant cette hypothèse, l'équation (6.7) s'écrit :

$$w' = \beta \frac{AG}{D_h}\left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right)\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) x, \tag{6.10}$$

où,

β : facteur de proportionnalité géométrique,

G : flux massique du canal,

A : diamètre hydraulique du canal,

ρ_l : densité du liquide,

ρ_g : densité du gaz.

L'équation (6.10) permet de calculer les échanges de masse turbulents pour les écoulements diphasiques. Cependant, cette équation n'est valide que dans la région d'écoulement par bulles et par bouchons. Pour couvrir la région annulaire, Beus utilise une fonction qui permet de suivre les tendances expérimentales observées par différents chercheurs dans cette région. Ces données expérimentales montraient que l'intensité des échanges latéraux turbulents passe par un maximum, situé dans la région de transition de l'écoulement de bouchons à annulaire, pour ensuite diminuer jusqu'à atteindre un minimum, qui correspond à l'intensité des échanges en simple phase vapeur. Pour bâtir cette fonction, Beus (1972) utilise le critère de transition donné par Wallis (1969), afin de localiser la position où les échanges sont maximum. Ainsi, l'équation (6.10) demeure valide jusqu'à la transition bouchon-annulaire, qui est définie par :

$$j_g = 0.4 + 0.6 j_l \ . \tag{6.11}$$

La transition peut être localisée en calculant le titre "critique" à partir de l'équation (6.11). Par titre critique, Beus désigne le titre correspondant au pic des échanges turbulents, donné par :

$$x_c = \frac{\frac{0.4}{G}[g\rho_l D_h(\rho_l - \rho_g)]^{1/2} + 0.6}{\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/2} + 0.6} \ . \tag{6.12}$$

L'échange de masse turbulent maximum est déterminé en introduisant l'équation (6.12) dans l'équation (6.7). Après avoir déterminé l'échange de masse turbulent maximum correspondant au titre critique, une fonction hyperbolique est utilisée pour l'approximation des tendances expérimentales observées. Donc, la courbe de cette fonction doit passer par

le point, $w'(x_c)$, et décroît pour atteindre la limite asymptotique correspondant aux échanges turbulents simple phase vapeur $w' = w'_g$. La fonction de cette courbe est donnée par :

$$w' = w'_g + (w'_c - w'_g)\left(\frac{1 - \frac{x_o}{x_c}}{\frac{x}{x_c} - \frac{x_o}{x_c}} \right) , \tag{6.13}$$

avec $\frac{x_o}{x_c} = 0.57\, Re^{0.0417}$, obtenue à partir du meilleur lissage pour les données expérimentales de Rowe (1969), Walton (1969) et Petrunik (1968). L'équation (6.13) est donc valide pour la région annulaire. Enfin, le modèle de Beus se résume par les deux équations suivantes, qui permettent de calculer les échanges de masse turbulent pour les écoulements monophasiques et diphasiques :

$$w'_l = w'_l + \beta \frac{AG}{D_h}\left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right) x , \tag{6.14}$$

et,

$$w'_{ll} = w'_g + (w'_c - w'_g)\left(\frac{1 - \frac{x_o}{x_c}}{\frac{x}{x_c} - \frac{x_o}{x_c}} \right) , \tag{6.15}$$

le coefficient β qui permet la meilleure approximation des résultats expérimentaux des auteurs cités ci-haut est donné par :

$$\beta = 0.04\left(\frac{s}{D_h}\right)^{1.5} . \tag{6.16}$$

Les corrélations simple phase liquide et vapeur utilisées par Beus sont les suivantes :

$$w_l^+ = 1.435 * 10^{-6} \mu_l Re_l^{0.9} \ , \tag{6.17a}$$

$$w_g^+ = 1.435 * 10^{-6} \mu_g Re_g^{0.9} \ , \tag{6.17b}$$

L'équation (6.14) permet de calculer les échanges de masse turbulent dans la région d'écoulement par bulles et par bouchons, tandis que l'équation (6.15) est utilisée pour la région d'écoulement annulaire.

Nous avons comparé les prédictions de ce modèle avec les résultats expérimentaux. La figure 6.1 montre les prédictions des échanges de masse turbulent liquide calculées par le modèle de Beus et les résultats des échanges turbulents obtenus à partir des expériences, réalisées dans cette recherche. Les prédictions de ce modèle semblent donner des résultats satisfaisants dans la région où le taux de vide varie entre 0 et 20%. Au-delà de cette valeur, *i.e.*, dans la région de transition, le modèle n'arrive pas à suivre l'augmentation des échanges turbulents observés expérimentalement et ceci pour les trois flux massiques considérés. Aussi, on remarque que le modèle de Beus prédit cette augmentation beaucoup plus loin, tout en surestimant le maximum atteint par les données expérimentales. Les données expérimentales montrent une décroissance lente des échanges turbulents, dans la région de l'écoulement par bouchons. Toutefois, le modèle de Beus prédit une décroissance beaucoup plus rapide. De même, il semble que le critère choisi pour localiser la transition n'est pas adéquat. C'est en fait le choix de ce critère qui rend la prédiction de la position correspondant au maximum des échanges de masse turbulent inadéquate. En somme, il apparaît bien qu'il soit nécessaire de revoir quelques hypothèses de base, utilisées par Beus pour développer son modèle.

En effet, deux critiques fondamentales peuvent être soulevées. La première a trait

à la manière dont Beus visualise l'écoulement pour obtenir l'équation (6.14), utilisée pour calculer les échanges de masse turbulent dans la région d'écoulement à bulles et à bouchons. Beus (1972) visualise la phase vapeur pour toute cette région comme étant des bouchons successifs qui occupent la section de passage. Toutefois cette approche ne peut pas rendre compte de la réalité de l'écoulement pour une configuration à bulles. De plus, le modèle tend à surestimer les échanges turbulents dans cette région. Cela découle de l'hypothèse avancée, qui suppose qu'un volume de liquide équivalent au volume du bouchon de vapeur en mouvement soit transféré dans le canal adjacent. Or, on peut s'attendre à ce que le passage du bouchon de vapeur entraîne le déplacement latéral du liquide qui l'entoure, et que juste une partie de ce liquide est déplacée latéralement dans le canal adjacent. La deuxième faiblesse de ce modèle est de considérer que le maximum d'échange turbulent se situe dans la région de transition de bouchon à annulaire. Cependant, comme il a été discuté, dans le chapitre précédent, le maximum d'échange semble plutôt se produire dans la région de transition de bulles à bouchons. Il faut aussi revoir la fonction construite par Beus, du moins pour la région d'écoulement à bouchon, afin de permettre de reproduire les tendances observées expérimentalement.

6.2 Modèle des échanges de masse turbulent liquide

Le modèle que nous avons développé couvre la région d'écoulement par bulles et par bouchons. On propose en premier lieu un modèle analytique couvrant la région d'écoulement par bulles jusqu'à la transition. Tandis que pour la région d'écoulement par bouchons, on propose une fonction qui permet de représenter le mieux nos données expérimentales dans cette région.

L'hypothèse de base pour notre modèle est de considérer que la phase vapeur se déplace sous la forme de bulles sphériques ayant les mêmes caractéristiques géométriques, dans la région par bulles jusqu'à la transition. Notre point de départ consiste à utiliser l'expression développée par Newton, qui exprime la quantité de fluide déplacée, par unité

de temps, par une particule sphérique en mouvement. L'expression est donnée par :

$$\dot{m}_f = \rho_f \frac{\pi}{4} d^2 (V_p - V_f) , \tag{6.18}$$

où V_p désigne la vitesse de la particule, V_f la vitesse du fluide et d le diamètre de la particule. En supposant le cas d'une bulle sphérique se déplaçant dans un fluide qui s'écoule dans un canal communiquant avec un autre à travers un espacement de longueur L et de largeur s, et soit ΔH la distance parcourue par cette bulle par unité de temps, alors on peut exprimer la masse de liquide transférée par unité de temps et par unité de longueur due au passage de la bulle comme suit :

$$w_l' = \rho_l \frac{\pi}{4} d^2 \frac{(V_g - V_l)}{\Delta H} , \tag{6.19}$$

avec,

ρ_l : densité du liquide,
d : diamètre de la bulle,
V_l : vitesse de la phase liquide,
V_g : vitesse de la bulle.

Étant donné que la phase vapeur est distribuée dans l'écoulement sous la forme de plusieurs bulles, et si on considère le passage de n bulles ayant les mêmes caractéristiques géométriques, l'équation (6.19) devient :

$$w_l' = n\rho_l \frac{\pi}{4} d^2 \frac{(V_g - V_l)}{\Delta H} . \tag{6.20}$$

Comme il a été déjà mentionné, on peut s'attendre à ce que seulement une fraction du liquide qui sera déplacée latéralement dans le canal adjacent. L'équation (6.20), exprimant

le débit massique de liquide déplacé latéralement dans le canal adjacent dû au passage des bulles, s'écrit alors :

$$w_l^{'} = C_T n \rho_l \frac{\pi}{4} d^2 \frac{(V_g - V_l)}{\Delta H} . \qquad (6.21)$$

C_T est un coefficient de proportionnalité qui tient compte de la quantité de vapeur transférée latéralement due à la vitesse relative de la bulle par rapport au liquide.
En utilisant l'expression reliant le nombre de bulle au taux de vide de l'écoulement, donnée par :

$$n = \frac{\alpha \Delta H A}{V_o}, \text{ et } V_o = \frac{\pi}{6} d^3 ,$$

et V_o étant le volume d'une bulle, l'équation (6.21), s'écrit alors :

$$w_l^{'} = \frac{3}{2} C_T \rho_l \alpha \frac{A}{d} (V_g - V_l) , \qquad (6.22)$$

cette expression peut aussi être écrite en fonction du rapport de glissement des vitesses des phases et du titre de l'écoulement :

$$w_l^{'} = \frac{3}{2} C_T \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{A}{d} x G \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right) . \qquad (6.23)$$

en prenant l'air comme un gaz idéal, on peut écrire :

$$P V_o = m R T , \qquad (6.24)$$

à partir de cette équation , on peut obtenir une expression donnant le diamètre des bulles en

fonction de la pression et de la température, alors :

$$d = C_a \left(\frac{T}{P} \right)^{1/3} , \tag{6.25}$$

et l'équation (6.23) s'écrit :

$$w_l' = \frac{3}{2} \frac{C_T}{C_a} \frac{\rho_l}{\rho_g} A \left(\frac{P}{T} \right)^{1/3} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) x G \ . \tag{6.26}$$

Cette équation permet de calculer les échanges de masse turbulents dus aux passagex des bulles, animées d'une vitesse relative par rapport au liquide. Ainsi, la turbulence liquide pour l'écoulement diphasique sera déterminée par la somme de l'intensité turbulente de la phase liquide, comme si elle s'écoulait en simple phase, et de l'effet induit par la présence des bulles. L'équation qui permet de calculer les échanges de masse turbulent liquide globale s'écrit alors comme suit :

$$(w_l')_l = w_{sp_l}' + \frac{3}{2} C_F \frac{\rho_l}{\rho_g} A \left(\frac{P}{T} \right)^{1/3} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) x G \ , \tag{6.27}$$

où, $C_F = \frac{C_T}{C_a}$ est une constante de proportionnalité. Les échanges de masse turbulent simple phase liquide sont calculés à partir de la corrélation donnée par l'équation (5.4). L'équation (6.27) est ainsi valide pour calculer les échanges turbulents diphasiques de la phase liquide pour la région d'écoulement à bulles jusqu'à la transition à bouchons (Slug).

La transition peut être déterminer en utilisant le critère donné par Venkateswararao (1982) :

$$J_g = 1.083 J_l \ . \tag{6.28}$$

Cette équation permet de déterminer le titre "critique", au-delà duquel se développe l'écoulement à bouchons. Donc, en évaluant le titre "critique", *i.e.*, le taux de vide, auquel correspond le maximum des échanges de masse turbulent liquide, $w'(\alpha_c)$, et en utilisant une fonction permettant le meilleur lissage des données expérimentales dans la région d'écoulement par bouchons, soit :

$$f(\alpha) = (a + \frac{b}{\alpha^{0.5}} + \frac{c}{\alpha^2}) , \tag{6.29}$$

avec,

a = -0.01523; b = 0.74557; c = -12.31. Les échanges de masse turbulents liquide pour cette région sont alors calculés à partir de la relation suivante :

$$(w_i')_{II} = \frac{f(\alpha)}{f(\alpha_c)} \left(w_i'(\alpha_c)\right)_I , \tag{6.30}$$

Ainsi, l'équation (6.27) et (6.30) peuvent être utilisées pour calculer les échanges de masse turbulent liquide pour les écoulements à bulles et à bouchons.

6.3 Comparaison des prédictions du modèle avec les résultats expérimentaux

Les échanges de masse turbulent liquide peuvent être calculés en utilisant les équations (6.25) et (6.28). Toutefois, l'utilisation de l'équation (6.25) nécessite de connaître le rapport de glissement des vitesses des deux phases. Il existe différentes approches pour évaluer ce paramètre. Deux méthodes ont été utilisées, la première consiste à utiliser une fonction qui permet de corréler le taux de vide expérimental en fonction du titre de l'écoulement, ce qui permet ainsi d'évaluer le rapport de glissement. La deuxième méthode consiste à utiliser une corrélation basée sur le modèle à écart de vitesse comme celle donnée par Chexal et Lellouche (1985). Cette dernière approche est souvent utilisée dans différents

codes de calcul des sous-canaux interconnectés. Son utilisation est justifiée par son côté pratique et permet, en même temps, de tester le modèle actuelle en utilisant une autre expression du rapport de glissement.

6.3.1 Résultats utilisant la corrélation reliant le taux de vide expérimental au titre

La figure 6. 2 montre l'allure de la courbe utilisée pour corréler les données du taux de vide expérimental et du titre de l'écoulement. Cette fonction est donnée par l'équation suivante :

$$\alpha = \left[1 + 0.33 \frac{\rho_g}{\rho_l} x_1 + (1 - 0.33) \frac{\rho_g}{\rho_l} x_1 \left(\frac{\frac{\rho_l}{\rho_g} + 0.33 x_1}{1 + 0.33 x_1} \right)^{1/2} \right]^{-1} , \qquad (6.31)$$

cette équation a été utilisée pour calculer le taux de vide, tandis que le rapport de glissement a été calculé à partir de l'équation (6.9).

Les prédictions du modèle développé dans cette recherche sont illustrées dans la figure 6.3. En utilisant ce modèle, nous avons calculé les échanges de masse turbulent liquide pour les trois flux massiques donnés et pour des taux de vide variant entre 0 et 70%, un coefficient C_F =0.13 est utilisé pour tous les cas. Comme le montre cette figure, le modèle suit bien les tendances des données expérimentales dans la région d'écoulement à bulles jusqu'à la transition. On peut ainsi dire que l'approche utilisée pour écrire l'équation (6.25) est pertinente. De plus, on remarque que le modèle prédit d'une façon satisfaisante le maximum des échanges turbulents pour les flux massiques en questions. Ceci permet de confirmer que le critère utilisé pour estimer le changement de régime, de bulles à bouchons, est approprié. Enfin, il apparaît que la fonction utilisée est adéquate pour représenter les tendances expérimentales dans la région d'écoulement à bouchons, tel que le montre cette

figure. En somme, on peut donc conclure que le modèle développé est pertinent, pour calculer les échanges de masse turbulents liquide. Ce modèle permet ainsi de couvrir les écoulements à bulles et à bouchons.

6.3.2 Résultats utilisant la corrélation de Chexal et Lellouche

Comme nous l'avons indiqué, la corrélation développée par Chexal et Lellouche (1985) est basée sur le modèle à écart de vitesse qui permet de déterminer les paramètres essentiels de l'écoulement diphasique soit le coefficient de distribution, C_0, l'écart de vitesse du gaz V_{jg}, et le taux de vide de l'écoulement. Ces paramètres peuvent donc être calculés en utilisant les relations empiriques suivantes :

a) le coefficient de distribution,

$$C_0 = \frac{L(\alpha,p)}{(K_0 + (1-K_0)\alpha^r)} \quad , \tag{6.32}$$

avec,

$$L(\alpha,p) = \frac{1-\exp(-C_1\alpha)}{1-\exp(-C_1)} \quad ,$$

et,

$$C_1 = \frac{4p_{crit}^2}{p(p_{crit}-p)} \quad ,$$

$$K_0 = B_1 + (1-B_1)\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right) \quad ,$$

$$B_1 = \min[0.8, A_1] \quad ,$$

$$A_1 = \frac{1}{1 + \exp(\frac{-Re}{60000})} ,$$

$$Re = Re_g \quad , Si \ (Re_g > Re_l) \ ou \ (Re_g < 0) ,$$

$$Re = Re_l \quad , Si \ (Re_g \leq Re_l) ,$$

$$Re_l = \frac{w_l D_h}{\mu_l A} ,$$

$$r = \frac{(1 + 1.57 \frac{\rho_g}{\rho_l})}{1 - B_1} .$$

b) l'écart de vitesse du gaz,

$$V_{gj} = 1.41 \left(\frac{(\rho_l - \rho_g) \sigma g}{\rho_l^2} \right)^{0.25} (1 - \alpha)^{K_1} C_1 C_2 C_3 , \qquad (6.33)$$

avec,

$$K_1 = B_1, \ Si \ \ Re \geq 0 ,$$

$$K_1 = 0.5, \ Si \ \ Re < 0 ,$$

$$C_2 = 1, \ Si \ \ C_5 \geq 1 ,$$

$$C_2 = \frac{1}{1-\exp(-C_6)},\ Si\ \ C_5 < 1\ ,$$

$$C_5 = \sqrt{150\left(\frac{\rho_l}{\rho_l}\right)}\ ,$$

$$C_6 = \frac{C_5}{1-C_5}\ ,$$

$$C_3 = \max[0.5, 2\exp(\frac{-Re}{6000})],\ Si\ \ Re_l \geq 0\ ,$$

$$C_3 = \min\left[10, \exp\left(\frac{-Re_l}{140000}\left(\frac{D_1}{D_h}\right)^{2.25}\right)^{0.3}\right],\ Si\ \ Re_l < 0\ ,$$

$$C_4 = 1,\ Si\ \ C_7 \geq 1\ ,$$

$$C_4 = \frac{1}{1-\exp(-C_8)},\ Si\ \ C_7 < 1\ ,$$

$$C_8 = \frac{C_7}{1-C_7}\ ,$$

$$C_7 = \left(\frac{D_2}{D_h}\right)^{0.6} \text{ et } D_1 = 0.0381,\ D_2 = 0.09144.$$

En utilisant l'équation (6.32) et (6.33), on peut alors calculer la vitesse du gaz et du liquide comme suit :

a) vitesse du gaz,

$$V_g = \frac{\frac{G\,C_0}{\rho_l} + V_{gj}}{1-\alpha C_0(1-\frac{\rho_g}{\rho_l})}\ , \qquad (6.34)$$

b) vitesse du liquide,

$$V_l = \frac{(1-\alpha C_0)(G - \frac{\alpha \rho_g V_{gj}}{1-\alpha C_0})}{\rho_l (1-\alpha)(1-\alpha C_0(1-\frac{\rho_g}{\rho_l}))} \quad . \tag{6.35}$$

Le taux de vide est calculé en utilisant l'équation suivante :

$$\alpha = \frac{J_g}{C_0(J_l + J_g) + V_{gj}} \quad , \tag{6.36}$$

et le rapport de glissement est calculé par la relation :

$$\gamma = \frac{V_g}{V_l} \quad . \tag{6.37}$$

L' équation (6.36) et (6.37) ont été utilisées dans le présent modèle pour calculer le taux de vide et le rapport de glissement. Ce qui a permis de tester les prédictions du modèle en utilisant une autre méthode de calcul pour déterminer le taux de vide et le rapport de glissement.

La figure 6.5 montre la comparaison entre les prédictions du modèle, utilisant la corrélation développée par Chexal et Lellouche, et les résultats expérimentaux. On peut observer que dans la région d'écoulement par bulles jusqu'à la transition le modèle arrive à suivre les tendances expérimentales et prédit de façon adéquate le maximum d'échange de masse turbulent. De plus, le modèle arrive à situer le taux de vide critique à partir duquel, on observe la décroissance des échanges de masse turbulent. Cependant, il faut indiquer que l'utilisation de la corrélation de Chexal et Lellouche affecte les prédictions du modèle pour les taux de vide situés entre 15 et 25%. En effet, les prédictions surestiment

les échanges dans cette région. Ceci s'explique simplement par le fait que le rapport de glissement calculé par la méthode de Chexal et Lellouche est différent de celui calculé à partir de l'équation 6.9. En effet, la figure 6.6 montre le taux de vide en fonction du titre de l'écoulement calculé en utilisant les deux approches citées, soit les équations 6.31 et 6.36, les résultats obtenus sont relativement semblables. Toutefois, comme on peut observer à la figure 6.7, la comparaison des rapports de glissement calculés par les deux méthodes montre une nette différence entre les résultats de ces deux approches, et ceci peut expliquer les différences observées.

6.4 Modélisation de la diffusion turbulente du vide

Après avoir réussi de développer un modèle permettant le calcul des échanges de masse turbulent liquide, on s'intéresse dans cette partie au phénomène de la diffusion turbulente du vide. Le phénomène turbulent est le résultat des fluctuations stochastiques des vitesses de l'écoulement. Une des approches la plus souvent utilisée pour déterminer les échanges turbulents de la phase du gaz, pour les écoulements diphasiques dans des sous-canaux interconnectés, consiste à supposer que le processus des échanges turbulents latéraux est basé sur un échange de volumes égaux entre les sous-canaux, Lahey et Moody (1977). Pour les écoulements diphasiques, ce phénomène peut entraîner un échange net de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Cependant, on s'intéresse ici à étudier uniquement les échanges turbulent du gaz entre les sous-canaux et à les modéliser.

6.4.1 Méthode de Calcul des échanges turbulents du gaz

Le modèle des échanges de volumes égaux entre deux sous-canaux interconnectés, développé par Lahey et Moody (1977), implique que les vitesses fluctuantes latérales de la phase liquide et gaz soient égaux, et que :

$$u'_{i-j} = u'_{j-i} \ , \tag{6.38}$$

l'indice, *i-j*, désigne la quantité transférée du canal *i* vers *j*, tandis que l'indice, *j-i*, désigne la quantité transférée du canal *j* vers *i*.
Le flux massique net latéral peut être exprimer par,

$$w'_{ij} = w'_{i-j} - w'_{j-i} \ , \tag{6.39}$$

avec,

$$w'_{i-j} = (w'_{i-j})_l + (w'_{i-j})_g \ , \tag{6.40}$$

et,

$$w'_{j-i} = (w'_{j-i})_l + (w'_{j-i})_g \ . \tag{6.41}$$

L'objectif consiste à déterminer les échanges latéraux turbulents de gaz, ce qui permet de relier ces échanges aux taux de vide. Donc, on se propose de visualiser les échanges turbulents dans chaque canal comme étant indépendant de ce qui se passe dans l'autre. Il en découle que chaque canal transfert un volume équivalent dans l'autre due à la turbulence. Cet échange turbulent d'un canal à un autre ne dépendra donc que des caractéristiques propres de l'écoulement du canal donneur considéré.

Pour déterminer les échanges turbulents de gaz, on utilise les résultats expérimentaux réalisés dans le cadre de cette recherche. Ces expériences, comme on l'a déjà mentionné, sont obtenues dans des conditions d'équilibre hydrodynamique dans lesquelles les échanges latéraux sont dus uniquement à l'effet de la turbulence. Nous avons déterminé, précédemment, à partir de ces expériences les échanges latéraux turbulents de la phase liquide, w'_l. En se basant sur la méthode d'échange de volumes égaux entre les sous-canaux, qui consiste à supposer que les composantes latérales des vitesses fluctuantes de la phase liquide et gaz soient égaux, alors on peut établir les relations suivantes pour les

débits volumiques :

$$(Q'_{i-j})_l = (1-\alpha_i)\, Q'_{i-j} \ , \tag{6.42}$$

et,

$$(Q'_{i-j})_g = \alpha_i Q'_{i-j} \ , \tag{6.43}$$

L'équation (6.43) permet de calculer les échanges de volume turbulents de gaz. Cette équation nécessite que le débit volumique total turbulent, Q'_{i-j} ,du canal i vers j soit déterminé. Cependant, étant donnée que les échanges turbulents de la phase liquide, $(w'_{i-j})_l$ ont été calculés à partir des résultats expérimentaux, on peut utiliser l'équation (6.42), pour déterminer les échanges latéraux globaux. En réarrangeant l'équation (6.42), on peut écrire :

$$Q'_{i-j} = \frac{(w'_{i-j})_l}{\rho_l(1-\alpha_i)} \ . \tag{6.44}$$

L'équation (6.44) permet ainsi d'évaluer les échanges volumiques turbulents globaux en fonction des échanges de masse liquide. Ces derniers sont obtenus tel qu'il a été expliqué dans le chapitre 5. En combinant l'équation (6.43) et (6.44), on obtient l'expression qui permet de calculer le volume de gaz échangé latéralement dû à l'effet de la turbulence, du canal i vers le canal j,

$$(Q'_{i-j})_g = \frac{\alpha_i (w'_{i-j})_l}{(1-\alpha_i)\rho_l} \ . \tag{6.45}$$

En utilisant cette équation, nous avons calculé les échanges latéraux de gaz dus à la turbulence, pour les conditions expérimentales données au tableau 5.3. Le résultat de ces

calculs est présenté à la figure 6.7. Selon ces résultats, les échanges turbulents de gaz semblent être peu affectés par les flux massiques de l'écoulement, mais dépendent fortement du taux de vide. L'intensité de ces échanges augmente avec le taux de vide. Donc, il est possible de produire une fonction permettant de relier les échanges turbulents de gaz en fonction du taux de vide du canal. Sur cette même figure, on présente le lissage qui permet de représenter le mieux les résultats des échanges turbulents du gaz. Cette fonction que nous avons obtenu sera utile, car elle servira à déterminer les échanges de gaz latéraux dus à la turbulence, d'un canal vers un autre en connaissant le taux de vide. La fonction de lissage est :

$$Q_g' = a + b\alpha + c\alpha^2 + d\alpha^3 + e\alpha^4, \tag{6.46}$$

les valeurs des coefficients de ce polynôme sont présentées au tableau 6.1.

Dans le but de vérifier la pertinence de la méthode d'échanges de volumes égaux, qui a été utilisée pour calculer les échanges de volume turbulents du gaz, nous avons comparé les échanges de masse turbulents du gaz, calculés avec l'équation :

$$w_g' = \frac{\alpha \rho_g}{(1-\alpha)\rho_l} w_l' , \tag{6.47}$$

avec ceux mesurés par Rudzinski et al.(1972) et Sadatomi et al. (1995). Dans cette équation nous avons omis les indices *i-j*, car dans le cas des expériences turbulents, les échanges de part et d'autre des deux sous-canaux sont égaux. Il faut aussi remarquer que nous étions obligés de passer par la conversion des débits volumiques du gaz à des débits massiques, car les mesures expérimentales de ces deux auteurs sont présentées, dans la littérature, sous cette forme. Il faut mentionner que les densités du gaz sont déterminées aux pressions du système mesurées durant les expériences.

La figure 6.8, montre les échanges turbulent du gaz calculés et ceux mesurés par

Rudzinski et al. (1972) et Sadatomi et al. (1995). Nous avons présenté sur la même figure les échanges turbulents liquide mesurés durant cette recherche, et utilisés pour le calcul des échanges turbulents du gaz. Comme le montre cette figure, les calculs des échanges turbulents du gaz suivent très bien les tendances des données expérimentales de Rudzinski et al. et Sadatomi et al. On observe même que les mesures de Sadatomi suivent bien les échanges turbulents du gaz calculés. Tel que le montre ces résultats, les échanges turbulents du gaz sont très peu affectés par les flux massiques. Ces observations permettent de confirmer la pertinence de l'approche que nous avons utilisé pour calculer les échanges turbulents de gaz.

6.4.2 Évaluation d'un coefficient de proportionnalité de la diffusion du vide

Après avoir déterminé les échanges turbulents du gaz, et obtenu une fonction permettant de relier ces échanges au taux de vide du canal, on peut maintenant proposer la méthode qui permet d'évaluer les échanges turbulent net de gaz entre les sous-canaux interconnectés ayant des taux de vide dissymétriques. Ces échanges sont le résultat de la présence d'un gradient de taux de vide entre les sous-canaux interconnectés. Le mécanisme par lequel l'échange net de gaz entre les sous-canaux se produit est appelé la diffusion turbulente du vide. L'approche choisie, pour évaluer l'échange net du gaz dû au mécanisme de la diffusion turbulente du vide, consiste à considérer le transfert du gaz comme un processus de diffusion. Donc, pour un canal donné, le volume du gaz transféré par turbulence au canal adjacent dépendra uniquement du taux de vide du canal en question et d'un coefficient de proportionnalité qui est fonction du même taux de vide. Nous avons produit précédemment un polynôme (Éq. 6.46), qui permet de relier le transfert du volume de gaz d'un canal à un autre en fonction du taux de vide. À partir de ce polynôme, on peut donc évaluer le volume du gaz transféré de part et d'autre entre les deux canaux interconnectés. En utilisant les valeurs du taux de vide mesuré dans chaque canal, pour les expériences réalisées dans des conditions d'équilibre hydrodynamique ayant des distributions dissymétriques de taux vide et de débit, on détermine alors le volume de gaz

transféré du canal i vers le canal j et vice versa. L'échange net du volume de gaz entre les deux sous-canaux est calculé comme suit :

$$(Q'_{net})_g = (Q'_{i-j})_g - (Q'_{j-i})_g \ . \tag{6.48}$$

Les résultats des échanges turbulents sont présentés au tableau 6.2. L'équation (6.48), donnant l'échange latéral net du gaz dû à la turbulence, peut être écrite en utilisant un coefficient de proportionnalité qui est une fonction du taux de vide présent dans chaque canal, soit :

$$Q'_{net_g} = \left(\frac{D_{\alpha_j} \alpha_i - D_{\alpha_j} \alpha_j}{l*} \right) S \ , \tag{6.49}$$

où S est l'espacement de l'interconnection. En utilisant les échanges turbulent du gaz calculés, nous avons produit une fonction permettant d'exprimer le coefficient de proportionnalité (D_α/l^*) en fonction du taux de vide. La fonction obtenue est représentée à la figure 6.9. Comme le montre cette figure, le coefficient de diffusion dépend ainsi du taux de vide. La fonction permettant de corréler ces résultats est la suivante :

$$y = a + b\alpha + c\alpha^2 + d\alpha^3 + e\alpha^4 + f\alpha^5 \ , \tag{6.50}$$

Les coefficients de ce polynôme sont donnés au tableau 6.3.

6.5 Modélisation de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre

Les expériences réalisées dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, avec une distribution non uniforme de débit et de taux de vide, ont permis de mieux comprendre le phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Tel qu'il a été discuté dans le chapitre précédent, ce phénomène ne peut pas être associé aux différences de dimensions géométriques des sections de passage des sous-canaux interconnectés, comme

souvent présenté dans la littérature (Gonzalez-Santalo, 1971; Lahey et moody, 1977; Sadatomi et al., 1994). Cette conclusion a été confirmée par les résultats des expériences conduites dans deux sous-canaux de même géométrie, ayant des sections de passage identiques. Ces expériences, qui ont été réalisées dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, montraient que l'écoulement se distribue de manière à avoir des débits et des taux de vide différents, tout le long des deux sous-canaux interconnectés. D'autant plus que le débit et le taux de vide demeurent constants dans chaque sous-canal. Nous avons postulé dans le chapitre précédent l'hypothèse qui permet d'expliquer l'origine physique responsable de ce type de redistribution de l'écoulement. En effet, en se basant sur des recherches expérimentales (Wallis et Richter, 1973; Sekogushi et al., 1974; Serizawa et al., 1975; Serizawa et Kataoka, 1987, 1990; Zun, 1987), et théoriques(Saffman, 1957; Lawler et Lu, 1971; Auton et al., 1988), que nous avons présenté dans le chapitre II, concernant la phénoménologie de la distribution de la phase gazeuse pour des écoulements à bulles dans des conduites, il en ressort que dans toutes ces expériences, le gaz a tendance à migrer près de la paroi des tubes. Les explications souvent avancées mettent en évidence l'effet d'une force de portance qui semble être à l'origine de la migration latérale des bulles. Selon l'analyse que nous avons présenté au chapitre II, l'existence d'un gradient latéral de vitesse de la phase liquide, et la présence dans l'écoulement de gaz sous forme de bulles, de diamètre inférieur à 5mm, animées de vitesse relative par rapport à la phase liquide, engendre l'apparition d'une force de portance orientée latéralement dans le sens décroissant du gradient de vitesse liquide. L'apparition de cette force ne dépend pas de la forme géométrique du canal dans lequel l'écoulement s'effectue.

L'approche qu'on se propose donc pour modéliser le phénomène physique de la dérive du vide observée expérimentalement consiste à attribuer la migration latérale du vide à l'effet de l'existence de la force de portance qui est engendrée par la présence dans l'écoulement des conditions spécifiques :

1- le régime de l'écoulement dans le canal de haute vitesse est un écoulement par bulles,

2- les vitesses liquides dans les deux canaux interconnectés sont dissymétriques, entraînant le développement d'un gradient latéral de vitesse liquide.

Pour le cas des expériences réalisées en équilibre hydrodynamique, le premier critère a été confirmé en utilisant deux cartes de classification pour les régimes d'écoulement qui ont permis de mettre en évidence que l'écoulement est à bulles. Le deuxième critère a été confirmé par les mesures des débits qui montraient que les débits liquides dans les sous-canaux sont dissymétriques.

Considérant le cas d'une bulle immergée dans un écoulement caractérisé par l'existence d'un gradient latéral de vitesse liquide et d'un glissement de la bulle par rapport à la phase liquide, une force latérale apparaît et entraîne un déplacement latéral de la bulle (voir figure 6.11). L'expression de cette force peut être exprimée par l'équation 2.76, développée par Auton et al. (1988) (voir chapitre II). L'expression de cette force reste valide dans notre cas, dans la mesure où les expériences ont été réalisée pour des écoulements ayant des nombres de Reynold allant de 10000 à 30000. Donc, pour ces nombres de Reynold, on peut considérer que les forces d'inerties sont dominantes, par conséquent l'hypothèse d'un fluide non visqueux utilisée par Auton et al. pour développer cette force peut être valide. De plus, nous avons vu, selon Zun (1987) (voir chapitre II), que les bulles de diamètre inférieur à 3.6 mm se comportent comme des sphères. Donc ceci justifie l'utilisation de la force développée par Auton et al., donnée par :

$$F_L = -C_L \rho_f V_b \, (v_b - u_f) \times \omega \, , \tag{6.51}$$

C_L : coefficient adimensionnel qui dépend de la forme de la bulle et le caractère de la circulation autour d'elle,

V_b : volume de la bulle,

u_f : vitesse axiale du liquide,

ρ_f : densité du liquide,

v_b : vitesse de la bulle.

La circulation de l'écoulement autour de la bulle est donnée par le rotationel du liquide, ω.

-Si on pose comme hypothèse que :

a) les bulles demeurent sphériques et ne se déforment pas le long de l'écoulement,

b) les bulles n'affectent pas le profil de vitesse de la phase liquide le long de l'écoulement,

alors la force exprimée par l'équation (6.51) devient :

$$F_L = -C\frac{4}{3}\pi r_b{}^3 \rho_l v_R \frac{du_l}{dy} , \tag{6.52}$$

où,

v_R : vitesse relative de la bulle dans la direction axiale.

Sous l'effet de cette force, la bulle se déplace à travers le fluide avec une vitesse latérale. La composante de la vitesse du liquide dans la direction latérale est négligeable, par analogie, la bulle se déplace latéralement comme le cas dans un fluide stagnant. Alors, la force et la vitesse latérale pour la bulle peuvent être reliées en utilisant la loi de la résistance du mouvement d'un corps dans un fluide, en écrivant que la force de résistance est égale à la force de portance alors, on a :

$$F_L = \rho_b V_b f_D v_{T_b} , \tag{6.53}$$

avec :

V_b : volume de la bulle,
v_{T_b} : vitesse latérale,

et f_D est donné par :

$$f_D = \frac{3}{4}\frac{C_D}{d_b}\frac{\rho_f}{\rho_b} v_{T_b} , \tag{6.54}$$

en remplaçant l'expression (6.54) dans (6.53), on obtient :

$$F_L = \frac{\pi}{2} r^2 C_D \rho_f v_{T_b}^2 . \tag{6.55}$$

pour le coefficient de traînée, C_D , la loi de Stokes permet d'exprimer sa valeur en utilisant l'équation suivante :

$$C_D = \frac{24}{Re_b} , \tag{6.56}$$

avec,

$$Re_b = \frac{v_{T_b} \rho_l D_b}{\mu_l} , \tag{6.57}$$

l'expression donnée par l'équation (6.56) est valide pour le cas d'une sphère solide et pour des nombres de Re < 1. Néanmoins, Drew et Lahey (1982), dans leur étude concernant la distribution latérale de la phase du gaz pour des écoulements diphasiques dans des conduites, considèrent que cette relation reste valide dans la région d'écoulement à bulles. De même, Kariyasaki (1987) a vérifié la validité de cette expression expérimentalement pour des conditions où les bulles se déplacent dans un liquide cisaillé de faible vitesse.

Donc, pour notre cas, où la composante latérale de la vitesse du liquide est considérée nulle, l'équation 6.56 reste encore valide. En utilisant cette relation, l'équation (6.53) s'écrit :

$$F_L = 6\pi r \mu_l v_{T_b} \ . \tag{6.58}$$

Cette équation permet ainsi d'exprimer la force de portance en fonction de la vitesse latérale de la bulle. En remplaçant cette expression dans l'équation(6.52), on obtient :

$$v_{T_b} = -\frac{2C_L r^2}{9\mu_l} v_R \rho_l \frac{du_l}{dy} \ , \tag{6.59}$$

qui donne la vitesse latérale de la bulle. Donc, sachant que les bulles sont animées par des vitesses latérales qui peuvent être calculées à partir de l'équation (6.59), et que cette contribution permet de balancer l'effet net de la turbulence, il devient possible de prédire la redistribution de l'écoulement dans les sous-canaux interconnectés.

Dans le cas de nos expériences, nous sommes en présence d'un écoulement à bulles dans deux sous-canaux interconnectés et dans lesquels les distributions de vitesse et de taux de vide sont dissymétriques. L'équilibre hydrodynamique implique donc que, la somme des flux dans la direction latérale dû à la diffusion turbulente du vide, J_T, et dû à la force de portance agissant sur les bulles, J_b, soit nulle, on peut alors écrire :

$$J_T + J_b = 0 \ , \tag{6.60}$$

cette expression s'écrit :

$$-D_\alpha \frac{d\alpha}{dy} = \alpha \frac{2C_L r^2 \rho_l}{9\mu_l} v_R \frac{du_l}{dy} \ . \tag{6.61}$$

L'équation (6.61) permet de modéliser les échanges de gaz en équilibre hydrodynamique entre les sous-canaux interconnectés. Cependant pour solutionner cette équation, il est nécessaire de connaître les profils de vitesse de liquide dans les deux sous-canaux. Mais, pour le cas particulier de nos expériences, étant donnée que la géométrie des sous-canaux sont identiques, on peut faire l'approximation du gradient des vitesses liquide en utilisant les vitesses moyennées sur la section de passage pour chaque canal, donc on peut écrire :

$$-D_\alpha \frac{\Delta\alpha}{\Delta y} = \alpha \frac{2 C_L r^2 \rho_l}{9 \mu_l} \, v_R \frac{\Delta U_l}{\Delta y} \, . \tag{6.62}$$

En prenant comme longueur caractéristique pour Δy, la distance centroïde-centroïde, l^*, et en utilisant l'expression (6.49) pour calculer la diffusion turbulente, on obtient :

$$\frac{(D_{\alpha_j}\alpha_j - D_{\alpha_i}\alpha_i)}{l^*} = \alpha_i \frac{2 C_L r^2 \rho_l}{9 \mu_l} \, v_R \frac{(U_{l_i} - U_{l_j})}{l^*} \, , \tag{6.63}$$

cette équation exprime ainsi l'équilibre qui existe entre l'échange net dû à la diffusion turbulente du vide et celui de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre dû à l'existence de la force de portance qui s'exerce sur les bulles. Cette équation peut être écrite sous une forme plus générale qui donne l'expression définitive du modèle de mélange, incluant l'ensemble des phénomènes d'échanges latéraux entre les sous-canaux, permettant de calculer l'échange net du gaz entre les sous-canaux :

$$Q_g' = S\left(\alpha C_0 J_{dr} - \frac{(D_{\alpha_j}\alpha_j - D_{\alpha_i}\alpha_i)}{l^*} + \alpha \frac{2 C_L r^2 \rho_l}{9 \mu_l} \, v_R \frac{(U_{l_i} - U_{l_j})}{l*} \right) \, . \tag{6.64}$$

où S représente l'espacement de l'interconnection. La vitesse relative, v_R, peut être déterminée en supposant que les bulles sont animées par la vitesse du liquide et la vitesse terminale des bulles. Donc, la vitesse relative entre la phase liquide et le gaz prend la valeur de la vitesse terminale donnée par Wallis (1969) comme suit:

$$V_\infty = k_1 \left[\frac{(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \sigma_g \right]^{k_2}, \tag{6.65}$$

avec $k_1 = 1.53$ et $k_2 = 0.25$. En ce qui concerne le rayon des bulles, on considère que les bulles qui se déplacent latéralement à travers l'interconnection doivent avoir un diamètre inférieur ou égal à l'espacement de l'interconnection. Donc, on prend comme hypothèse dans le cas actuelle le rayon des bulles $r = S/2$.

Le coefficient C_L dépend des paramètres de l'écoulement, il est possible d'estimé l'ordre du grandeur de ce coefficient à partir des expériences réalisées en équilibre hydrodynamique. Nous avons mentionné que l'équation (6.63) permet d'évaluer les quantités de gaz transférées latéralement dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, *i.e*, dus aux mécanismes de la diffusion turbulente du vide et de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Nous avons déjà calculé, pour les expériences qui nous concernent, les échanges nets de gaz causés par la diffusion turbulente du vide. À partir de ces résultats, il est possible d'estimer le coefficient C_L qui permet de balancer l'équation (6.63). Les valeurs obtenues pour ce coefficient sont données au tableau 6.4. Selon les résultats obtenus, ce coefficient semble varier entre deux valeurs extrêmes soient 0.1 et 0.5.

Suite au développement du modèle permettant de décrire le phénomène physique responsable de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre dans des sous-canaux interconnectés, et la détermination d'un coefficient de proportionnalité permettant de calculer les échanges turbulents du gaz, l'étape suivante consiste donc à valider ces modèles. La comparaison des prédictions de ces modèles avec nos résultats expérimentaux

et celles d'autres chercheurs est exposée dans le chapitre suivant, de même qu'une description du code de calcul des sous-canaux utilisé pour implanter ces deux modèles.

Tableau 6.1 Coefficients du polynôme donnant les échanges turbulents de gaz.

Coefficients	Valeurs des coefficients
a	1.2442×10^{-6}
b	6.0233×10^{-6}
c	-5.2750×10^{-4}
d	3.9789×10^{-3}
e	-3.6770×10^{-3}

Tableau 6.2 Résultats des échanges turbulents latéraux de gaz entre les sous-canaux interconnectés.

Run #	α_A %	α_B %	$\dot{\Gamma}_g (m^3/ms)$	$\dot{Q}_{g_j} (m^3/ms)$	$\dot{Q}_{g_{net}} (m^3/ms)$
sv96r3p	29.3	11.6	3.071×10^{-5}	3.8970×10^{-7}	3.032×10^{-5}
sv96r5	9.50	23.7	1.676×10^{-7}	1.441×10^{-5}	1.424×10^{-5}
sv96r6	27.0	18.0	3.249×10^{-5}	4.942×10^{-6}	1.861×10^{-5}
sv96r15	16.0	30.0	4.942×10^{-6}	3.699×10^{-5}	3.063×10^{-5}
sv96r16	19.0	31.0	6.403×10^{-6}	3.936×10^{-5}	3.115×10^{-5}
sv96r17	30.0	42.0	3.936×10^{-5}	7.977×10^{-5}	5.787×10^{-5}
sv96r18	22.0	34.0	1.179×10^{-5}	4.517×10^{-5}	3.877×10^{-5}
sv96r20	22.0	33.0	1.079×10^{-5}	4.517×10^{-5}	3.437×10^{-5}
sv96r23	18.0	30.0	6.547×10^{-6}	3.976×10^{-5}	2.864×10^{-5}
sv96r24	27.0	36.0	2.632×10^{-5}	5.415×10^{-5}	3.574×10^{-5}

Tableau 6.3 Coefficients du polynôme donnant le coefficient de proportionnalité de la diffusion turbulente du vide.

Coefficients	Valeurs des coefficients
a	1.1104×10^{-6}
b	1.2794×10^{-2}
c	-1.0452
d	12.5789
e	-28.988
f	21.3522

Tableau 6.4 Résultats donnant le coefficient de portance C_L.

Run #	α %	G_{AL} kg/m²s	G_{BL} kg/m²s	C_L
sv96r3p	11.6	2312	2884	0.17
sv96r5	9.50	2900	2548	0.14
sv96r6	18.0	2447	2776	0.10
sv96r15	16.0	3183	2656	0.12
sv96r16	19.0	2512	2199	0.17
sv96r17	30.0	2575	2289	0.22
sv96r18	22.0	2023	1836	0.29
sv96r20	22.0	1791	1620	0.28
sv96r23	18.0	3108	2762	0.15
sv96r24	27.0	1755	1678	0.50

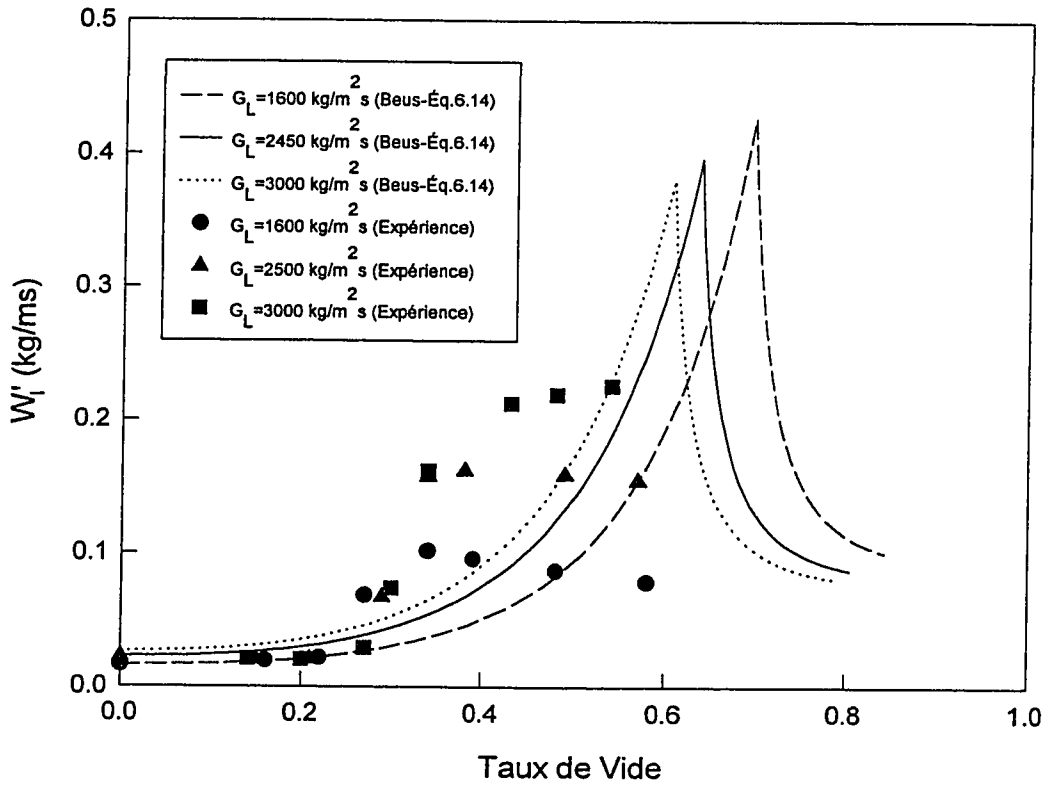


Figure 6.1 Comparaison des prédictions du modèle de Beus (1972) avec les données expérimentales.

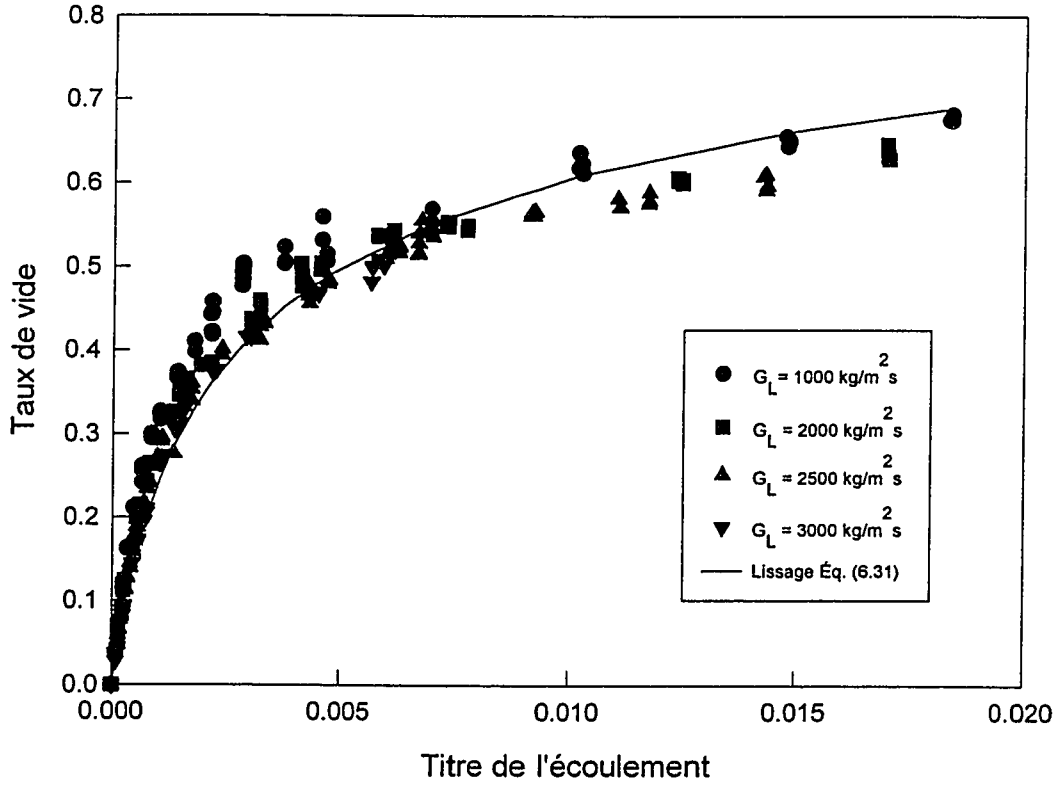


Figure 6.2 Corrélation reliant le taux de vide au titre de l'écoulement.

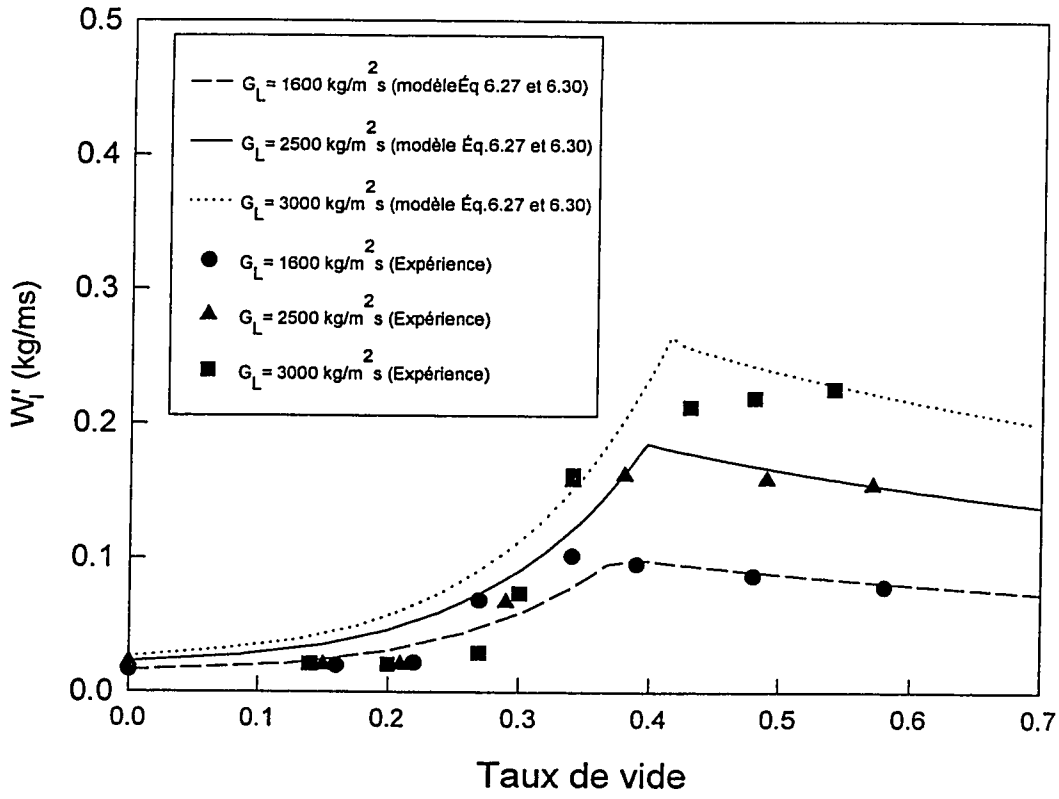


Figure 6.3 Comparaison des prédictions du présent modèle [Éq.6.27-6.30] avec les données expérimentales.

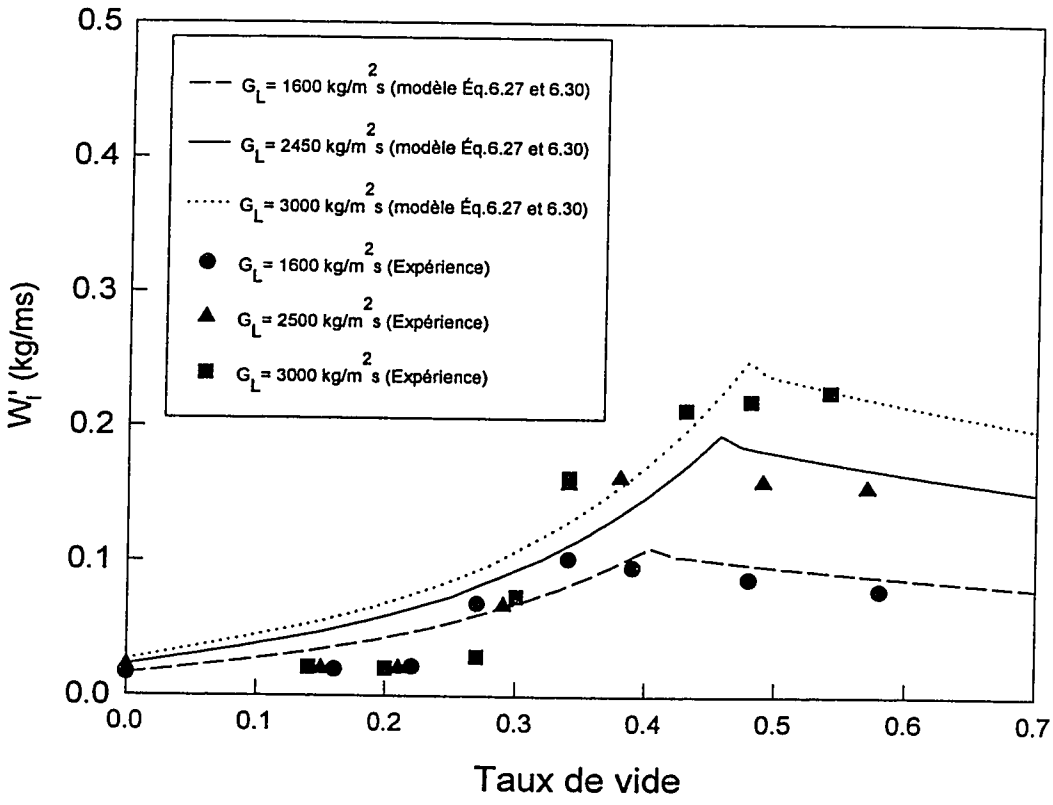


Figure 6.4 Comparaison entre les prédictions du présent modèle utilisant la corrélation de Chexal et Lellouche (1985) et les données expérimentales.

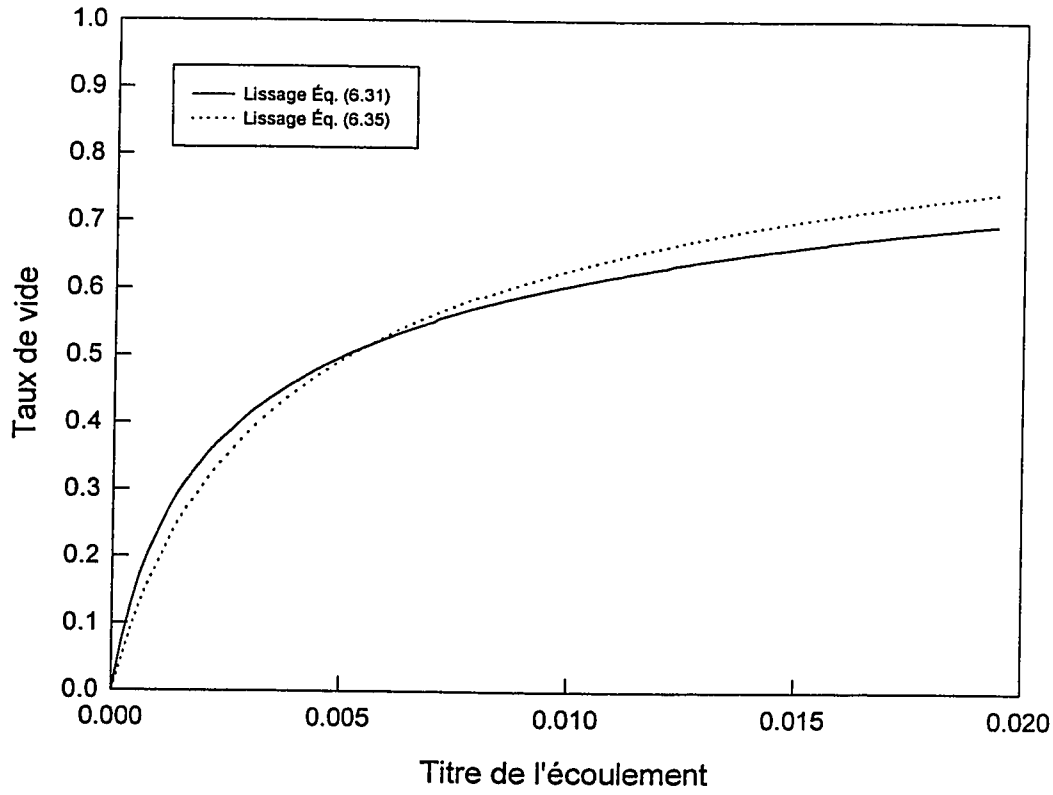


Figure 6.5 Comparaison des résultats du taux de vide calculés par les deux méthodes utilisées dans le présent modèle.

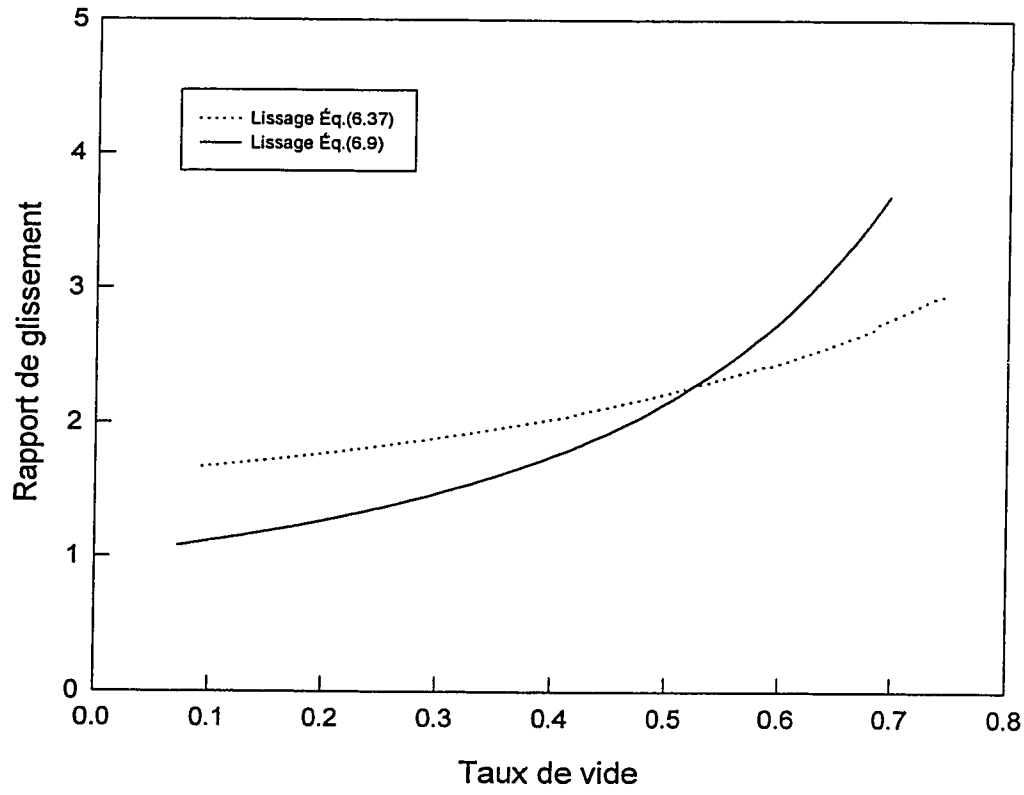


Figure 6.6 Comparaison des résultats du rapport de glissement des vitesses calculés par les deux méthodes utilisées dans le présent modèle.

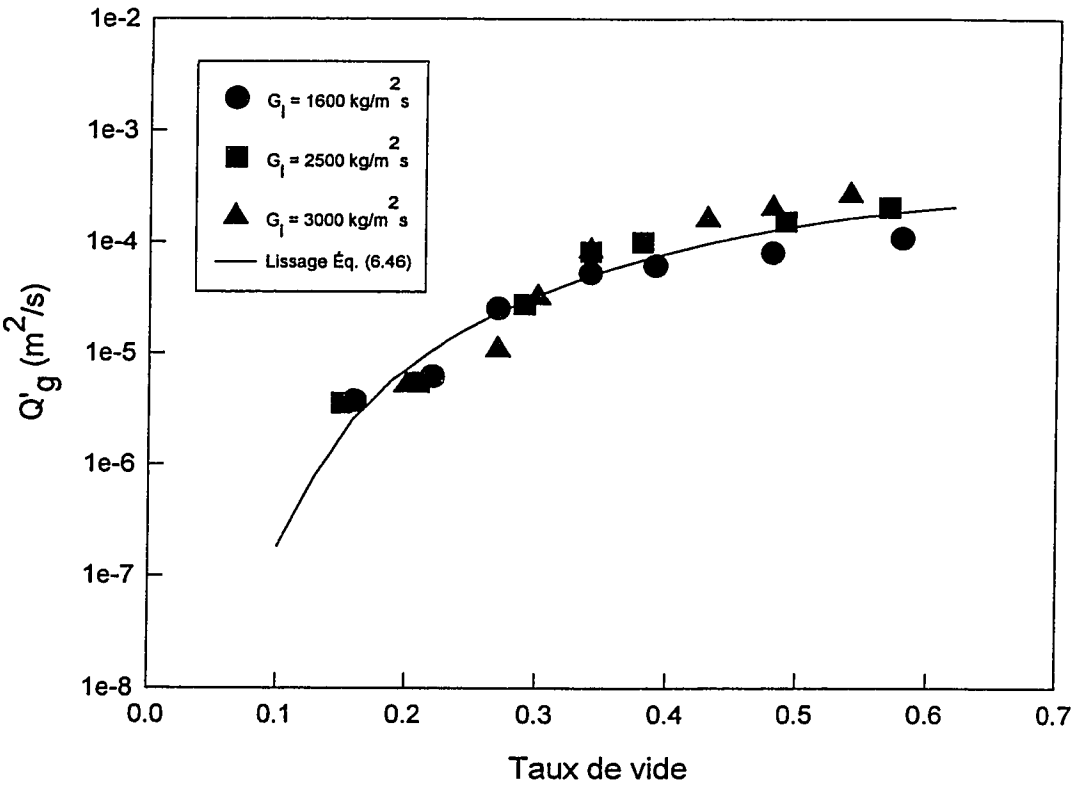


Figure 6.7 Échanges turbulents de gaz entre les sous-canaux interconnectés.

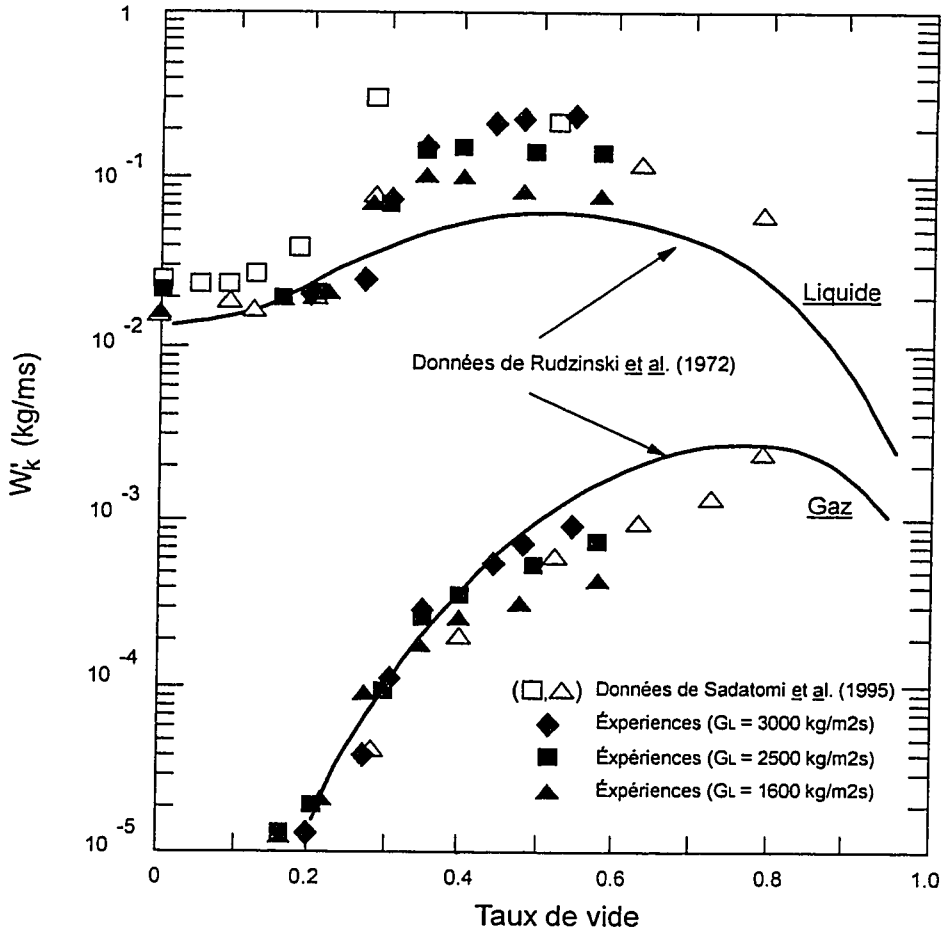


Figure 6.8 Comparaison des échanges turbulents de gaz et de liquide avec ceux de Rudzinski et al. (1972) et Sadatomi et al. (1995).

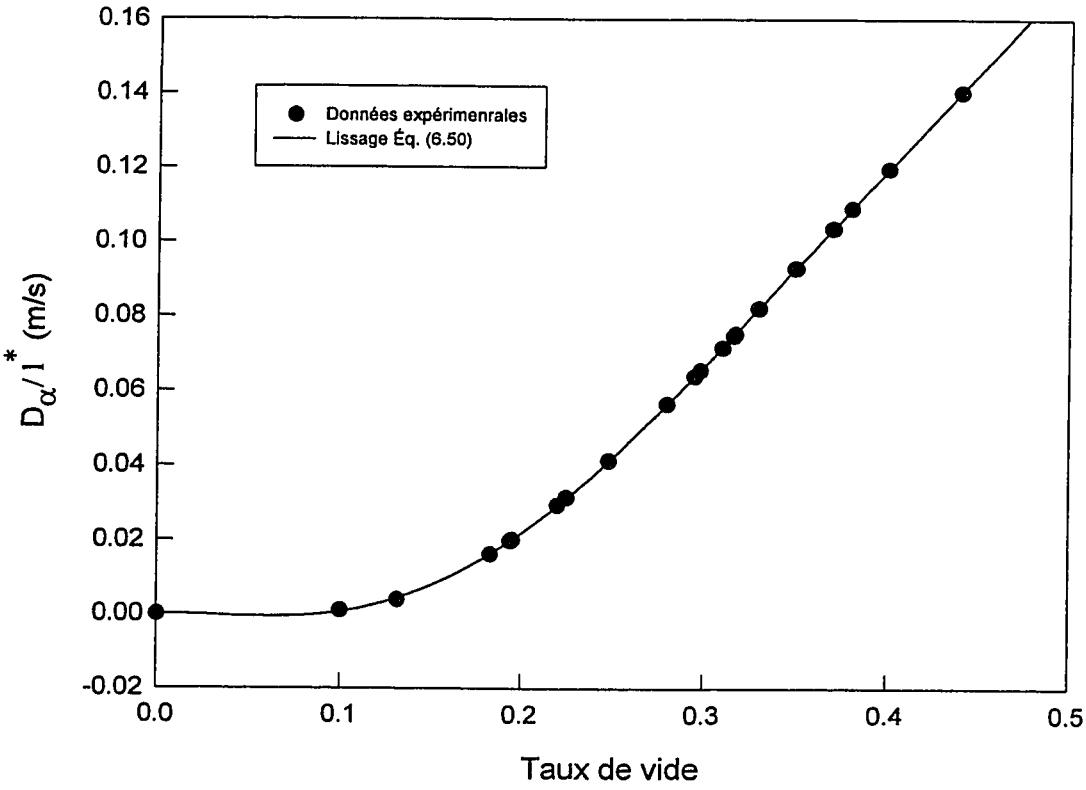


Figure 6.9 Corrélation donnant le coefficient de proportionnalité de la diffusion turbulente du vide.

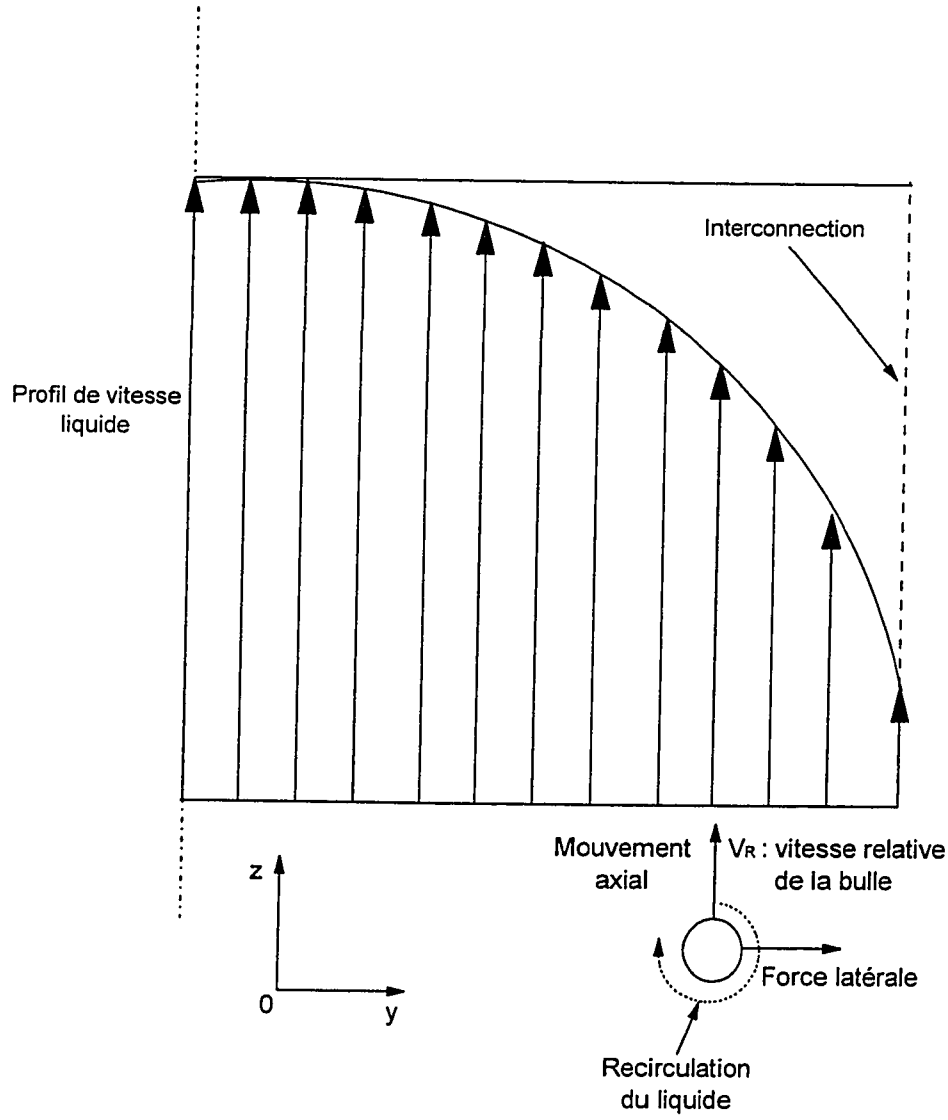


Figure 6.10 Profil de vitesse de l'écoulement vertical ascendant et l'effet sur une bulle.

CHAPITRE VII
VALIDATION DES MODÈLES

Les écoulements le long des sous-canaux sont décrits par des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, dans lesquelles les vitesses axiales sont prédominantes. Les équations de conservation de quantité de mouvement axial pour chaque sous-canal sont couplées par une équation de quantité de mouvement latéral. Les échanges latéraux entre les sous-canaux sont pris en compte par le biais d'un modèle de mélange. Les différents mécanismes responsables de ces échanges sont ainsi explicités dans ce modèle. Notre tâche est donc de valider le modèle de la dérive du vide et celui de la diffusion turbulente du vide. Le choix du code de calcul des sous-canaux à utiliser est justifié par l'objectif qu'on s'est fixé, qui consiste à montrer la pertinence des modèles développés dans cette recherche. Ceci nécessite un code qui renferme la théorie de base nécessaire pour le calcul des écoulements hydrodynamiques dans des sous-canaux interconnectés avec le minimum de paramètres physiques permettant ainsi d'évaluer l'implication des modifications qu'on apporte.

7.1 Théorie de base du code de calcul des sous-canaux utilisé pour la validation des modèles

Les équations du modèle utilisé ont été développées initialement par Teyssedou (1992), pour décrire les écoulements adiabatiques dans des sous-canaux à géométrie carrée orientés verticalement. Des modifications ont été apportées à ce modèle, par Bellil (1992), pour le rendre capable de simuler aussi bien des écoulements verticaux que des écoulements horizontaux.

Les équations ont été développées en se basant sur un modèle d'écoulement séparé. L'hypothèse utilisée pour considérer les échanges entre les sous-canaux consiste à supposer

des échanges de volume égaux. Les équations se résument comme suit:

- deux équations de conservation de masse axiale, une pour le gaz et une pour le mélange.
- une équation de conservation de quantité de mouvement axial du mélange.
- une équation de conservation de quantité de mouvement latéral.

Ceci donne quatre équations à cinq inconnus (G_g, G_l, G_g', G_l', P). Pour la fermeture du système d'équations, on utilise alors un modèle de mélange qui permet de tenir compte des échanges latéraux entre les sous-canaux.

7.1.1 Équations de conservation de masse

Les équations de conservation de masse ont été développées à partir de l'équation générale de conservation, le modèle utilisé pour développer ces équations est un modèle à écoulement séparé.

Les équations de conservation de masse, sont données sous la forme suivante :

- phase liquide :

$$\frac{\partial}{\partial t}(1-\alpha)A\rho_l + \frac{\partial}{\partial z}AG_l = (A\Gamma_l)_{l,g} - cG_l' \ , \tag{7.1}$$

- phase du gaz :

$$\frac{\partial}{\partial t}\alpha A\rho_g + \frac{\partial}{\partial z}AG_g = (A\Gamma_g)_{g,l} - cG_g' \ , \tag{7.2}$$

- mélange :

$$\frac{\partial}{\partial t}A[(1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_g] + \frac{\partial}{\partial z}A(G_l + G_g) = -c(G_l' + G_g') \ , \tag{7.3}$$

avec :

A : section de passage du canal,

c : largeur de l'interconnexion,

ρ_l, ρ_g : densité du liquide et du gaz respectivement,

α : taux de vide moyenné sur la surface.

L'équation 7.3 exprime le bilan de masse pour le mélange. Dans cette équation apparaît le terme représentant le flux massique latéral du gaz, G_g', qui est calculé, comme on verra plus loin, à partir du modèle de mélange.

7.1.2 Équation de conservation de quantité de mouvement axial

L'équation de conservation de quantité de mouvement axial est exprimée dans la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}AG+\frac{\partial}{\partial z}\left(A\left[\frac{x}{\alpha\rho_g}G_g+\frac{(1-x)}{(1-\alpha)\rho_l}G_l\right]G\right)+$$

$$c\left[\frac{x^*}{\alpha^*\rho_g^*}G_g'+\frac{(1-x^*)}{(1-\alpha^*)\rho_l}G_l'\right]G^*+c\ \lambda\ G\left(x\left[\left(\frac{G_g}{\alpha\rho_g}\right)_r-\left(\frac{G_g}{\alpha\rho_g}\right)_d\right]\right)+$$

$$(1-x)\left[\left(\frac{G_l}{(1-\alpha)}\frac{1}{\rho_l}\right)_r-\left(\frac{G_l}{(1-\alpha)}\frac{1}{\rho_l}\right)_d\right]=-A\frac{\partial}{\partial z}p-A\rho_m g\cos(\theta)+\gamma_\omega\tau_\omega+c(\tau_{dr})_z\ , \qquad (7.4)$$

avec :

$*$: valeur évaluée à l'interconnexion,

G : flux massique du mélange ($G_l + G_g$),

x : titre de l'écoulement ($= G_g/G$),

α : taux de vide moyenné sur la section de passage,

λ : coefficient du mélange turbulent,

γ_ω : périmètre mouillé,

cc : largeur de l'interconnexion,

τ_ω : contrainte de cisaillement à la paroi,

$(\tau_{dr})_z$: contrainte de cisaillement à l'interconnexion,

θ : angle d'orientation des canaux par rapport à la verticale.

Le terme $(\gamma_\omega \tau_\omega)$ est souvent exprimé en terme d'un coefficient de frottement et d'un multiplicateur de deux phases. Étant donné que le présent modèle est capable de simuler aussi des cas d'obstructions, donc ce terme est donné de façon à considérer les pertes irréversibles causées par l'obstruction. Le terme $(\gamma_\omega \tau_\omega)$ est exprimé de la façon suivante:

$$\gamma_\omega \tau_\omega = \phi_L^2 (f_0 \frac{G^2}{2\rho_l} \frac{A}{D_h}) + K_{form} \frac{G^2}{2\rho'} \frac{A}{D_h} \tag{7.5}$$

avec :

f_0 : coefficient de frottement en simple phase,

ϕ_L^2 : multiplicateur des deux phases,

K_{form} : coefficient de perte de pression irréversible,

D_h : diamètre hydraulique,

ρ' : densité de la quantité de mouvement.

Le terme (τ_{dr}) qui représente la contrainte de cisaillement à l'interconnexion n'a pas été modélisé. La majorité des modèles ne prennent pas en compte l'effet de cette force. Cependant, dans des cas particuliers, i.e., pour des conditions où les sous-canaux possèdent des géométries différentes, la composante axiale de la contrainte de cisaillement à l'interconnexion peut devenir importante.

En introduisant (7.5) dans l'équation (7.4), on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t}AG+\frac{\partial}{\partial z}\left(A\left[\frac{x}{\alpha\rho_g}G_g+\frac{(1-x)}{(1-\alpha)\rho_l}G_l\right]G\right)+cF_m\left[\frac{x^*}{\alpha^*\rho_g^*}G_g^{\cdot}+\frac{(1-x^*)}{(1-\alpha^*)\rho_l}G_l^{\cdot}\right.$$

$$c\lambda G\left(x\left[\left(\frac{G_g}{\alpha\rho_g}\right)_r-\left(\frac{G_g}{\alpha\rho_g}\right)_d\right]+(1-x)\left[\left(\frac{G_l}{(1-\alpha)}\frac{1}{\rho_l}\right)_r-\left(\frac{G_l}{(1-\alpha)}\frac{1}{\rho_l}\right)_d\right]\right)=$$

$$-A\frac{\partial}{\partial z}p-A\rho_m g\cos(\theta)-\phi_L^2\left(f_0\frac{G^2A}{2\rho_1 D_h}\right)-K_{form}\frac{G^2A}{2\rho\cdot D_h}\ . \qquad (7.6)$$

7.1.3 Équation de conservation de quantité de mouvement latéral

L'équation de quantité de mouvement transversal a le caractère d'une équation constitutive, i.e., modèle à une seule dimension. Cette équation sert à coupler les équations de quantité de mouvement axial de chaque sous-canal. L'équation de quantité de mouvement latéral s'écrit comme suit:

$$\frac{\partial}{\partial t}(G'A')+\frac{\partial}{\partial z}\left[A'\left(G_g^*\frac{x^*}{\alpha^*\rho_g^*}+G_l^*\frac{(1-x^*)}{(1-\alpha^*)\rho_l}\right)G'\right]+\frac{\Delta_{dr}}{l^*}\left[A'\left(\frac{x^*}{\alpha^*\rho_g^*}G_g^{\cdot}+\frac{1-x^*}{(1-\alpha^*)\rho_l}G_l^{\cdot}\right)G'\right]=$$

$$-A'\frac{\Delta p_{dr}}{l^*}-K_{tr}\frac{(G')^2}{2\rho_m^*}\left(\frac{A'}{c}\right)+(\rho_m l^*\Omega)g_y\sin(\theta)\sin(\varphi)\ , \qquad (7.7)$$

avec :

$G_g^{\cdot}$: flux de masse du gaz transféré à travers l'interconnexion,

$G_l^{'}$: flux de masse du liquide transféré à travers l'interconnexion,

K_{tr} : coefficient de frottement latéral,

g_y : composante du champ gravitationnel, le terme dans lequel il apparaît est nul pour l'écoulement vertical,

x^* : titre de l'écoulement,

A' : section de passage du volume de contrôle latéral,

G' : flux de masse latéral du mélange,

θ : angle d'orientation des canaux par rapport à la vertical.

φ : angle de disposition des sous-canaux pour la cas horizontal,

Ω : aire de l'interconnexion,

Δ_{dr} : distance du centroïde au centroïde des sous-canaux.

L'ensemble des équations données par :

1- l'équation de conservation de masse du gaz (Éq.:7.2),

2- l'équation de conservation de masse du mélange (Éq.:7.3),

3- l'équation de conservation de quantité de mouvement axial du mélange (Éq.:7.6),

4- équation de conservation de quantité de mouvement latéral (Éq.:7.7),

forment un système de quatre équations à cinq inconnus $(G_g, G_l, G_g^{'}, G_l^{'}, P)$. Par conséquent, on introduit une autre équation tenant compte de l'écoulement latéral de la phase du gaz. Cette équation est obtenue à partir du modèle à écart de vitesse et permet la fermeture du système d'équations.

7.1.4 Modèle de mélange

Le modèle de mélange utilisé dans ce code de calcul et donnée par :

$$G_g^{'} = \alpha^* \rho_g^* [C_0 J_{dr} - D_\alpha \frac{\Delta_{dr}(\alpha)}{l^*} + D_{eq} \frac{\Delta_{dr}(\alpha)_{EQ}}{l^*}] \quad , \tag{7.8}$$

en se basant sur le modèle de Lahey et moody (1977), la différence du vide à l'équilibre est calculée par:

$$\Delta_{dr}(\alpha)_{EQ} = \frac{\overline{\alpha}(G_d - G_r)}{\overline{G}} \quad , \tag{7.9}$$

avec α et G sont les valeurs moyennes dans les sous-canaux correspondant.

Tahir et Carver (1982) ont utilisé le principe de la génération minimale d'entropie pour montrer que ($D_\alpha = D_{eq}$), quand les sous-canaux interconnectés ont les mêmes géométries. Dans le présent code pour des sous-canaux identiques, on utilise pour ce modèle ($D_\alpha = D_{eq}$).

Étant donnée que le présent code est utilisé pour simuler des écoulements verticaux, on ne présentera pas le terme qui tient compte de l'effet de gravité. Le flux de masse du gaz à travers l'interconnexion, donnée par l'équation (7.8) tient compte de la diffusion turbulente du vide causé par la présence d'un gradient du taux de vide à l'interconnexion et la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

Le coefficient de diffusion turbulente du vide D_α est calculé à partir d'un coefficient du mélange turbulent Ω tel que proposé par Rudzinski (1970) et Shoukri et al. (1984).

$$\Omega = \frac{D_\alpha}{U_m \, D_h} \quad , \tag{7.9}$$

où D_h est le diamètre hydraulique et, $U_m = \frac{\left[(U_{g_i} + U_{l_i}) + (U_{g_j} + U_{l_j})\right]}{2}$. Il a été démontré expérimentalement (Schor et al., 1984) que le terme Ω peut varier dans un intervalle de 0.052 à 0.074. Le coefficient de distribution C_0 pour l'écoulement latéral est souvent pris

égal à 1.

Le modèle de mélange donné par l'équation (6.8) renferme le modèle de la diffusion turbulente du vide et celui de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Cependant, étant donnée que le code, qu'on vient de présenter les équations de base, sera utilisé pour valider les deux modèles développés dans cette recherche, il sera question donc de remplacer dans ce code l'équation (7.8), donnant le modèle de mélange, par l'équation (6.64) qui renferme l'écriture des modèles développés présentement.

7.1.5 Algorithme et discrétisation des équations

La méthode numérique utilisée pour solutionner le système d'équation de ce modèle, est basée sur la méthode SIMPLER (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation Revised) donnée par Patankar (1980). Afin de permettre l'utilisation de cette technique, les équations sont écrites en fonction du terme du flux de masse total (G). Les équations sont écrites dans la forme des différences finies et par la suite discrétisées selon une grille décalée. Les flux de masse axiaux sont évalués aux noeuds principaux situés aux frontières des volumes de contrôle, quand à la pression, le taux de vide et la densité, elles sont évaluées au centre des volumes de contrôle.

L'algorithme SIMPLER utilisé, pour la résolution des équations utilisées par le code des sous-canaux se résume comme suit:

a) on démarre le calcul avec un flux de masse estimé, i.e., un flux de masse égal à celui donné à l'entrée du canal et un flux massique latéra nul partout à travers l'interconnexion,
b) à partir de l'équation de conservation de quantité de mouvement axial, on calcul les pressions,
c) on utilise ces pressions pour corriger le flux de masse axial,

d) on utilise l'équation de conservation de la quantité de mouvement, la pression calculée à l'étape (b) et le flux de masse corrigé à l'étape (c) pour calculer le flux massique latéral,

e) on utilise l'erreur sur le bilan de masse pour corriger les flux massiques axiaux et latéraux sans corriger la pression, et

d) on vérifie si le critère de convergence sur la masse est satisfait, si non on recommence à partir de l'étape (b).

7.2 Performance des modèles

Le code de calcul des sous-canaux décrit précédemment a été utilisé pour valider les modèles développés dans cette recherche. Pour ce faire, nous avons implanté, dans ce code, le modèle de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre et celui de la diffusion turbulente du vide en utilisant l'équation (6.64) à la place de l'équation (7.8). Nous avons simulé les expériences dans des conditions d'équilibre hydrodynamique, de même que des expériences réalisées par Tapucu (1984), dans lesquelles le mécanisme de l'écoulement latéral forcé est présent dans les échanges latéraux. Les prédictions sont par la suite comparées avec ces données expérimentales. Aussi, pour montrer la pertinence des modèles développés et dans le but de confirmer l'amélioration apportée aux calculs du code, nous avons effectué une comparaison entre les prédictions obtenues avec le code de calcul utilisant l'ancien modèle de mélange, Éq. (7.8), et ceux obtenues avec le modèle de mélange développé dans cette recherche, donné par l'équation (6.64).

7.2.1 Conditions des simulations

Pour réaliser les différentes simulations, certaines conditions particulières ont été définies. La discrétisation numérique est fixée à 90 noeuds, ce nombre est maintenu constant pour toutes les simulations présentées dans cette section. Un facteur de sous-relaxation de 0.4 et un critère de convergence de 10^{-5} sont utilisés dans tous les cas.

Le coefficient du mélange turbulent, λ, qui permet d'ajuster l'intensité de l'échange turbulent, est pris égal à zéro. Le facteur de la quantité de mouvement axial des canaux 1 et 2, est pris égal à 1 pour tous les cas. Le coefficient de perte de pression latérale est pris égal à 1 pour toutes les simulations.

Le taux de vide est calculé à partir des fonctions présentées à la section 4.1.1. Quant aux facteurs de frottement en simple et deux phases, ils sont calculés par les corrélations données aux sections 4.1.2 et 4.1.3. Le coefficient de distribution C_0 est pris égal à 1, pour tous les cas simulés.

Le coefficient de diffusion turbulente est donnée par la corrélation présentée à la section 6.4.2. Pour ce qui est du coefficient de portance C_L , sachant qu'elle dépend du caractère de l'écoulement, nous avons produit une corrélation qui permet d'exprimer ce coefficient en fonction du taux de vide. La fonction utilisée pour toutes les simulations est donnée par :

$$C_L = a(1-\alpha)^n \tag{7.10}$$

avec a = 0.07597 et n = -1.1.

En ce qui concerne les simulations réalisées en utilisant l'ancien modèle de mélange, Éq.(7.8), le coefficient de diffusion utilisé est celui donné par l'équation (7.9), tel que proposée par Rudzinski (1970) et Shoukri et al. (1984). Le terme Ω, qui apparaît dans cette expression est pris égal à 0.075.

7.2.2 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales de Tapucu (1984)

Les expériences utilisées pour être comparées avec les prédictions du modèle sont données aux tableaux 7.1 et 7.2. Nous avons présenté dans le tableau 7.1, les conditions

d'entrée des expériences réalisées par Tapucu (1984). Tandis que dans le tableau 7.2, nous avons présenté quelques cas des expériences réalisées dans cette recherche, qui ont été simulés

Les figures 7.1a-e à 7.3a-e montrent les résultats des cas typiques simulés, d'autres cas sont présentés en annexe 1. Les conditions d'entrée pour tous ces cas sont données au tableau 7.1. Il faut noter que ces expériences (Tapucu et al., 1984), sont caractérisées par des conditions de débits massiques égaux à l'entrée et des taux de vide dissymétriques. Ce qui se traduit alors par des pertes de charge très différentes de part et d'autre des deux sous-canaux avant l'interconnection. Par conséquent, le mécanisme de l'écoulement latéral forcé devient dominant dans les échanges latéraux au tout début de l'interconnection. Par la suite, les échanges seront gouvernés par deux mécanismes , soient la diffusion turbulente du vide et la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

La figure 7.1a, représente les conditions d'écoulement du cas SV-1. Elle montre la perte de pression totale calculée, dans un cas en utilisant l'ancien modèle de mélange donné par l'équation (7.8) et dans l'autre en utilisant le modèle développé dans la présente recherche, donné par l'équation (6.64). Les taux de vide à l'entrée des deux sous-canaux A et B sont de 60% et 0% respectivement, ceci explique donc le gradient de pression latérale important observé à l'entrée des sous-canaux. Tel qu'on observe sur cette figure, la perte de pression totale calculée par le code, dans les deux cas, suit bien les tendances des données expérimentales. Il faut toutefois remarquer que la perte de pression calculée à l'entrée du canal-A, jusqu'au début de l'interconnection est légèrement surestimer. Ceci s'explique simplement par le fait que la fonction, utilisée pour le calcul du taux de vide, surestime le taux vide local pour le débit en question. Par conséquent, ceci peut correspondre à un coefficient du multiplicateur des deux phases surestimé.

La figure 7.1b montre les différences de pression latérales calculées et mesurées. Avant l'interconnection, on observe un léger décalage entre les mesures et les prédictions. Ceci provient en fait des calculs surestimés des pertes de pression axiale, déjà mentionné.

Après l'interconnection, le code prédit adéquatement les différences de pression latérales. En somme, on peut conclure que les deux modèles de mélange donnés par l'équation par l'équation (6.64) et (7.8), n'affectent pas les résultats des pertes de pression axiale.

La figure 7.1-c, montre la comparaison des distribution du taux de vide expérimentaux et ceux prédis par le code. Comme on peut observer, l'utilisation du nouveau modèle de mélange (Éq.6.64) améliore de manière significative les prédictions du taux de vide. En effet dans la région interconnecté, les prédictions du code utilisant le nouveau modèle de mélange suivent très bien les données expérimentales du canal A. Toutefois, les prédictions obtenues en utilisant l'équation (7.8), montrent que le taux de vide est surestimé. Dans la région avant l'interconnection, on observe pour les deux cas que le taux de vide est surestimé. Comme nous l'avons déjà mentionné, c'est plutôt la fonction utilisée dans le code pour calculer le taux de vide qui est responsable de cet écart. L'amélioration des prédictions se reflète aussi dans les calculs du taux de vide du canal B. Ceci s'explique par un meilleur estimé du coefficient de diffusion qui intervient dans le calcul des échanges dus à la diffusion turbulente du vide. Il faut noter que l'échange net dû à ce mécanisme se fait du canal du plus haut taux de vide (canal-A) vers le plus faible (canal-B) et que l'effet de ce mécanisme devient de plus en plus important au fur et à mesure que l'écoulement s'éloigne du début de l'interconnection. Loin de l'interconnection, l'effet du mécanisme de la diffusion turbulente du vide commence à être balancé par le mécanisme de la dérive du vide qui tend à envoyer de plus en plus de gaz, du canal-B vers le canal-A, au fur et à mesure que le vide s'accumule dans le canal-B. Cette tendance se maintient et les deux mécanismes s'opposent en envoyant du gaz de part et d'autre des sous-canaux. Mais il faut dire que la contribution du mécanisme de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre va en augmentant au fur que l'écoulement s'éloigne de l'interconnection, ceci est le résultat de l'accumulation de plus en plus de vide dans le canal receveur. Pour ce qui est de la contribution du mécanisme de la diffusion turbulente du vide c'est le contraire qui se produit, car la différence du taux de vide entre les sous-canaux tend à diminuer à mesure que l'écoulement s'éloigne de l'interconnection. Le mécanisme de la dérive du vide vers une

distribution à l'équilibre, qui gouverne les échanges de gaz du canal-B vers le canal-A est amorcé dés que du vide commence à s'accumuler dans le canal receveur et que la vitesse liquide dans ce canal devient plus grand que celui du canal-A. Il faut mentionner que le taux de vide du canal-B atteint à la sortie 40%, donc l'écoulement dans ce canal se fait par bulles tout le long de l'interconnection, ce qui justifie bien l'utilisation du modèle développé pour la dérive du vide.

La figure 7.1-d, montre les débits liquide mesurés et calculés dans le canal A et B. On observe clairement dans ce cas une grande amélioration des prédictions en utilisant le nouveau modèle de mélange (Éq 6.64). Ces prédictions suivent très bien les données expérimentales du début jusqu'à la fin de l'interconnection. Tandis que, les prédictions avec l'ancien modèle n'arrivent ni à suivre la diminution du débit, observée dans le canal B à partir de la moitié de l'interconnection, ni l'augmentation observée dans le canal-A. Ceci se reflète aussi dans les prédictions des échanges du gaz.

La figure 7.1e, montre les débits du gaz mesurés et calculés dans le canal B. Les calculs du gaz se sont améliorés avec le nouveau modèle (Éq.6.64). Toutefois, comme on observe sur cette figure, bien qu'il y'ait eu une nette amélioration des prédictions, il n'en demeure pas moins que le gaz prédit reste sous-estimé. Ceci peut être attribué au calcul du coefficient de diffusion qui devrait tenir compte des débits dans chaque canal. Donc, le coefficient de diffusion calculé pour le canal en question doit tenir compte non pas seulement du taux de vide mais aussi du débit.

La figure 7.2a, représente les conditions d'écoulement du cas SV-2. Elle montre la perte de pression totale calculée par le code utilisant les deux modèles (Éq.6.64 et Éq. 7.21). Les taux de vide à l'entrée des deux sous-canaux A et B sont de 60% et 20% respectivement. Comme dans le cas précédent, ce cas est aussi caractérisé par un écoulement latéral forcé important du canal A vers B au début de l'interconnection. Les prédictions des pertes de pression suivent bien les tendances des données expérimentales.

Dans la région avant l'interconnection, les pertes de pression sont légèrement surestimées, ceci s'explique de la même manière que pour le cas précédent.

La figure 7.2b montre les différences de pression latérales calculées et mesurées. Avant l'interconnection, on observe un léger décalage entre les mesures et les prédictions. Ceci provient en fait des calculs surestimés des pertes de pression axiale, déjà mentionné. Après l'interconnection, le code prédit adéquatement les différences de pression latérales.

La figure 7.2-c montre les taux de vide calculés et mesurés pour le canal B, l'utilisation du nouveau modèle de mélange (Eq.6.64) améliore de manière significative les prédictions du taux de vide. En effet dans la région interconnecté, les prédictions du code utilisant le nouveau modèle de mélange suivent bien les tendances des données expérimentales du canal B. Toutefois, les résultats prédits utilisant l'équation (7.8) sous-estime le taux de vide mesuré dans cette région. L'amélioration de l'estimation du coefficient de diffusion permet ainsi de mieux calculer les échanges dus à la diffusion turbulente du vide. Dans ce cas, l'échange net dû à ce mécanisme se fait du canal du plus haut taux de vide (canal-A) vers le plus faible (canal-B) et l'effet de ce mécanisme devient de plus en plus important au fur et à mesure que l'écoulement s'éloigne du début de l'interconnection. L'effet de ce mécanisme, bien qu'il soit faiblement présent au début de l'interconnection, il devient important, au fur et à mesure que le vide s'accumule dans le canal-B. Dans ce cas, la présence de ce mécanisme, au tout début de l'interconnection, est attribuée à la dissymétrie des vitesses qui se créent dans les deux canaux au tout début de l'interconnection et à la présence déjà d'une quantité de gaz, sous la forme de bulles dans le canal B (20%).

La figure 7.2-d, montre les débits liquide mesurés et calculés dans le canal A et B. On observe une amélioration significative des prédictions en utilisant le nouveau modèle de mélange (Éq 6.64). Ces prédictions suivent très bien les données expérimentales du

début jusqu'à la fin de l'interconnection. Dans ce cas aussi, on observe que les prédictions avec l'ancien modèle n'arrivent ni à suivre la diminution du débit, observée dans le canal B à partir de la moitié de l'interconnection, ni l'augmentation dans le canal-A.

La figure 7.2e, montre les prédictions du gaz dans le canal receveur (canal-B). Comme on observe sur cette figure, bien qu'il y'ait eu une nette amélioration des prédictions, il n'en demeure pas moins que le gaz prédit reste sous-estimé. Comme le cas précédent, ceci peut être attribué au calcul du coefficient de diffusion qui devrait aussi tenir compte des débits dans chaque canal.

La figure 7.3a, représente les conditions d'écoulement du cas SV-3. Elle montre la perte de pression totale calculée par le code utilisant les deux modèles (Éq.6.64 et Éq. 7.21). Les taux de vide à l'entrée des deux sous-canaux A et B sont de 50% et 0% respectivement. Ce cas est aussi caractérisé par un écoulement latéral forcé important du canal A vers B au début de l'interconnection. Les prédictions des pertes de pression suivent bien les tendances des données expérimentales. Ceci se reflète bien dans les résultats des différences de pression latérale données dans la figure 7.3b.

La figure 7.3-c montre les taux de vide calculés et mesurés pour le canal A et B. L'utilisation du nouveau modèle de mélange (Éq.6.64) améliore de manière significative les prédictions du taux de vide. Les prédictions du taux de vide du canal A, utilisant le nouveau modèle de mélange, sont adéquates. Toutefois, les prédictions obtenues, utilisant l'équation (7.8), surestiment le taux de vide dans la région interconnectée. Pour le canal receveur, les prédictions sont grandement améliorées, mais il reste que le modèle n'arrive pas à atteindre les valeurs obtenues expérimentalements. On peut toutefois remédier à ceci, c'est pour cela qu'on suggère que pour une étude subséquente, dans laquelle plus de base de données expérimentales devra être produite, le coefficient de diffusion devrait tenir compte des débits.

La figure 7.3-d, montre les débits liquide mesurés et calculés dans le canal A et B. On observe que les prédictions obtenues en utilisant le nouveau modèle de mélange (Éq 6.64) permet de suivre de très près les données expérimentales. Dans ce cas aussi, on observe que les prédictions avec l'ancien modèle n'arrivent ni à suivre la diminution du débit, observée dans le canal B, ni l'augmentation dans le canal-A.

La figure 7.3d, montre les prédictions du gaz dans le canal receveur (canal-B). Comme on observe sur cette figure, bien qu'il y ait une amélioration substantielle des prédictions, il n'en demeure pas moins que la prédiction du gaz est légèrement sous-estimé.

7.2.3 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales réalisées dans des conditions d'équilibre hydrodynamique

Les figures 7.4a-e à 7.6a-e montrent les résultats de cas typiques simulés sv96r5, sv96r6 et sv96r16 respectivement, d'autres simulations sont présentés en annexe 2. Les conditions d'entrée pour tous ces cas sont données au tableau 7.2. Il faut noter que ces expériences ont été réalisées, durant cette recherche, dans des conditions d'équilibre hydrodynamique dans lesquelles les débits et les taux de vide de l'écoulement sont distribués de manière dissymétrique le long des sous-canaux. Les échanges latéraux entre les sous-canaux sont dus uniquement à la contribution de deux mécanismes soient la diffusion turbulente du vide et la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre.

La figure7.4a montre les pertes de pression axiales calculées et mesurées, pour le cas sv96r5. Les prédictions suivent très bien les données expérimentales. Les différences de pression latérales sont très bien prédites comme le montre la figure 7.4b. Les différences de pression latérales calculées dans la région interconnectée sont proches de zéro. Ceci indique que l'écoulement latéral forcé est nul et que les échanges entre les sous-canaux sont bien balancés. Donc, la modélisation des échanges dus aux mécanismes de la diffusion turbulente du vide et de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre est pertinente.

La figure 7.4c montre les distributions du taux de vide prédites et mesurées. Les prédictions du code suivent très bien les données expérimentales. Comme on peut observer, les taux de vide à l'entrée des sous-canaux A et B sont dissymétriques 10% et 25% respectivement, et la distribution du taux de vide demeure constante de part et d'autre des deux sous-canaux. Ceci démontre ainsi un équilibre des échanges de gaz entre les sous-canaux. En effet, les seuls mécanismes qui sont responsables des échanges latéraux sont : la diffusion turbulente du vide qui transfert un volume de gaz net du canal-B vers le canal-A et la dérive du vide qui équilibre cette quantité de gaz en échangeant le même volume du canal-A vers B. La prédiction parfaite de cet équilibre permet de conclure que les fonctions utilisées pour évaluer le coefficient de proportionnalité de la diffusion turbulente du vide et le coefficient de portance sont appropriées. De même, le modèle de la dérive du vide développé dans cette recherche est très pertinent.

La figure 7.4d montre les débits liquides mesurés et ceux prédits par le code utilisant dans un cas le modèle de mélange développé dans cette recherche (Éq.6.64) et dans l'autre celui donné par l'équation 7.8. Les prédictions suivent très bien les données expérimentales. Ceci se reflète aussi bien sur les prédictions des distributions des débits du gaz, comme le montre la figure 7.4e.

La figure7.5a montre les pertes de pression axiale prédites et mesurées, pour le cas sv96r6. Les prédictions suivent très bien les données expérimentales. Les différences de pression latérales sont aussi bien prédites comme le montre la figure 7.4b. Les différences de pression latérales calculées dans la région interconnectée sont proches de zéro, ceci confirme ainsi l'absence du mécanisme de l'écoulement latéral forcé.

La figure 7.5c montre les distributions du taux de vide calculées et mesurées. Les prédictions du code suivent très bien les données expérimentales. Comme on peut observer, les taux de vide à l'entrée des sous-canaux A et B sont dissymétriques 18% et 29% respectivement, et la distribution du taux de vide demeure constante de part et d'autre des

deux sous-canaux. Toutefois, il faut noter qu'on observe un léger écart vers la fin de l'interconnection entre le taux de vide calculé qui demeure constant et celui mesuré. Les distributions du taux de vide mesurées semblent augmenter, ceci n'est pas dû à un échange de gaz mais plutôt à l'expansion du gaz causé par la perte de pression.

La figure 7.5d montre les débits liquides mesurés et ceux prédits par le code. Les prédictions suivent très bien les données expérimentales et confirme la pertinence du modèle développé. Ceci se reflète aussi bien sur les prédictions des distributions des débits du gaz, comme le montre la figure 7.5e.

Dans les deux cas présentés ci-haut les débits liquides à l'entrée sont maintenus relativement identiques d'un cas à un autre. Seulement les taux de vide à l'équilibre sont différents. Ceci avait permis de tester la sensibilité du modèle à prédire la distribution de l'écoulement pour différentes conditions de taux de vide à l'entrée. Les résultats ont permis ainsi de confirmer la pertinence du modèle de mélange, de même que les expressions utilisées pour le coefficient de portance et le coefficient de proportionnalité pour la diffusion turbulente.

La figure7.6a montre les pertes de pression axiales calculées et mesurées, pour le cas sv96r16. Les prédictions suivent très bien les données expérimentales. Les différences de pression latérales sont aussi bien prédites comme le montre la figure 7.6b.

La différence entre ce cas et le précédent se sont les débits liquide à l'entrée des sous-canaux. La figure 7.6c montre les distributions du taux de vide prédites et mesurées. Les prédictions du code suivent très bien les données expérimentales. Comme on peut observer, les taux de vide à l'entrée des sous-canaux A et B sont dissymétriques 19% et 31% respectivement, et la distribution du taux de vide demeure constante de part et d'autre des deux sous-canaux. Toutefois, il faut noter que les prédictions obtenues avec l'ancien modèle de mélange n'arrivent pas à suivre les tendances expérimentales dans la région

interconnectée. Ce qui confirme ainsi les améliorations qu'offre le modèle développé.

La figure 7.6d montre les débits liquides mesurés et ceux prédits par le code utilisant dans un cas le modèle de mélange développé dans cette recherche (Éq.6.64) et dans l'autre celui donné par l'équation 7.8. Les prédictions obtenues, utilisant le nouveau modèle, suivent bien les données expérimentales. Cependant, l'utilisation de l'ancien modèle ne permet de prédire les tendances expérimentales. En ce qui concerne le gaz montré à la figure 7.6e, les prédictions suivent bien les données expérimentales pour le cas utilisant le modèle donné par l'équation 6.64, mais sont moins satisfaisantes avec l'ancien modèle donné par l'équation 7.8.

Nous avons testé le modèle développé pour d'autres conditions expérimentales (voir annexe 1 et 2). Tous les cas simulés ont montré la capacité du modèle de prédire adéquatement la distribution de l'écoulement et prouvent une nette amélioration des calculs du code.

Tableau 7.1 Conditions d'entrée des expériences de Tapucu (1984).

Run #	α_A %	α_B %	G_{AL} kg/m²s	G_{BL} kg/m²s	G_{Ag} kg/m²s	G_{Bg} kg/m²s
SV-1	57.7	0	2984	2989	21.8	0
SV-2	58.2	18.7	2989	3009	21.52	2.33
SV-3	50.4	0	3012	3004	12.14	0
SV-5	38	0	3003	2997	5.1	0
SV-6	38.3	20.1	2993	2997	5.5	1.91

Tableau 7.2 Conditions d'entrée des expériences en équilibre hydrodynamique.

Run #	α_A %	α_B %	G_{AL} kg/m²s	G_{BL} kg/m²s	G_{Ag} kg/m²s	G_{Bg} kg/m²s
sv96r3p	29.3	11.6	2312	2884	2.7	0.9
sv96r5	9.50	23.7	2900	2548	0.86	2.0
sv96r6	27.0	18.0	2447	2776	2.62	1.6
sv96r15	16.0	30.0	3183	2656	1.60	3.5
sv96r16	19.0	31.0	2512	2199	1.40	3.0
sv96r17	30.0	42.0	2575	2289	3.15	6.2
sv96r18	22.0	34.0	2023	1836	1.28	2.6
sv96r20	22.0	33.0	1791	1620	1.06	2.0
sv96r23	18.0	30.0	3108	2762	2.13	3.9
sv96r24	27.0	36.0	1755	1678	1.43	3.1

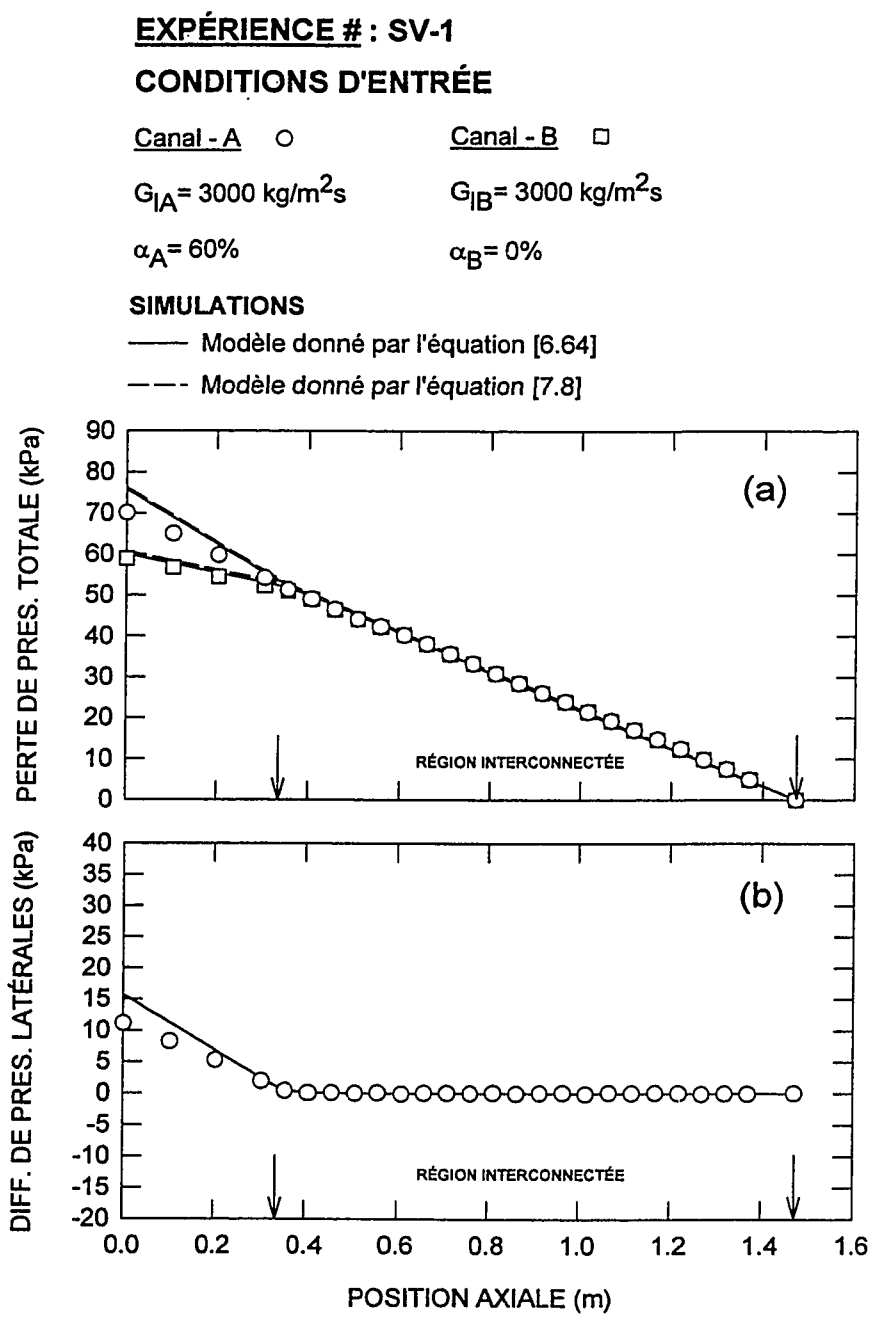


Figure 7.1 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales de Tapucu et al. (1984).

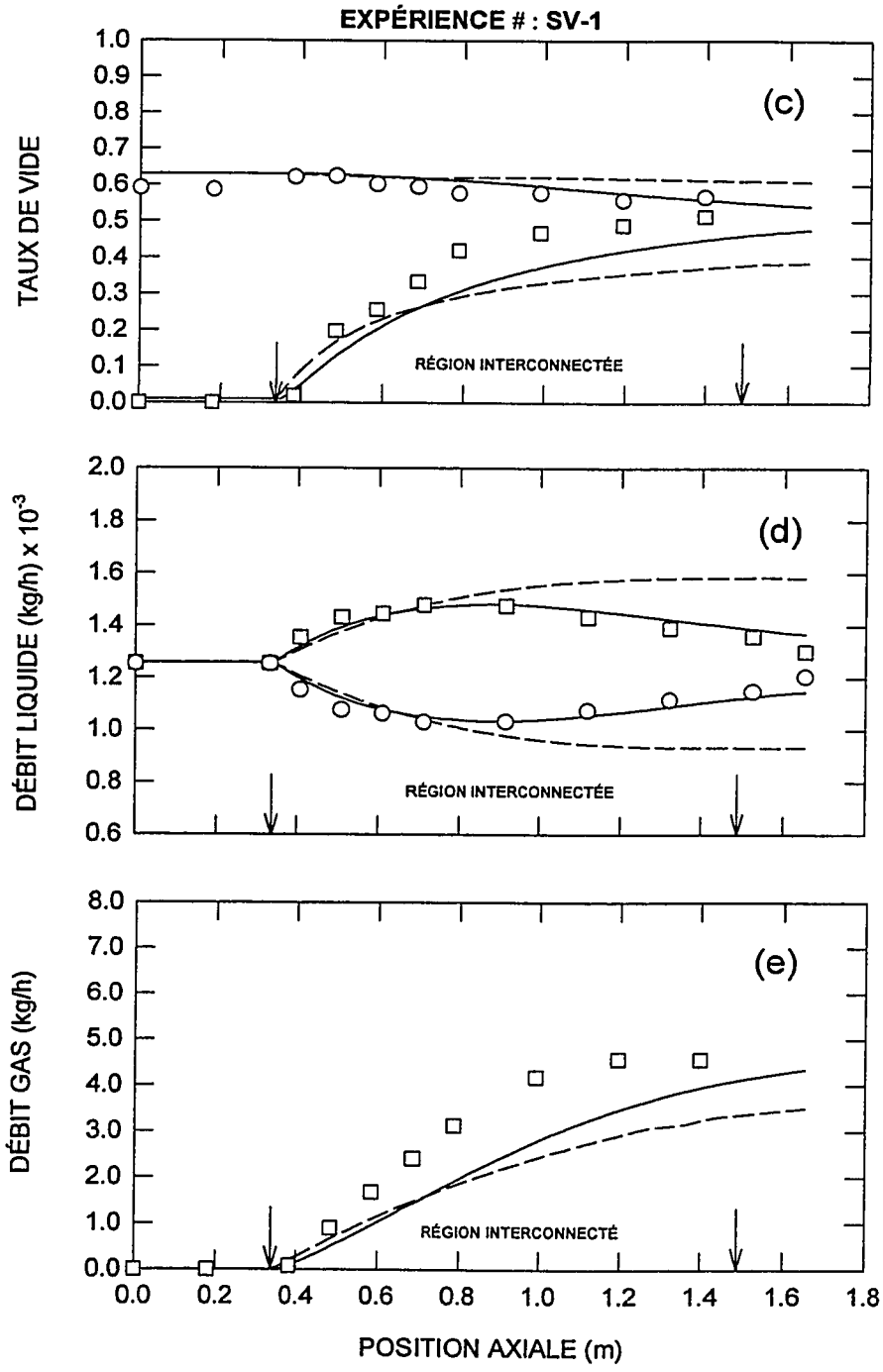


Figure 7.1 (suite).

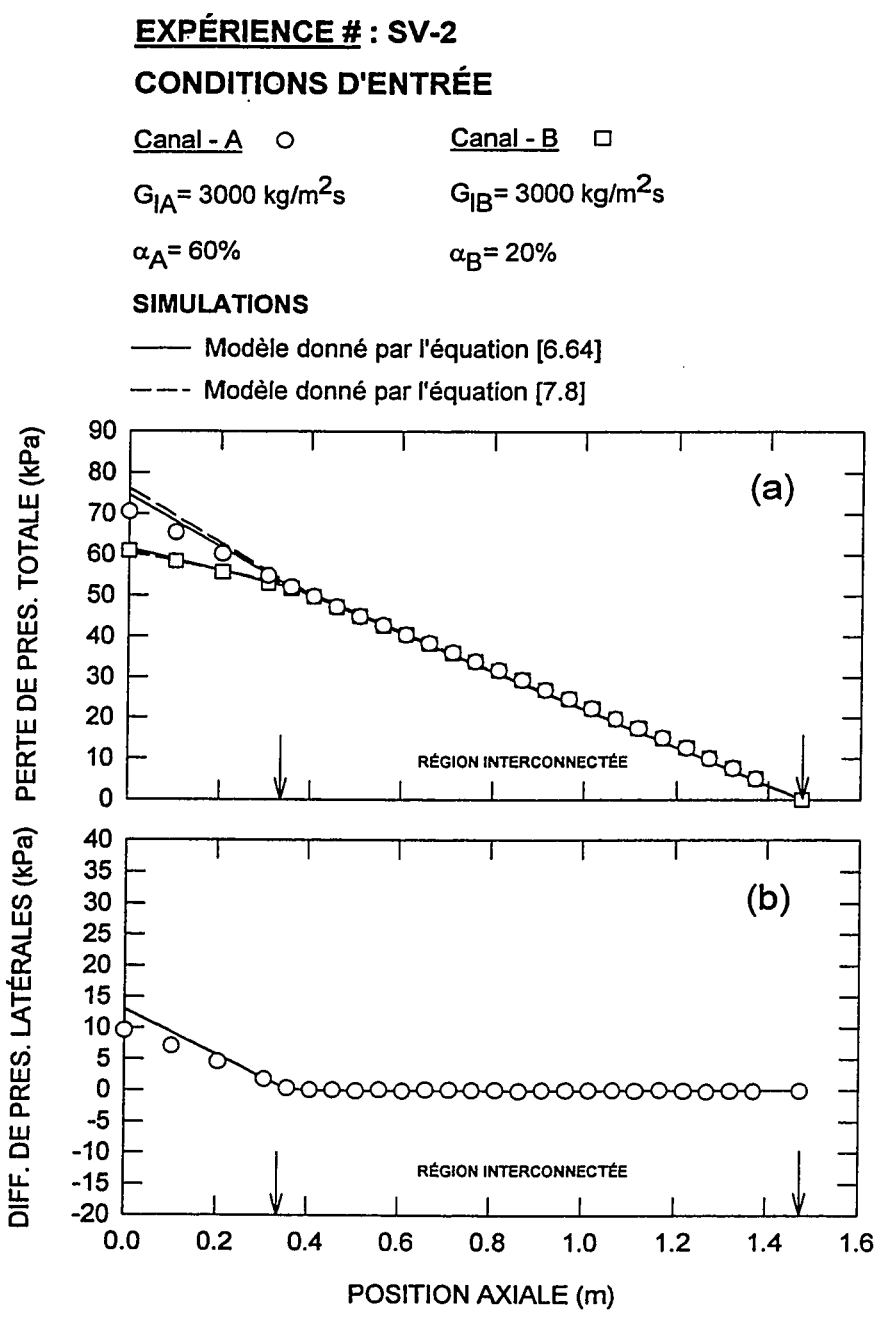


Figure 7.2 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales de Tapucu et al. (1984).

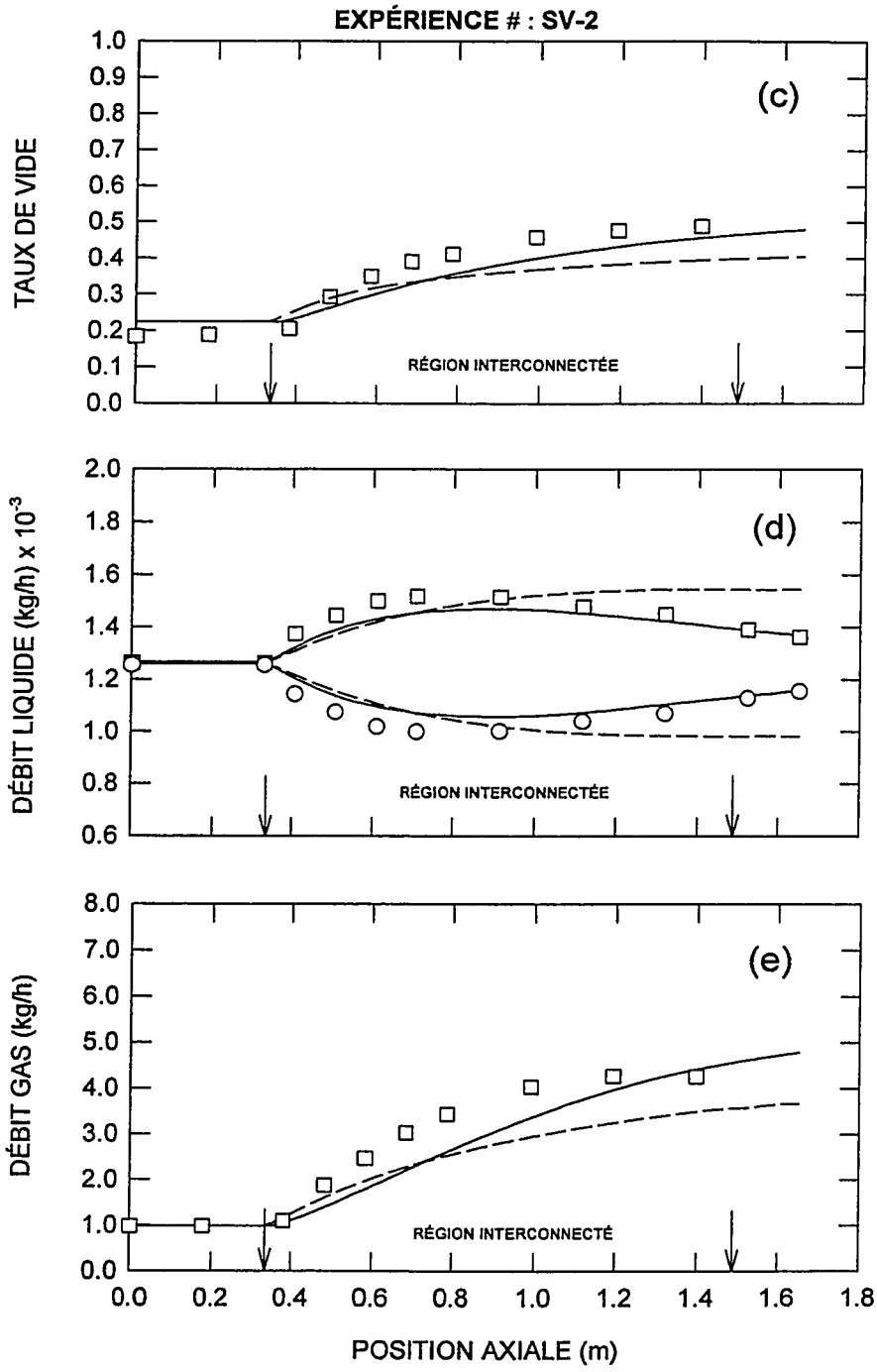


Figure 7.2 (suite).

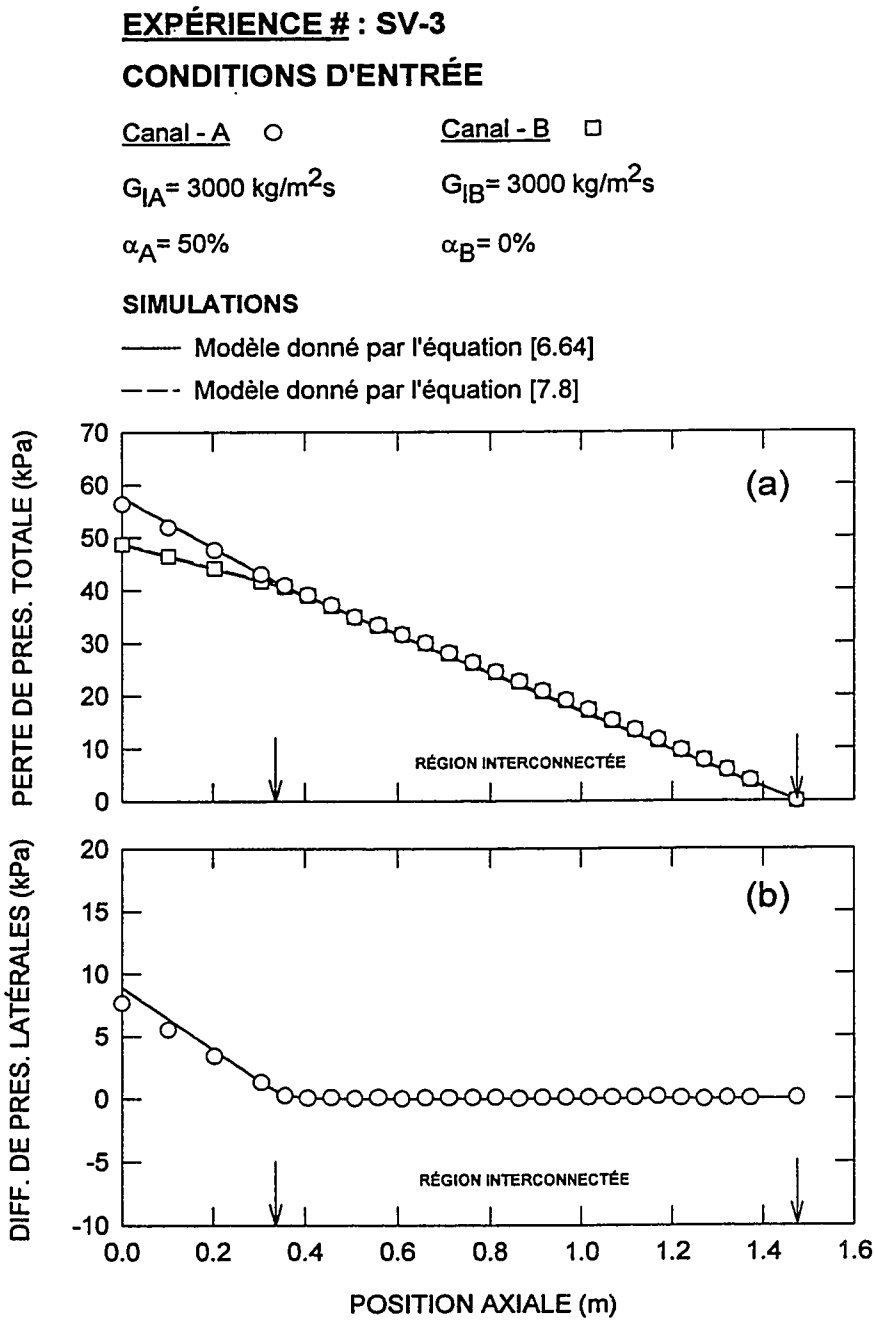


Figure 7.3 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales de Tapucu et al. (1984).

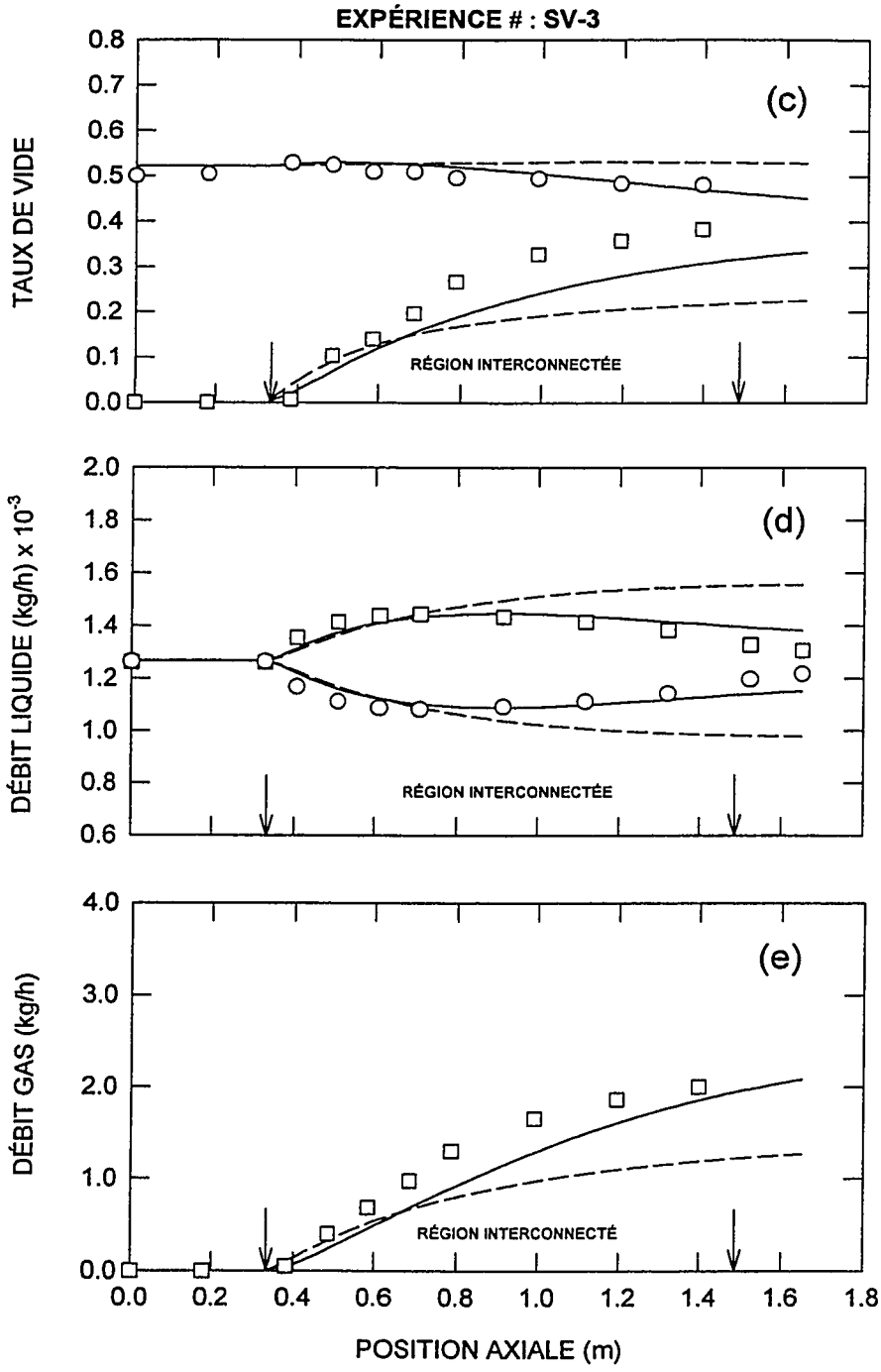


Figure 7.3 (suite).

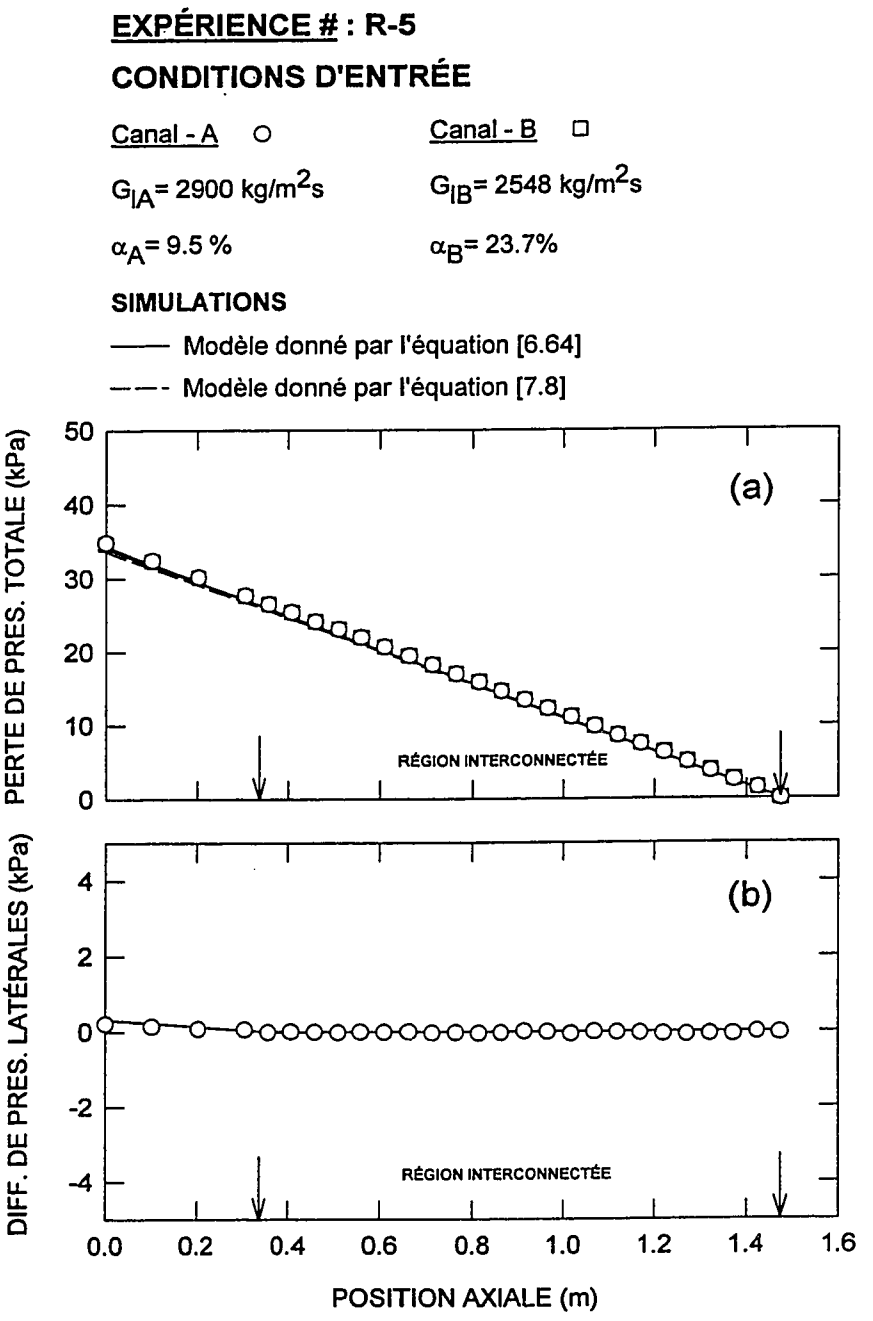


Figure 7.4 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales en équilibre hydrodynamique.

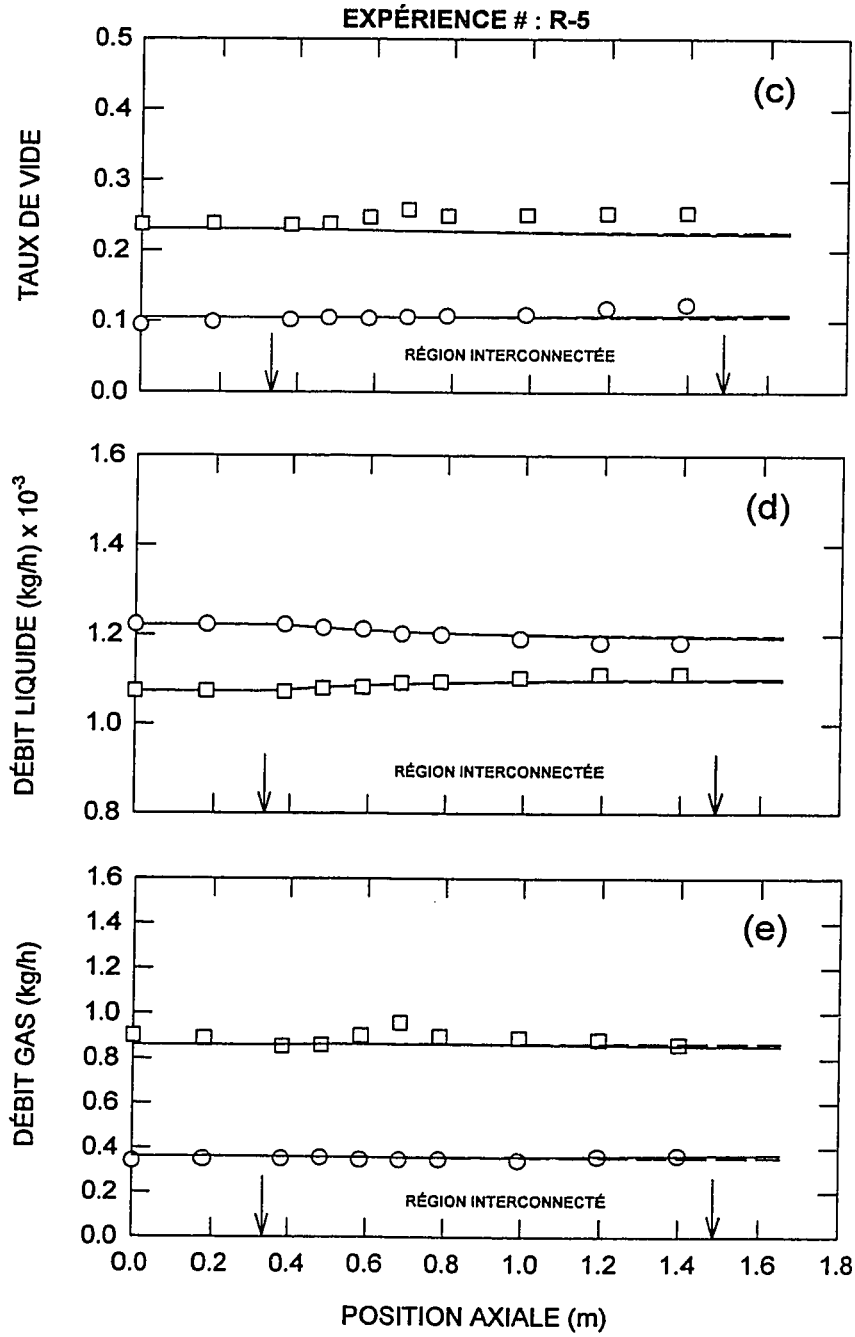


Figure 7.4 (suite).

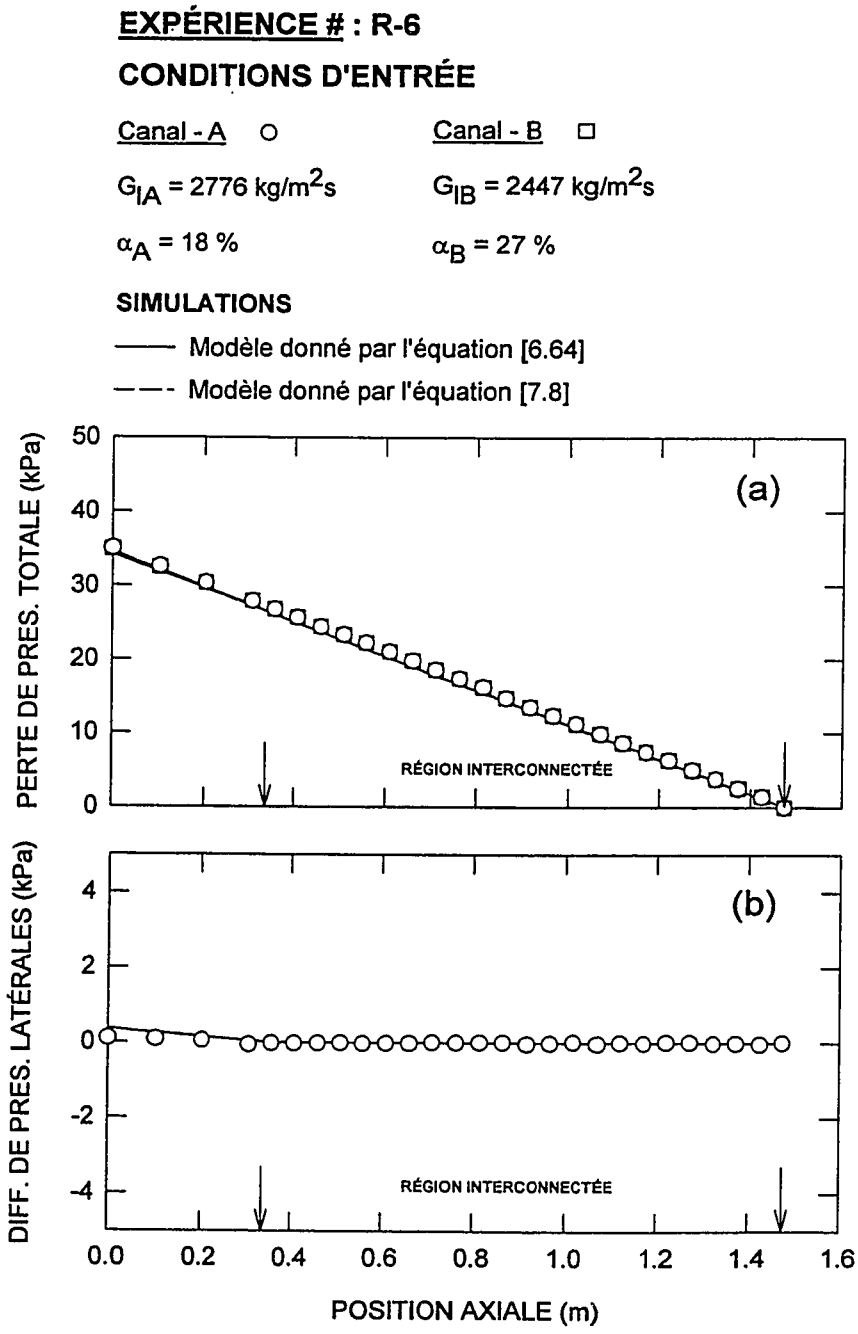


Figure 7.5 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales en équilibre hydrodynamique.

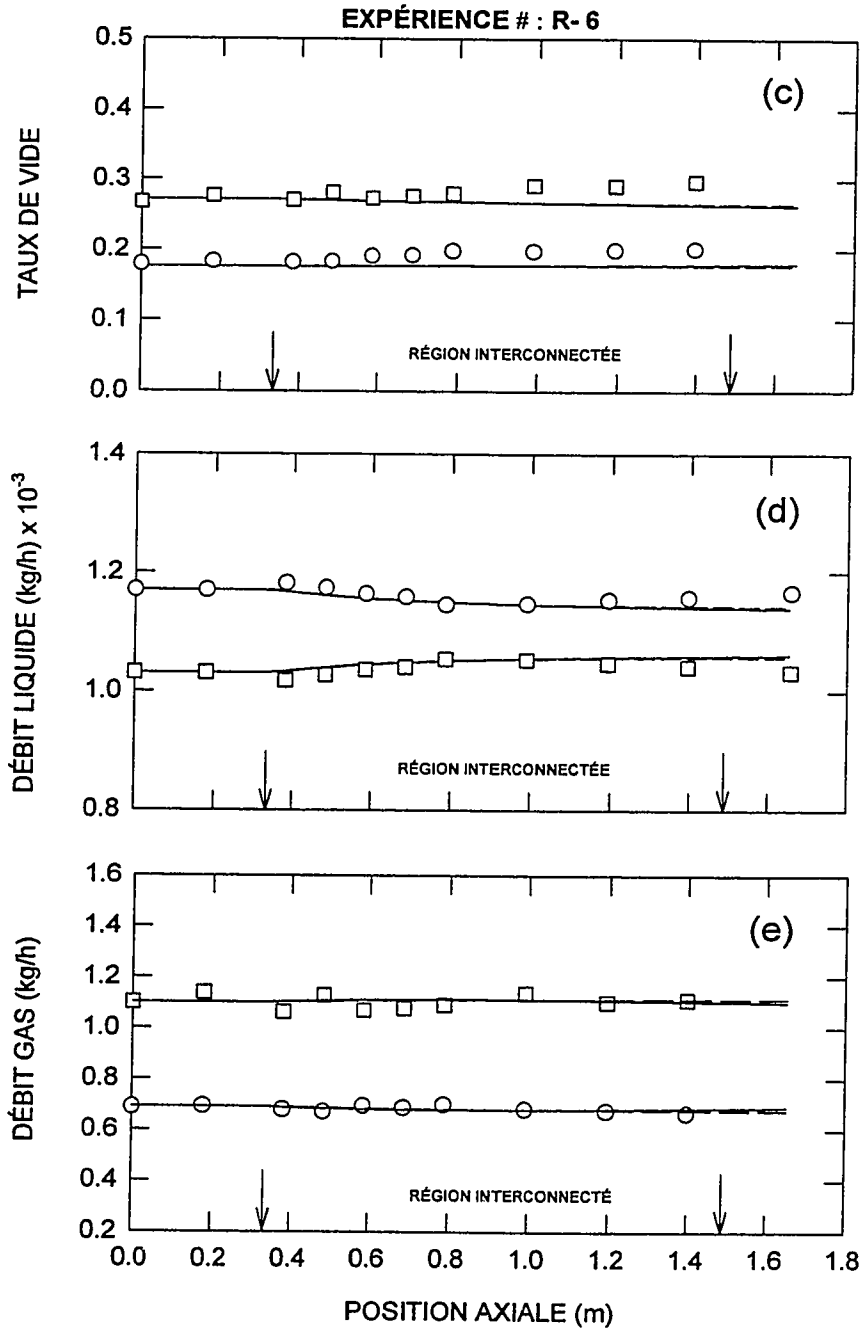


Figure 7.5 (suite).

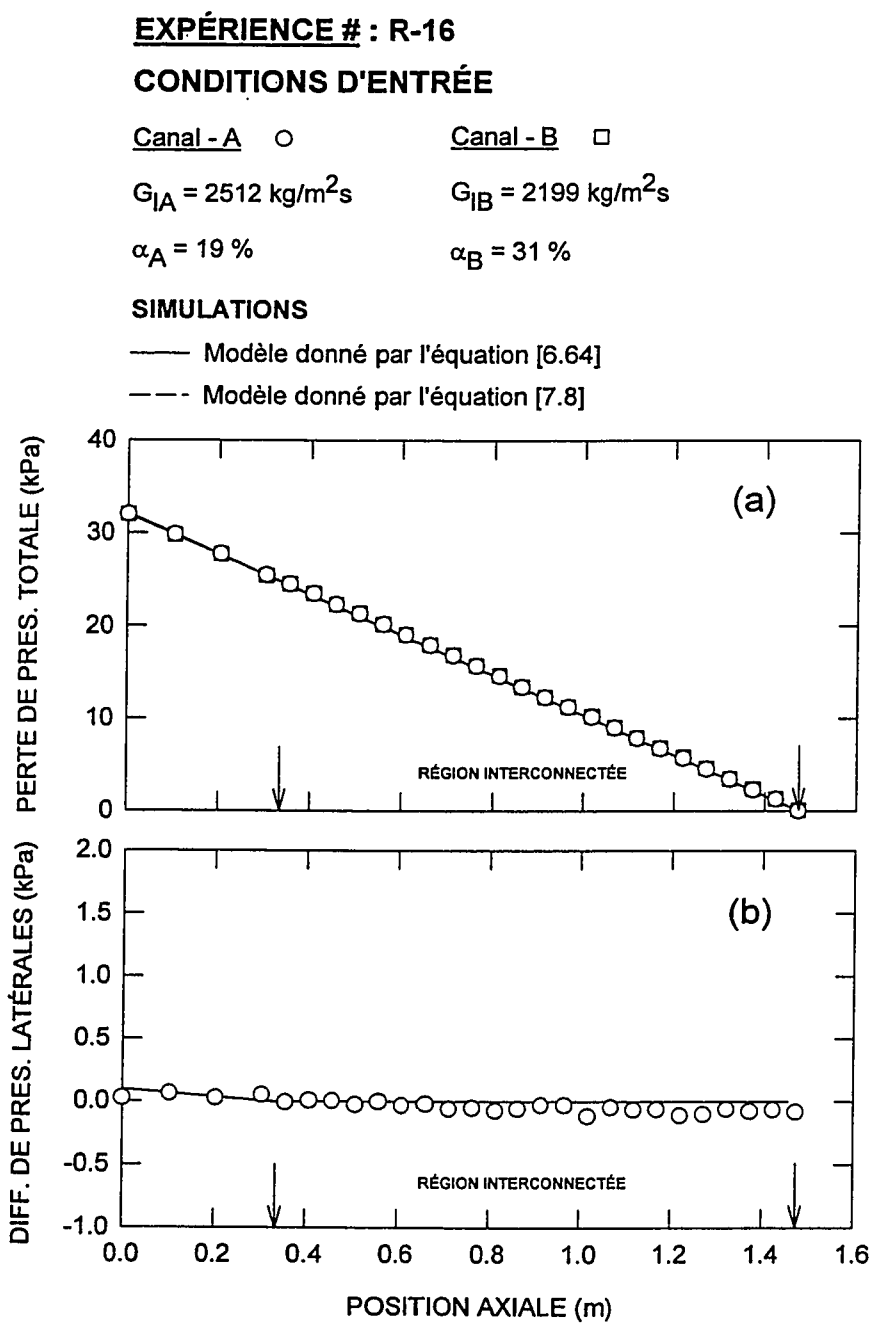


Figure 7.6 Comparaison des prédictions avec les données expérimentales en équilibre hydrodynamique.

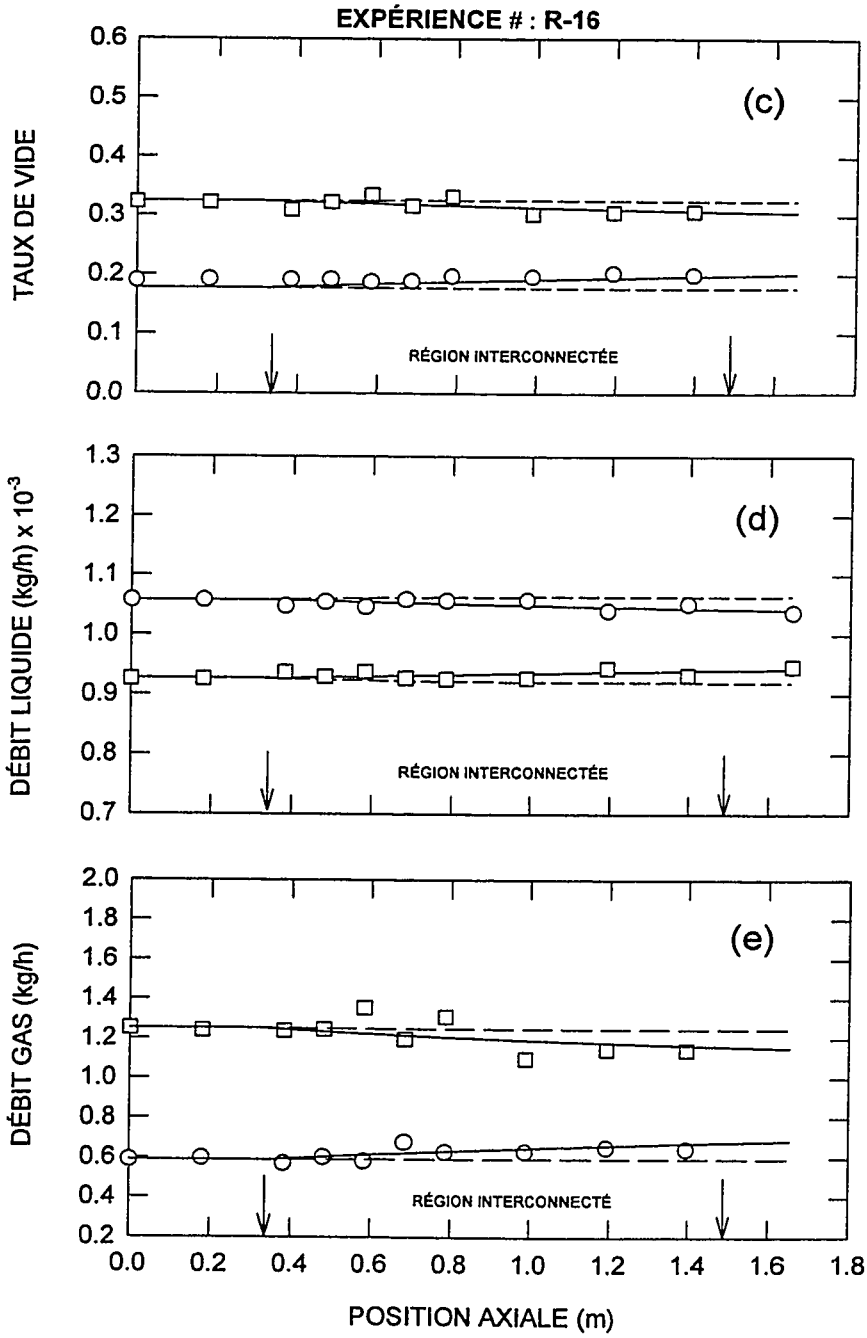


Figure 7.6 (suite).

CHAPITRE VIII
CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

Cette recherche a permis d'approfondir nos connaissances des phénomènes d'échanges latéraux dans les sous-canaux interconnectés. Dans le chapitre traitant la revue bibliographique, nous avons montré l'influence des mécanismes de mélange sur la dynamique qui sous-tend la redistribution de l'écoulement. Malgré les efforts déployés par plusieurs chercheurs dans le but de comprendre et de modéliser ces mécanismes, on s'aperçoit que certains phénomènes physiques nécessitent encore d'être étudiés, tel que le cas du phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Notre ambition, dans cette recherche, était donc d'étudier et de comprendre certains mécanismes bien particuliers qui nécessitent un support expérimental bien ciblé et élaboré. L'objectif principal consiste à appréhender les mécanismes responsables de la diffusion dans des conditions d'équilibre hydrodynamique dans deux sous-canaux interconnectés et de les modéliser adéquatement.

7.1 Conclusions obtenues à partir des résultats expérimentaux

En premier lieu, nous avons effectué des expériences qui peuvent être classées en deux catégories. La première matrice d'expériences était dédiée à l'étude des échanges de masse turbulents en écoulement monophasique et diphasique. Les conditions expérimentales ont été établies de façon à ce que les échanges entre les sous-canaux soient dus uniquement à la turbulence, *i.e.*, absence du mécanisme de l'écoulement latéral forcé et de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Nous avons mesuré durant ces expériences différents paramètres qui indiquaient que les conditions d'écoulement en équilibre hydrodynamique sont bien établies. Ces expériences ont permis de mesurer les échanges turbulents latéraux de la phase liquide pour l'écoulement monophasique et diphasique. L'analyse de ces résultats a montré que les échanges turbulents liquide sont

fortement dépendant des vitesses liquide. Pour l'écoulement diphasique, l'intensité des échanges augmente avec l'augmentation du taux de vide dans la région d'écoulement à bulles jusqu'à la transition, pour ensuite diminuer dans la région à bouchons. Cette observation est expliquée par un accroissement de la population des bulles dans l'écoulement, ce qui entraîne une agitation beaucoup plus grande, et résulte en un transfert plus intense de liquide entre les sous-canaux. Après la transition, les grosses bulles fusionnent pour former un écoulement à bouchons caractérisé par moins d'agitation. Ceci explique ainsi la diminution de l'intensité des échanges dans cette région. Ces conclusions ont été la base du développement du modèle analytique permettant de calculer les échanges turbulents liquide en écoulement monophasique et diphasique. En effet, en visualisant l'échange turbulent liquide comme la conséquence de la superposition de l'échange turbulent liquide monophasique et d'une agitation due aux vitesses relatives des bulles, entraînant un déplacement d'une quantité du liquide dans le canal adjacent, nous avons pu élaborer un modèle physique. La comparaison des calculs du modèle avec les données expérimentales a montré sa capacité de bien prédire les échanges turbulents latéraux de la phase liquide dans la région d'écoulement à bulles et à bouchons.

Aussi, étant donné qu'il est important d'identifier le régime d'écoulement pour bien prédire les échanges turbulents, nous avons utilisé deux types de carte pour identifier les régimes d'écoulement pour les conditions expérimentales établies : une carte de régimes développée pour les écoulements dans des conduites circulaires et une autre pour les écoulements dans des sous-canaux interconnectés. Les deux cartes ont donné des résultats similaires, ce qui a permis de conclure que la carte des régimes, obtenue pour des écoulements dans des conduites circulaires peut bien être utilisée pour classifier les écoulements dans des sous-canaux interconnectés, ayant des géométries équivalentes.

Les mesures des échanges turbulents de la phase liquide ont aussi permis de déterminer les échanges turbulents latéraux de gaz, en se basant sur le concept d'échanges de volumes égaux. Ces calculs ont été comparés avec des mesures expérimentales

disponibles dans la littérature. La comparaison a montré la validité de cette approche, ce qui ouvre ainsi la voie pour concevoir ultérieurement un modèle analytique permettant de calculer les échanges de gaz turbulent.

Dans cette recherche, nous avons modélisé le transfert latéral du gaz en se basant sur un processus de diffusion qui dépend d'un coefficient de proportionnalité reliant les échanges de gaz au taux de vide du canal. En utilisant les calculs des échanges turbulents du gaz, nous avons produit une fonction qui permet d'estimer ce coefficient en fonction du taux de vide du canal. Cette approche a permis de modéliser le mécanisme de la diffusion turbulente du vide.

La deuxième matrice d'expériences était dédiée à l'étude du phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre. Les expériences ont été établies dans des conditions d'équilibre hydrodynamique présentant une distribution non uniforme de l'écoulement dans les sous-canaux interconnectés, *i.e.*, absence de l'écoulement latéral forcé. Ces expériences ont permis de mettre en évidence que les distributions non uniformes de l'écoulement à l'équilibre peuvent bien se produire dans des sous-canaux interconnectés de géométries identiques. Ces observations expérimentales démontrent clairement que la redistribution non uniforme de l'écoulement ne peut pas être attribuée, comme c'est le cas dans la littérature, à la tendance du vide de se loger dans le canal le plus ouvert. En se basant, sur les analyses des résultats expérimentaux de différentes recherches dédiés à l'étude des répartitions des phases, pour des écoulements à bulles dans des conduites, nous avons constaté que la migration des bulles latéralement est due à l'apparition d'une force de portance qui agit sur elles. En effet, la présence d'un gradient de vitesse liquide et d'une vitesse relative des bulles engendrent une force qui tend à déplacer les bulles dans une direction perpendiculaire à l'écoulement. Partant de cette hypothèse, nous avons développé un modèle analytique qui permet de décrire le phénomène physique observé expérimentalement. Les modèles développés ont été, par la suite, implantés dans un code de calcul des sous-canaux pour être validés.

7.2 Validation des modèles développés

Une comparaison entre les prédictions du code et des données expérimentales a été effectuée. Les simulations ont permis de constater une nette amélioration des prédictions du code en utilisant les modèles développés dans cette recherche. La comparaison avec les expériences avait aussi montré la pertinence de la fonction développée pour estimer le coefficient de proportionnalité utilisé pour déterminer la diffusion turbulente du vide de même que la pertinence de la fonction utilisée pour déterminer le coefficient de portance. Toutefois, pour certains cas expérimentaux, malgré les améliorations apportées par le modèle, il est apparu pertinent de suggérer que le coefficient de proportionnalité, utilisé pour calculer la diffusion turbulente, tienne compte de la vitesse liquide du canal. Toutefois, ceci nécessite le balayage systématique de plusieurs conditions expérimentales pour couvrir les différents types d'écoulements.

En somme, cette recherche a permis de contribuer à une meilleure compréhension des phénomènes de diffusion :

- en faisant des expériences en équilibre hydrodynamique permettant de mesurer les échanges turbulents liquide pour des écoulements monophasiques et diphasiques,
- en proposant un modèle analytique pour calculer les échanges turbulents liquide dans les sous-canaux interconnectés en écoulement monophasique et diphasique,
- en confirmant la validité de l'approche du modèle d'échanges de volumes égaux permettant de calculer les échanges turbulents de gaz entre les sous-canaux,
- en produisant une fonction exprimant un coefficient de proportionnalité permettant de calculer adéquatement les échanges dus à la diffusion turbulente du vide, et
- en proposant une explication qui a permis aussi bien d'identifier l'origine physique du phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre que de le modéliser.

Enfin, comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, la prédiction adéquate des variables locales, tels que vitesse, pression et titre de l'écoulement est indispensable pour les analyses de sûreté dédiées aux calculs de puissance de canal. Dans cette recherche, nous avons apporté une contribution indispensable pour ces analyses, dans la mesure où nous avons démontré que la distribution des écoulements se fait de manière non uniforme dans les sous-canaux identiques. De plus, nous avons proposé un modèle analytique qui a apporté une amélioration significative des prédictions des distributions des vitesses, des taux de vide et des pressions. Il faut aussi mentionner que les résultats obtenus sont d'une grande importance pour l'industrie nucléaire canadienne utilisant les réacteurs CANDU , dans la mesure où nous avons utilisé dans cette recherche des sous-canaux de dimensions analogues à ceux qu'on retrouve dans les grappes de type CANDU.

Donc, il en va de soi que le modèle développé apportera des améliorations significatives pour calculer les conditions d'écoulement locales, par conséquent un meilleur calcul des limites de puissance de canal. Ce qui pourra permettre l'amélioration des limites d'opération des réacteurs nucléaires.

7.3 Recommandations

Les différentes conclusions obtenues dans cette recherche ont permis de définir différents axes pour considérer la recherche des écoulements dans les sous-canaux interconnectés. Nous proposons ici quelques idées, à titre exploratoire, qui nous semblent être pertinentes pour améliorer encore la compréhension et la modélisation des phénomènes des échanges latéraux.

En premier lieu, on peut proposer d'entreprendre une étude expérimentale qui permet d'améliorer la compréhension des échanges turbulents latéraux dans la région d'écoulement à bouchons et annulaire. À titre de suggestion, on peut proposer, pour les écoulements à bouchons, de trouver une relation entre l'augmentation des fréquences de la présence des

bouchons successifs dans l'écoulement et la diminution de l'intensité des échanges turbulents déjà observée. Ceci permet de relier l'augmentation de la fréquence des bouchons de gaz dans l'écoulement à l'intensité des échanges turbulents. Un modèle turbulent pourrait inclure cet effet et permettrait de calculer les échanges turbulents dans la région où l'écoulement est à bouchons.

Pour ce qui a trait au phénomène de la dérive du vide vers une distribution à l'équilibre, étant donné qu'on comprend mieux son origine physique, des expériences ciblées peuvent alors être entreprises. Les plus intéressantes à notre sens, consiste à entreprendre des expériences pour mesurer les distributions des profils des vitesses liquide dans les sous-canaux. Aussi, il serait intéressant d'entreprendre des expériences simples, dans deux sous-canaux interconnectés qui permettent de comprendre la dynamique d'une bulle dans un écoulement présentant un gradient de vitesse liquide latéral. Ceci peut aider à comprendre l'influence de différents paramètres sur la trajectoire de la bulle, tels que le diamètre de la bulle, les gradients de vitesse et aussi la forme de la bulle qui semble importante dans la détermination du coefficient de portance.

Enfin, il est important de mentionner que dans le présent modèle, nous avons utilisé la vitesse terminale des bulles pour calculer la vitesse relative. Cette approche ne peut pas être utilisée pour les écoulements horizontaux. Par conséquent, une étude pour des écoulements horizontaux devrait être entreprise afin de concevoir une approche appropriée au calcul de la vitesse relative et permettre l'utilisation adéquate du modèle de la dérive du vide dans de telles conditions. Ces résultats seront d'une grande utilité aux analyses de sûreté pour le cas de l'industrie nucléaire canadienne.

BIBLIOGRAPHIE

AUTON, T.R., HUNT J.C.R. et PRUDHOMME M. 1988,"The Force Exerted on a Body in Inviscid Unsteady Non-Uniform Rotational Flow," J. Fluid Mech., Vol. 197, pp. 241-257.

BASSET, A.B. 1988,"Treatise on Hydrodynamics." Deighton Bell, London, Vol. 2

BELLIL, A.., TESSEDOU, A. et TAPUCU A. 1992,"Modélisation des Écoulements Diphasiques Horizontaux dans des Sous-Canaux Interconnectés," Recueil des résumés du 60e Congrés de l'AGFAS, Université de Montréal, Vol. 60,pp. 159.

BERGLES, A.E. 1969,"Two-Phase Flow Structure Observations for Hight Pressure Water in a Rod Bundle," in Two-Phase Flow and Heat Transfer in Rod Bundles, ASME, pp. 47-55.

BEUS, S.G. 1972,"A Two-Phase Turbulent Mixing Model for Flow in Rod Bundles," Report WAPD-T-2438, Bettis Atomic Power Laboratory, Pittsburgh, Pensylavania.

BOWRING, R.W. 1968,"HAMBO: A Computer Programmes for Subchannel Analysis of the Hydraulic and Burnout Characteristics of Rod Clusters," United Kingdom Atomic Energy Authority, AEEW-R-582.

CARVER, M.B., JUDD R.A., KITELEY, J.C., AND TAHIR, A. 1987,"The Drift Flux Model in ASSERT Subchannel Code," Nuclear Journal of Canada, 1, No. 2, pp. 153-165.

CHEXAL, B. et LELLOUCHE, G. 1985,"A Full Range Drift-Flux Correlation for Vertical Flows," NP-3989-SR, Special Report.

LUMLEY, J. L. 1957, "Some Problems Connected With the Motion of Small Particles in Turbulent Fluid," Ph. D. Thesis in Aeronautics, Johns Hopkins University, Baltimore.

DELHAYE, J.M. 1968,"Équations Fondamentales des Écoulements Diphasiques", Rapport CEA-R-3429.

DELHAYE, J.M. et ACHARD, J.L. 1976,"On the Averaging Operators Introduced in Two-Phase Flow Modeling," Specialist's Meeting on Transient Two-Phase Flow, Toronto.

DENSON, C.D.,"Particle Migration in Shear Fields," Ph.D. Thesis, University of Utah, 1965.

DONEA, J., FASOLI-STELLA, P. et GIULIANI, S. 1977,"Lagrangien and Eulerian Finit Element Techniques for Transient Fluid-Structure Interaction Problem," Trans. 4th Int. Conf. Structural Mechanics in Reactor Technology, San Francisco.

DREW, D.A. et LAHEY R.T. 1982,"Phase Distribution Mechanisms in Turbulent Low-Quality Two-Phase Flow in a Circular Pipe," J. Fluid Mech., Vol. 117, pp. 91-106.

GALBRAITH et KNUDSEN, J.G. 1971,"Turbulent Mixing Between Adjacent Channels for Single-Phase Flow in a Simulated Rod Bundle," 12th Natl. Heat Transfer Conf., Tusla, AIChE Symp, Vol. 68, pp. 90-100.

GONZALEZ-SANTALO, J.M. 1971,"Two Phase Flow Mixing in Rod Bundle Subchannels," Ph.D Thesis, MIT, Cambridge, Mass.

GOSMAN, A.D. 1973,"The SABRE Code for Prediction of Coolant Flows and Temperatures in Pin Bundles Containing Blockages," UKAEA, AEEW-R905.

HETSRONI, G., LEON, J. et HAKIN M. 1980,"Cross-flow and Mixixng of Wall Between Semiopen Channels." Nucl. Sci. Eng., Vol. 34, pp. 189-183.

ISHII, M. 1975,"Thermofluid Dynamic Theory of Two-phase Flow." Eyrolles, France.

KARIYASAKI, A. 1987,"Behavior of a Single Gas Bubble in a Liquid Flow With a Linear Velocity Pofile," Poceedings of the ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, March 22-27, Honolulu, Hawai, Vol.5, pp. 261-267.

KJELLSTROM, B. 1972," Transport Process in Turbulent Channnel Flow," Report AE-RL_1344, AB Atomenergi, Sweden.

KNUDSEN, J.G. et KATZ, D.L. 1958,"Fluid Dynamics and Heat Transfer," McGraw Hill Book Compagny, Toronto.

KOCAMUSTAFAOGULLARI, G. 1971,"Thermo-Fluid Dynamics of Separated Two-Phase Flow," Ph.D. Thesis, Georgia Institute of Technologie.

LAHEY, R.T. Jr et J.F. MOODY. 1977,"The Thermal-Hydraulic of Boiling Water Nuclear Reactor, American Nuclear Society.

LAHEY, R.T., SHIRALKAR, B.S., RADCLIFFE, D.W., et POLOMIK, E.E. 1972,"OUT-of-Pile Subchannel Measurements in a Nine-Rod Bundle for Water at 1000 psia," Progress in Heat and Mass Transfer, VI, Pergamon Press, New York.

LAHEY, R.T., et SCHROUB, F.A. 1969,"Mixing, Flow Regimes and Void Fraction For Two Phase Flow in Rod Bundles," Two-Phase Flow and Heat Transfer in Rod Bundles, Winter Annual ASME Heat Transfer Meeting.

LAWLER, M. T. et LU, P. 1971, "The Role of Lift Force in the Radial Migration of Particles in a Pipe Flow," Pergamon Press, Oxford.

LEVY, S. 1963, "Prediction of Two-Phase Pressure Drop and Density Distribution from Length Theory," J. Heat Transfer Vol. 85, pp.137-152.

MANDHANE, J.M., GREGORY, G.A, AZIZ, K. 1974, "A Flow Pattern Map for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes", Int. J. Multiphase Flow, Vol 1.

PATANKAR, S.V. 1980,"Numerical Heat Transfer and Fluid Flow," Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences, Hemisphere Publishing Corporation.

PETRUNIK, K.J. 1968,"Turbulent Mixing Measurments for Single-Phase Air, Single-Phase Water, and Two-Phase Air-Water Flows in Adjacent Rectangular Subchannels," Master's Thesis, University of Windsor, Ontario.

PETRUNIK, K.J. 1973,"Turbulent Interchange in Simulated Rod Bundle Geometries for GENETRON-12 Flows," Ph.D., University of Windsor, Ontario.

PLAS, R. 1984,"FLICA-III M, Code de calcul thermohydraulique de réacteurs ou de boucle d'essais", Note CEA-N-2418.

RIZK, M,A. et ELGHOBASHI, S.E. 1985,"The Motion of a Spherical Particle Suspended in a Turbulent Flow Near a Plane Wall," Phys. Fluid, Vol. 28, No. 3, pp. 806-817.

ROGERS, J.T and TAHIR, A.E.E. 1975,"Turbulent Inter-Change Mixing Rod Bundles and the role of secondary Flows," A.S.M.E., Paper 75-HT-31.

ROGERS, J.T and ROSEHART, R.G. 1972,"Mixing by Turbulent Interchange in Fuel Bundles, Correlations and Inferences," AIChE-ASME Heat Transfer Conf. Denver.

ROGERS, J.T. et TODREAS, N.E. 1968,"Coolant Interchannel Mixing in Reactor Fuel Rod Bundle-Single Phase Coolant," Heat Transfer in Rod Bundles, Winter Annual ASME Heat Transfer Meeting.

ROWE, D.S., R.B. McDUFF et COLLINGHAM, R.E. 1990,"Thermal Hydraulic Subchannel Model Based on Void-Drift," Proc. 9th Int. Heat Transfer Conf., Jerusalem, pp. 401-406.

ROWE, D.S. 1973,"COBRA III-C: A Digital Computer Program for Steady State and Transient Thermal Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements," BNWL-1695.

ROWE, D.S. 1969,"Cross-Flow Mixing Between Parallel Flow Channels During Boiling, Part III," BNWL-371, Pt. 3, Pacific Northwest Laboratory.

ROWE, D.S. 1967,"Cross-Flow Mixing Between Parallel Flow Channels During Boiling, Part 1: COBRA Computer Program for Constant Boiling in Rod Arrays", BNWL-371, Pt. 1, Pacific Northwest Laboratory.

RUBINOW, S. I. et KELLER, J. B 1961, " The Transverse Force on a Spinning Sphere Moving in a Viscous Fluid," J. Fluid Mech., vol. 11, pp. 447-459.

RUDZINSKI, K. F., KULDIP, S. et ST-PIERRE, C.C. 1972,"Turbulent Mixing for Air-Water Flows in Simulated Rod Bundle Geometries," Can. J. Chem. Eng., Vol. 50, pp. 297-299.

RUDZINSKI, K.F., 1970 "Two-Phase Mixing for Air-Water Flows in Adjacent Triangular Array Subchannels," M.Sc. Thesis, Chemical Engineering, University of Windsor.

SADATOMI, M., KAWAHARA, A. et SATO, Y. 1996, "Prediction of the Single-Phase Turbulent Mixing Rate Between Two-Parallel Subchannels Using a Subchannel Geometry Factor," Nucl. Eng. and Design, Vol. 162, pp. 245-256.

SADATOMI, M., KAWAHARA, A. et SATO, Y. 1995,"Turbulent Mixing of Both Gas and Liquid Phases Between Subchannels in Two-Phase Hydrodynamic Equilibrium Flows," Two-phase Flow Modelling and Experimentation, pp. 403-409.

SADATOMI, M., KAWAHARA, A. et SATO, Y. 1994, "Flow Redistribution Due to Void Drift in Two-Phase Flow in a Multiple Channel Consisting of Two Subchannels," Nucl. Eng. And Design, Vol. 148, pp.463-474.

SAFFMAN, P.G. 1965,"The Lift on a Small Spere in a Slow Shear Flow," Fluid Mech., Vol. 22, part. 2, pp. 385-400

SATO Y. et SADATOMI, M. 1985,"Data on Two phase Gaz-liquid Flow Distribution in Multiple Channels," 2nd International Conference on Multiphase Flow. London, England.

SCHOR, A.L., KAZIMI, M.S. et TODREAS, N.E. 1984,"Advances in Two-Phase Flow Modeling for LMFBR Application,", Nucl. Eng. Design, Vol. 82, pp. 127-155.

SEKOGUSHI, K., SATO, T. et HONDA, T. 1974,"Two-Phase Bubble Flow," First Report, Trans. Japan Soc. Mech. Eng., Vol. 40, No. 333, 1395-1403.

SERIZAWA, A. et KATAOKA, I. 1990,"Turbulence Suppression in Bubbly Two-Phase Flow," Nuclear Eng. and Design, No. 122, pp. 1-16.

SERIZAWA, A. et KATAOKA, I. 1987,"Phase Distribution in Two-Phase Flow," Poceedings ICHMT Conf. on Transport Phenomena in Multiphase Flow, Dubrovnik, pp. 179-224.

SERIZAWA, A., KATAOKA, I. et MICHIYOSHI, I. 1975,"Trubulence Structure of Air-Water Bubby Flow : II-Local Properties," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 12, pp. 235-246.

SHOUKRI, M., TAWFIK, H. et CHAN, A.M.C. 1984,"Two-Phase Redistribution in Horizontal Subchannel Flow-Turbulent Mixing and Gravity Separation," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 10, No. 3, pp. 357-369.

SHOUKRI, M., TAWFIK, H. et MIDIVI, W.I. 1982,"An Experimental Investigation of Two Phase Flow Interactions in Horizontal Rod Bundle Geometries," Proc. 7th Int. Heat Transfer conf., pp. 355-360.

SINGH, K. 1972,"Air-Water Turbulent Mixing in Simulated Rod Bundle Geometries," Ph.D. Thesis, Univ. of Windsor, Ontario.

SKINNER, V.r., FREMAN, A.R. et LYALL, H.G. 1969,"Gas Mixing in Rod Clusters," Int. J. Heat Mass Transfer, No. 12, pp. 265-278.

SMITH, S.L. 1970,"Void Fractions in Two-Phase Flow : A Correlation Based upon Equal Velocity Head Model," Proc. Inst. Mech. Eng., Vol. 184, Pt.1, No. 36, pp. 647-664.

SOO, S.L. 1967,"Fluid Dynamics of Multiphase Systems," Blaisdell Publishing Compagny, Waltham.

STERNER, R.W. et LAHEY Jr., R.T. 1983,"Air/Water Subchannel Measurements of the Equilibrium Quality and Mass Flux Distribution in a Rod Bundle," NUREG/CR-3373.

STEWART, C.W., WHEELER, C.L., CENA, R.J., Mc MONAGLE, C.A., CUTA, JM. et TRENT, D.S. 1977,"COBRA-IV: The Model and the Method," BNWL-2214, NCR-4.

SUGAWARA, S., SAKAI, T., WATANABE, K. et RUMMENS, H.E.C 1991,"Subchannel Analysis by the FIDAS Code Based on the Three-Fluid Model," Nuclear Eng. And design, No. 132, pp. 253-264.

TAHIR, A. et CARVER, M.B. 1984, "Comparaison of ASSERT Subchannel Code with Markiven bundle data," Report AECL-8352.

TAHIR, A., and CARVER, M.B. 1982,"Numerical Prediction of Void Drift using Minimum Entropy Production Principles," Transaction of the ANS, Winter Meeting, Washington D.C., pp. 784-785.

TAITEL, T. et Dukler B. 1980,"Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes,", A.I.Ch.E J., No. 26, pp. 345-354.

TAPUCU, A., TEYSSEDOU, A., TYE, P. et TROCHE, N. 1994,"The Effect of Turbulent Mixing Models on the Predictions of Subchannel Codes," Nuclear Eng. Design, No. 149, pp. 221-231.

TAPUCU, A., PARENT, M. et TROCHE, N. 1988,"Experimental Investigation of Mass Exchanges Caused by Blockages," "Horizontal Two-Phase Flows". Ecole Polytechnique de Montréal, Report IGE-73.

TAPUCU, A., GIRARD, R., TEYSSEDOU, A. et TROCHE, N. 1986,"Experimental Investigation of Void Migration Between two Laterally Interconnected two Phase Flows (Void Profiles and Effect of Liquide mass Flux)," , Report CDT-P-1021, École Polytechnique de Montréal, Québec.

TAPUCU, A., GECKINLI M. et TROCHE, N. 1984,"Experimental Investigation Of Mass Exchanges Between Two Laterally Interconnected Two-Phase Flows," Document IGN-557, CDT Projet No. P-840.

TAPUCU, A. 1978,"Diversion Cross-Flow Between Two Flows Communicating by Lateral Slot," Institut de Génie Nucléaire, École Polytechnique de Montréal, IGN-284, Project P-420.

TAPUCU, A. 1977, "Studies on Diversion Cross-Flow Between Two Parallel Channels Communicating by a Lateral Slot, Transverse FLow Resistance Coefficient," Nucl. Eng. Desing, No.42, pp. 297-317.

TAPUCU, A., et MERILO M. 1977,"Studies on Diversion Cross-Flow Between Two Parallel Channels Communicating by Lateral Slot. II:Axial Pressure Variations," Nucl. Eng. Design, No.42, pp. 307-318.

TAPUCU, A. 1976 "Diversion Cross-Flow Between Two Flows Communicating by Lateral Slot," École Polytechnique de Montréal, IGN-183, CDT-P-227.

TYE, P., TEYSSEDOU, A. et HERNU P. 1997,"A Comparaison of ASSERT Predictions Using Different Void Drift Models Against Equlibrium Void Distribution Experiments," Ecole polytechnique de Motréal, IGE-221.

TEYSSEDOU, A., TAPUCU, A. et CAMARERO, R. 1992,"Blocked Flow Subchannel Simulation Comparaison with Single-Phase Dlow Data," Journal of Fluids Eng., Vol. 114, pp. 205-213.

TCHEN, C.M. 1947,"Mean Value and Correlation Problems Connected with the Motion of Small Particles Suspended in a Turbulent Fluid," Ph.D. Thesis, Delft, The Hague.

THOMPSON, J.F., THAMES, F.C. et MASTIN, C.W. 1977,"Boundary-Fitted Curvilinear Coordinate System for Selection of Partial Differential Equation in Fields Containing any Number of Arbitrary Two-Dimensional Bodies," NASA-CR-2729.

VAN DER ROS, T. et BOGAARDT M. 1970,"Mass and Heat Exchange Between Adjacent Channels in Liquid Cooled Rod Bundles," Nuclear Engineering and Design, No. 12.

VAN DOORMAAL, L.P 1980,"A Review of Pertinet Method Used in Multi-Dimensional Rod Bundle Thermal-Hydraulic Analysis," AECL, WNRE, Project 907-16, University of Waterloo.

VENKATESWARARAO, P., SEMIAT, R. et DUKLER, A.E. 1982,"Flow Pattern Transition for Gas-Liquid Flow in a Vertical Rod Bundle," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 8, No. 5, pp. 509-524.

WALLIS, G.B. et RICHTER H. 1973,"Influence of Walls on Bubble Motion in Vertical Two-Phase Flow," Dartmouth College, Thayer School of Engineering, Hanover, New Hampshire.

WALLIS, G.B. 1969,"One Dimentional Two Phase Flow," McGraw Hill, New York.

WALTON, F.B. 1969,"Turbulent Mixing Measurements for Single Phase Air, Single Phase Air-Water Flows in Adjacent Triangular subchannels," Master. Thesis, Univ. of Windsor, Ontario.

WANG, S. K., LEE, S.J., JONES, O.C. Jr. et LAHEY, R.T. Jr. 1987,"3-D Trubulence Structure and Phase Distribution Measurements in Bubbly Two-Phase Flows," Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No. 3, pp. 327-343.

WEISMAN, J. et BOWRING, R.W. 1975,"Methodes for Detailed Thermal and Hydraulic Analysis of Water-Cooled Reactors," Nucl. Sci. Eng., 57, pp. 255-276.

WNEK, W.J., RAMSHAW, J.D., TRAPP, J.A., HUGHES, E.D. et SOLBRIG, C.W. 1975,"Transient Three-Dimensional Thermal-Hydraulic Analysis of Nuclear Reactor Fuel Rod Arrays: General Equations and Numerical Scheme," Aerojet Nuclear Company, ANCR-1207, NCR-4.

WONG, H.H. 1979,"Subchannel Flow in Rod Bundles: Laminar Flow Solution," Westinghouse Canada Limited, CNTM-064-FD, AECL Contract CR29D9421.

ZUBER, N. et FINDLAY, J.A. 1965,"Average Volumetric Concentration in Two Phase Flow Systems," ASME Trans. of Heat Transfer, Vol. 87, pp.453-468.

ZUN, I. 1987,"Transition From Wall Void Peaking to Core Void Peaking in Turbulent Bubby Flow," Proc. ICHMT Seminar on Transient Phenomena in Multiphase Flow, Dubrovnik, pp. 225-245.

ANNEXE I

Comparaison des prédictions du Code avec les expériences de Tapucu et al. (1984)

EXPÉRIENCE # : SV- 6

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○ Canal - B □

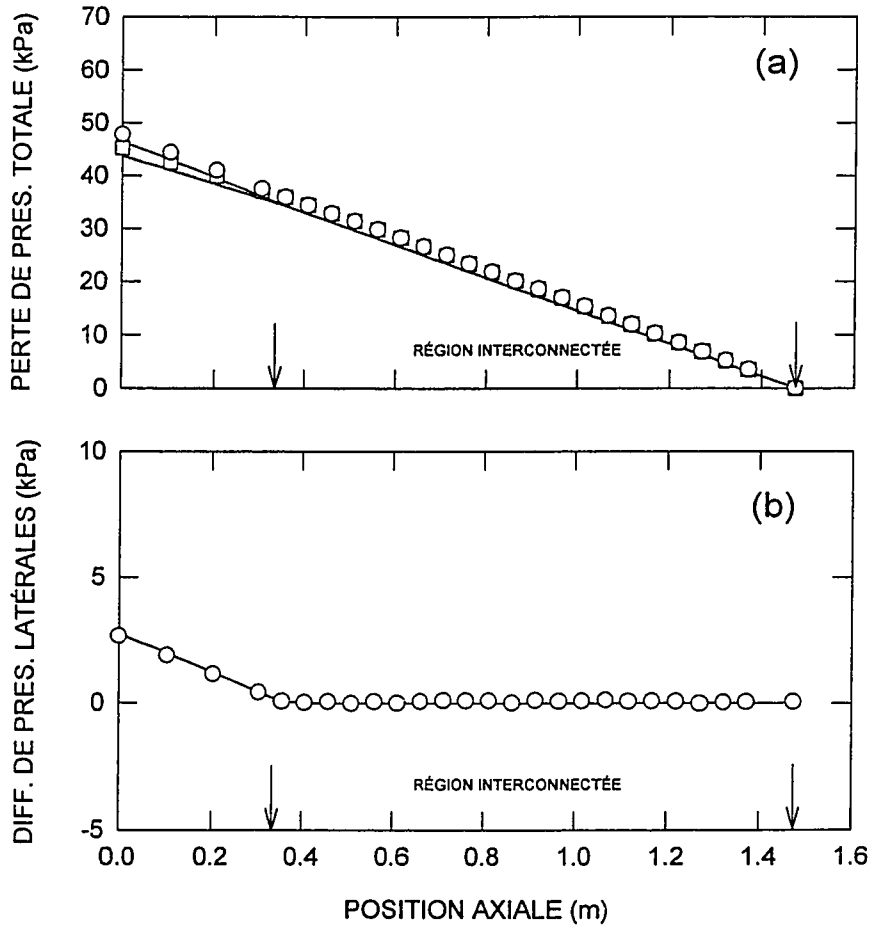
G_{lA}= 3000 kg/m^{2}s G_{lB}= 3000 kg/m^{2}s

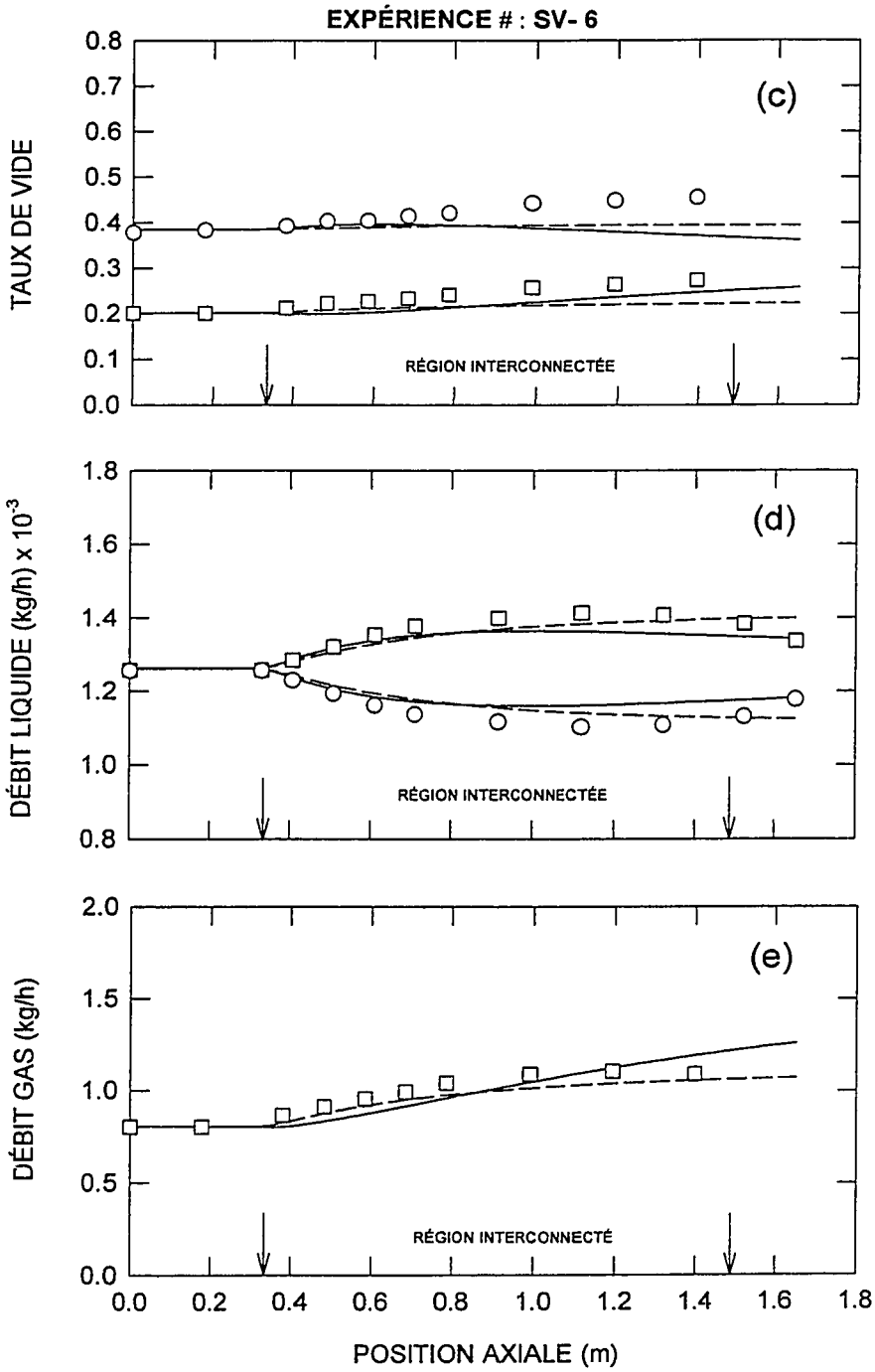
α_A= 38% α_B= 20%

SIMULATIONS

—— Modèle donné par l'équation [6.64]

— — - Modèle donné par l'équation [7.8]




EXPÉRIENCE # : SV- 6
(c)
TAUX DE VIDE
RÉGION INTERCONNECTÉE
(d)
DÉBIT LIQUIDE (kg/h) x 10-3
RÉGION INTERCONNECTÉE
(e)
DÉBIT GAS (kg/h)
RÉGION INTERCONNECTÉ
POSITION AXIALE (m)

EXPÉRIENCE # : SV - 5

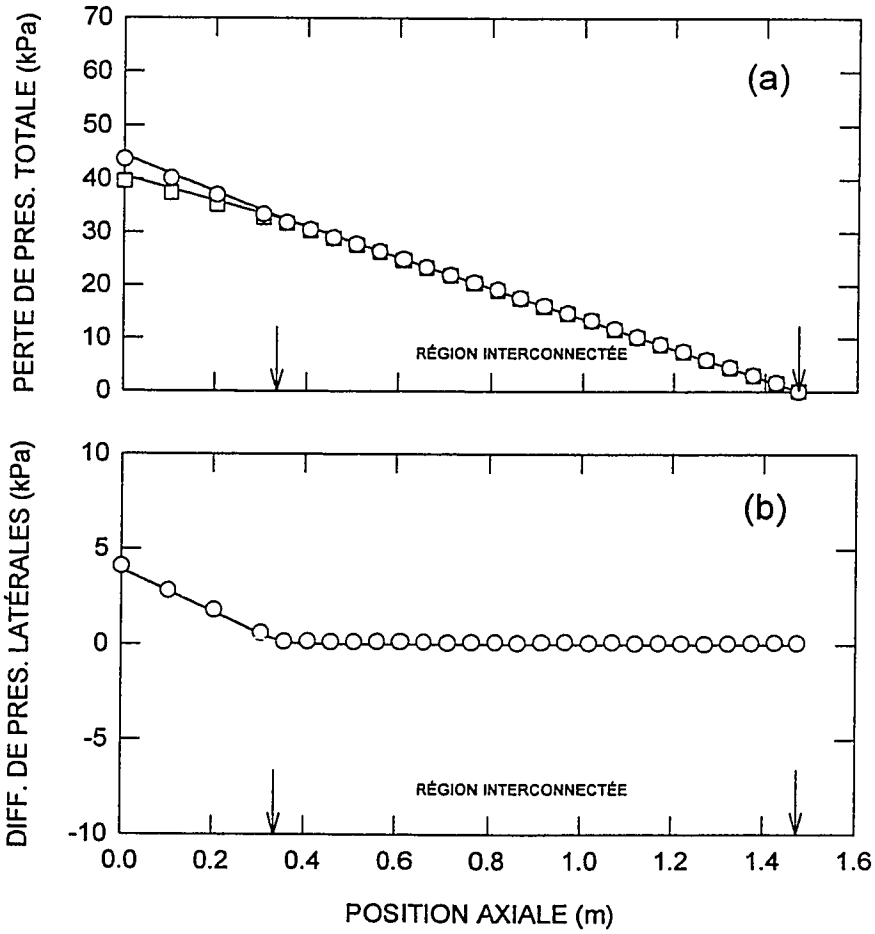
CONDITIONS D'ENTRÉE

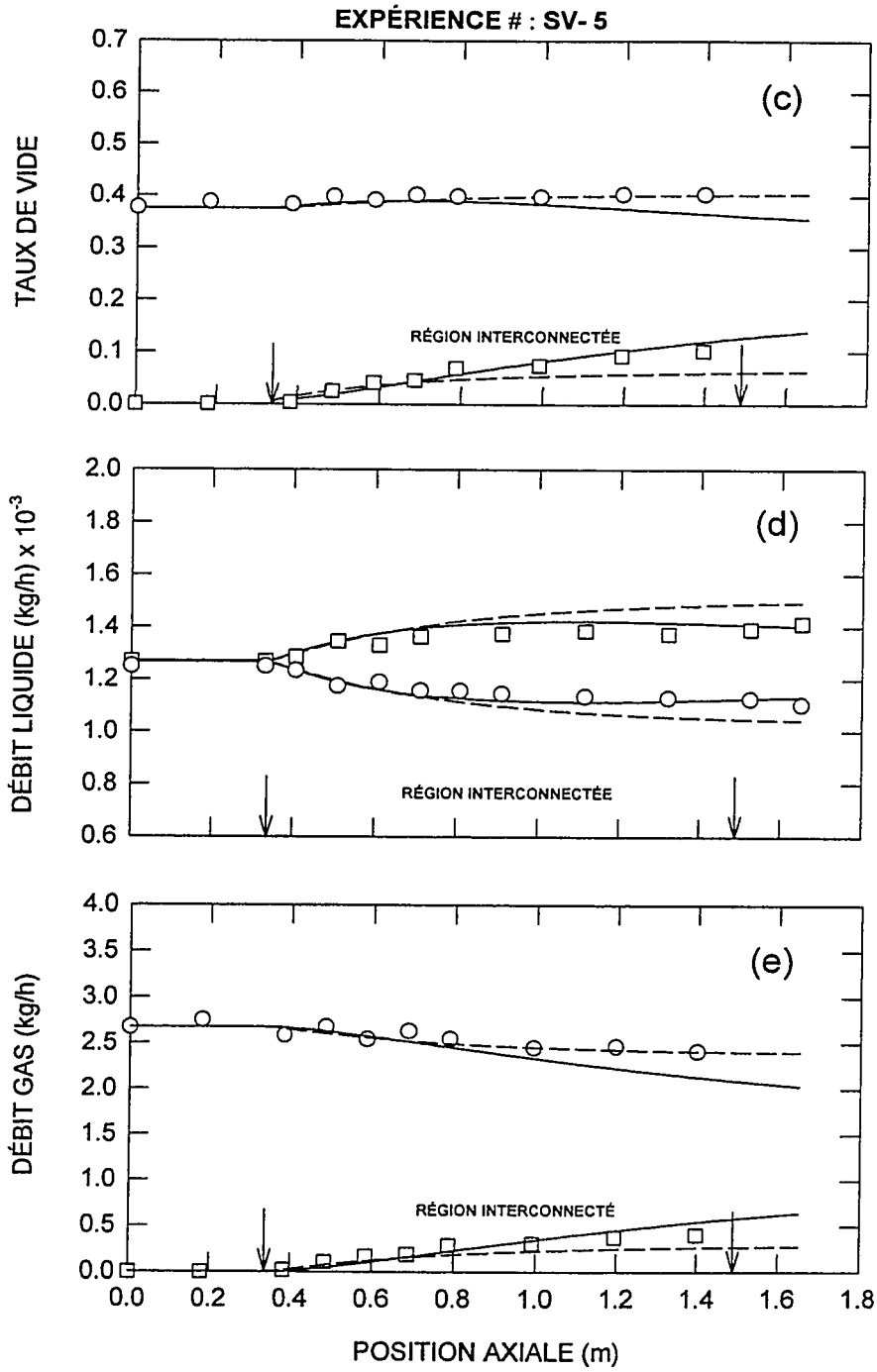
Canal - A □	Canal - B ○
G_{lA}= 3000 kg/m^{2}s	G_{lB}= 3000 kg/m^{2}s
α_A= 40%	α_B= 0%

SIMULATIONS

—— Modèle donné par l'équation [6.64]

– – – Modèle donné par l'équation [7.8]




EXPÉRIENCE # : SV- 5
TAUX DE VIDE
(c)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT LIQUIDE (kg/h) x 10-3
(d)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT GAS (kg/h)
(e)
RÉGION INTERCONNECTÉ
POSITION AXIALE (m)

ANNEXE II

Comparaison des prédictions du Code avec les expériences en équilibre hydrodynamique

EXPÉRIENCE # : R-3

CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○ Canal - B □

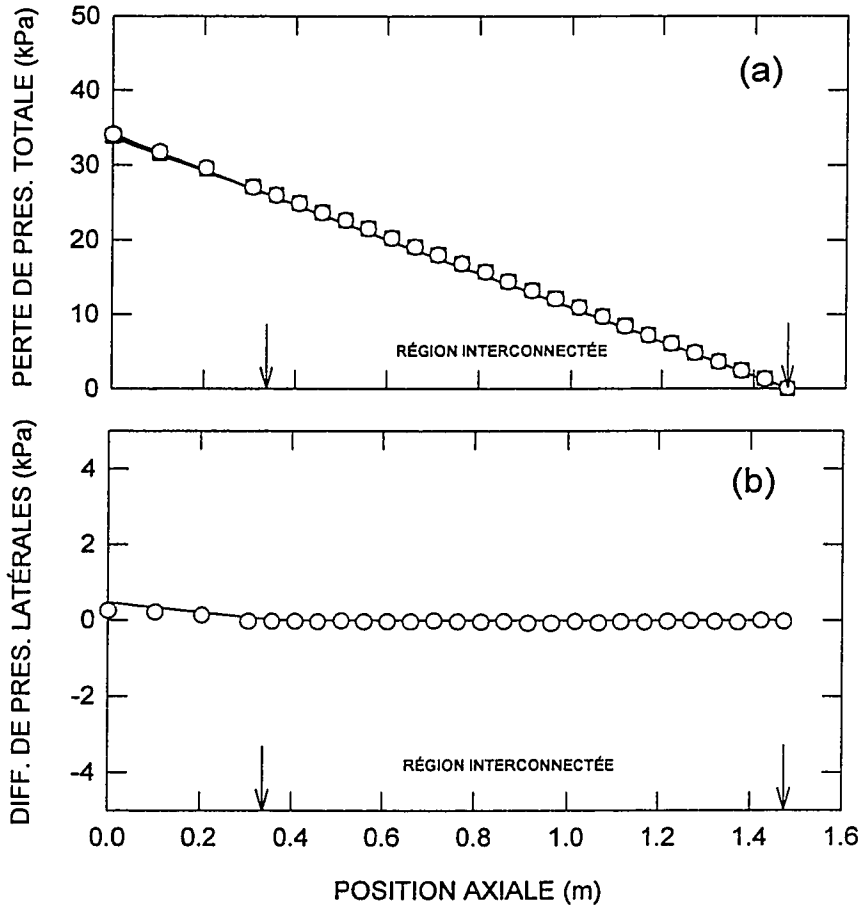
G_{lA}= 2884 kg/m^{2}s G_{lB}= 2312 kg/m^{2}s

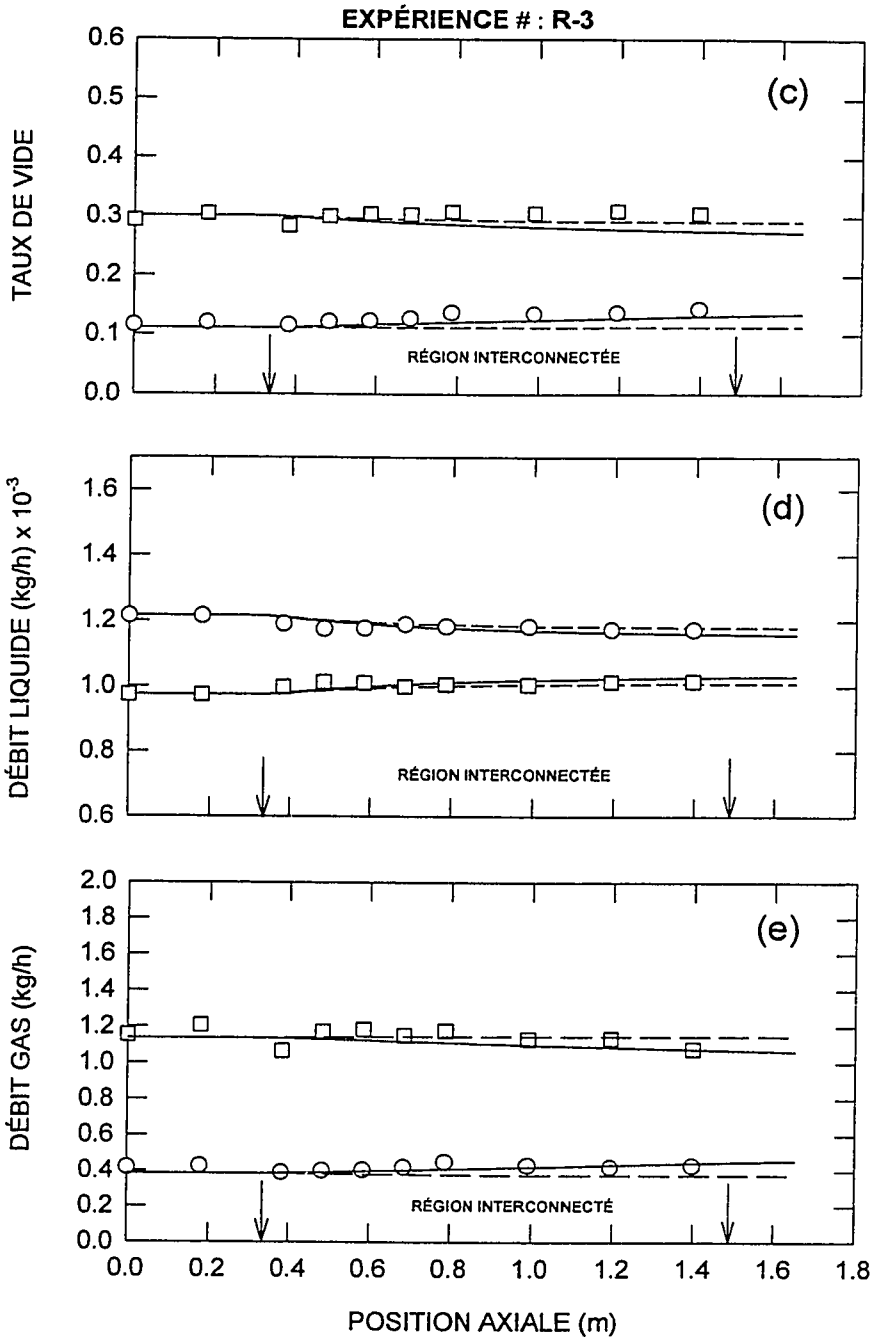
α_A= 11.6 % α_B= 29.3%

SIMULATIONS

– – – Modèle donné par l'équation [7.8]

——— Modèle donné par l'équation [6.64]




EXPÉRIENCE # : R-3
(c)
TAUX DE VIDE
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
RÉGION INTERCONNECTÉE
(d)
DÉBIT LIQUIDE (kg/h) x 10^{-3}
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
RÉGION INTERCONNECTÉE
(e)
DÉBIT GAS (kg/h)
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
RÉGION INTERCONNECTÉ
0.0 0.2 0.4 0.6 0.8 1.0 1.2 1.4 1.6 1.8
POSITION AXIALE (m)

EXPÉRIENCE # : R-15

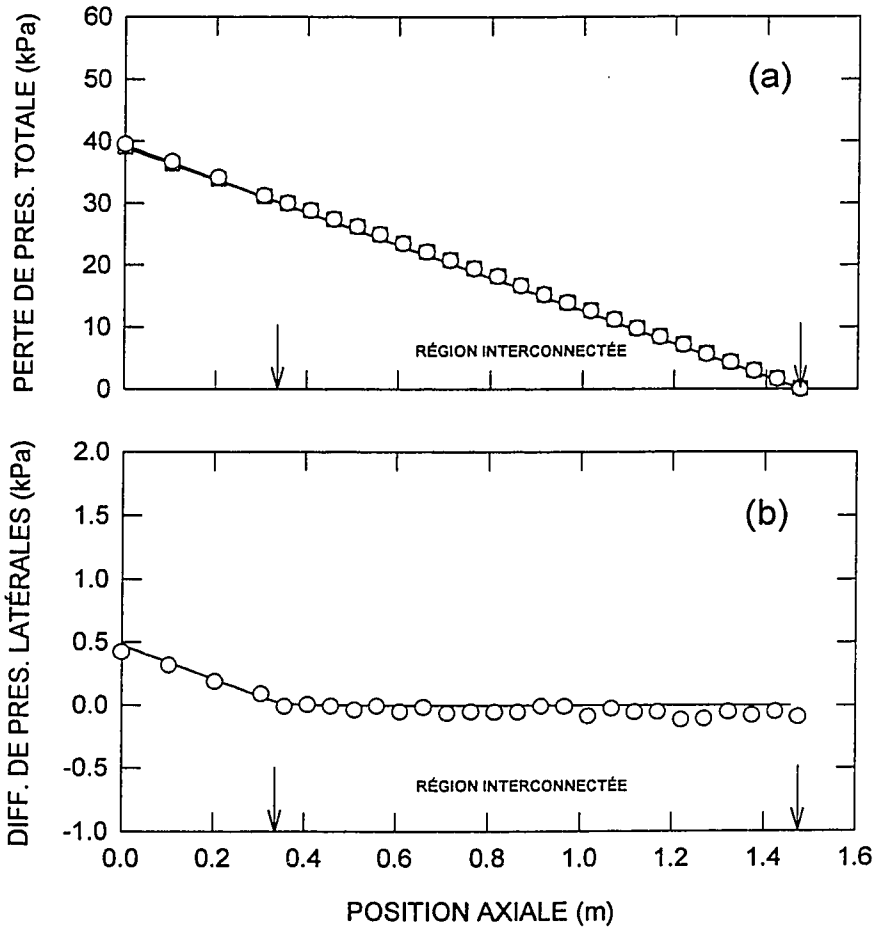
CONDITIONS D'ENTRÉE

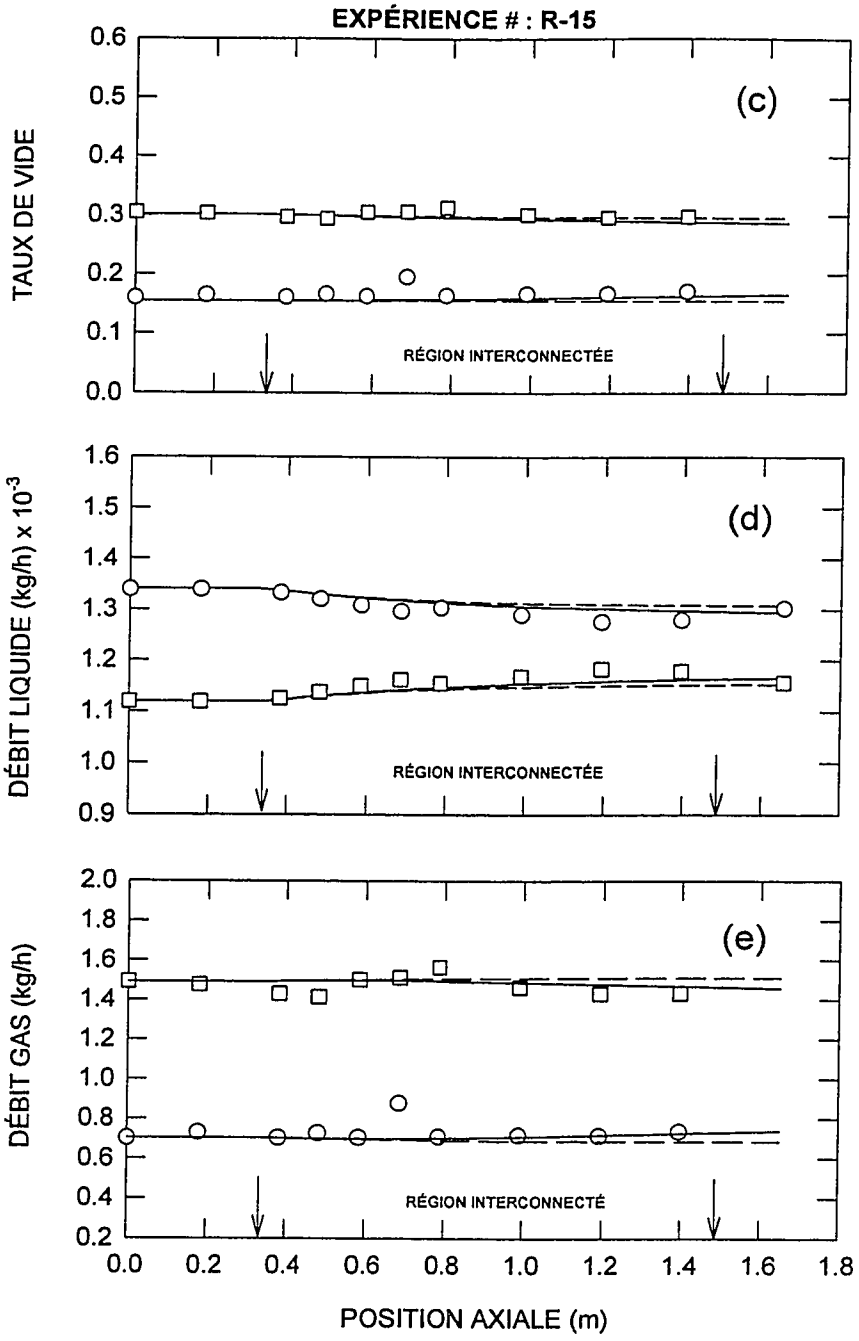
Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 3183 kg/m^{2}s	G_{lB} = 2656 kg/m^{2}s
α_A = 16 %	α_B = 30 %

SIMULATIONS

—— Modèle donné par l'équation [6.64]

– – – Modèle donné par l'équation [7.8]




EXPÉRIENCE # : R-15
TAUX DE VIDE
(c)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT LIQUIDE (kg/h) x 10-3
(d)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT GAS (kg/h)
(e)
RÉGION INTERCONNECTÉ
POSITION AXIALE (m)

EXPÉRIENCE # : R-17

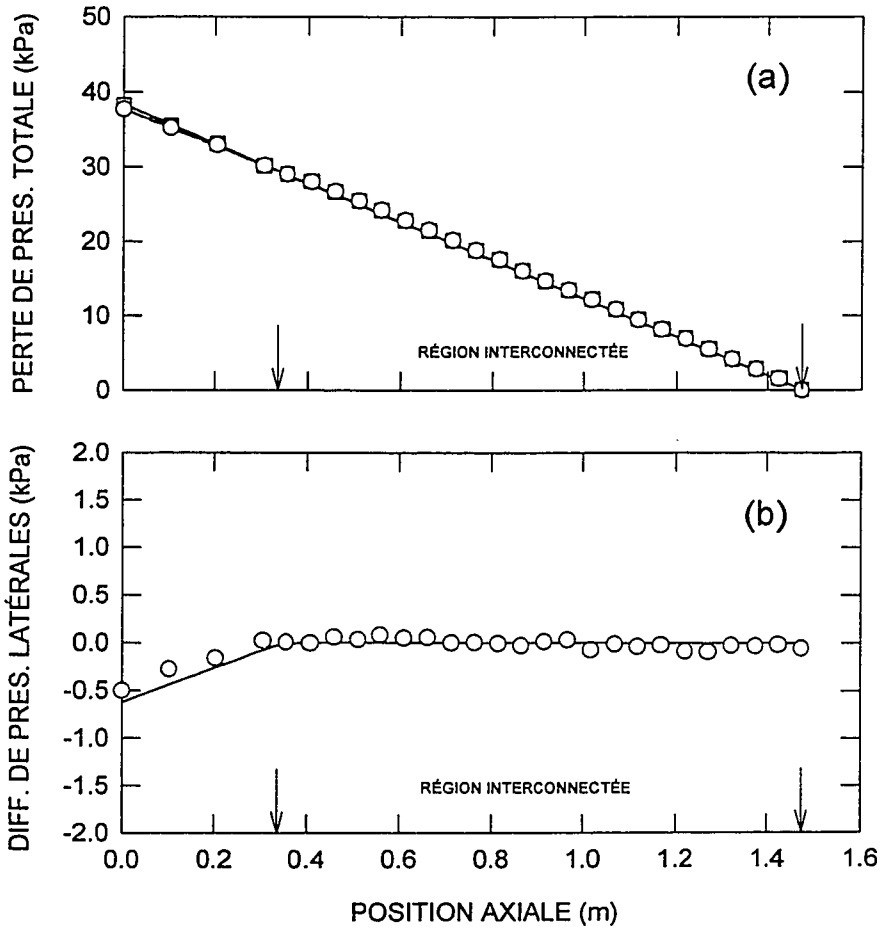
CONDITIONS D'ENTRÉE

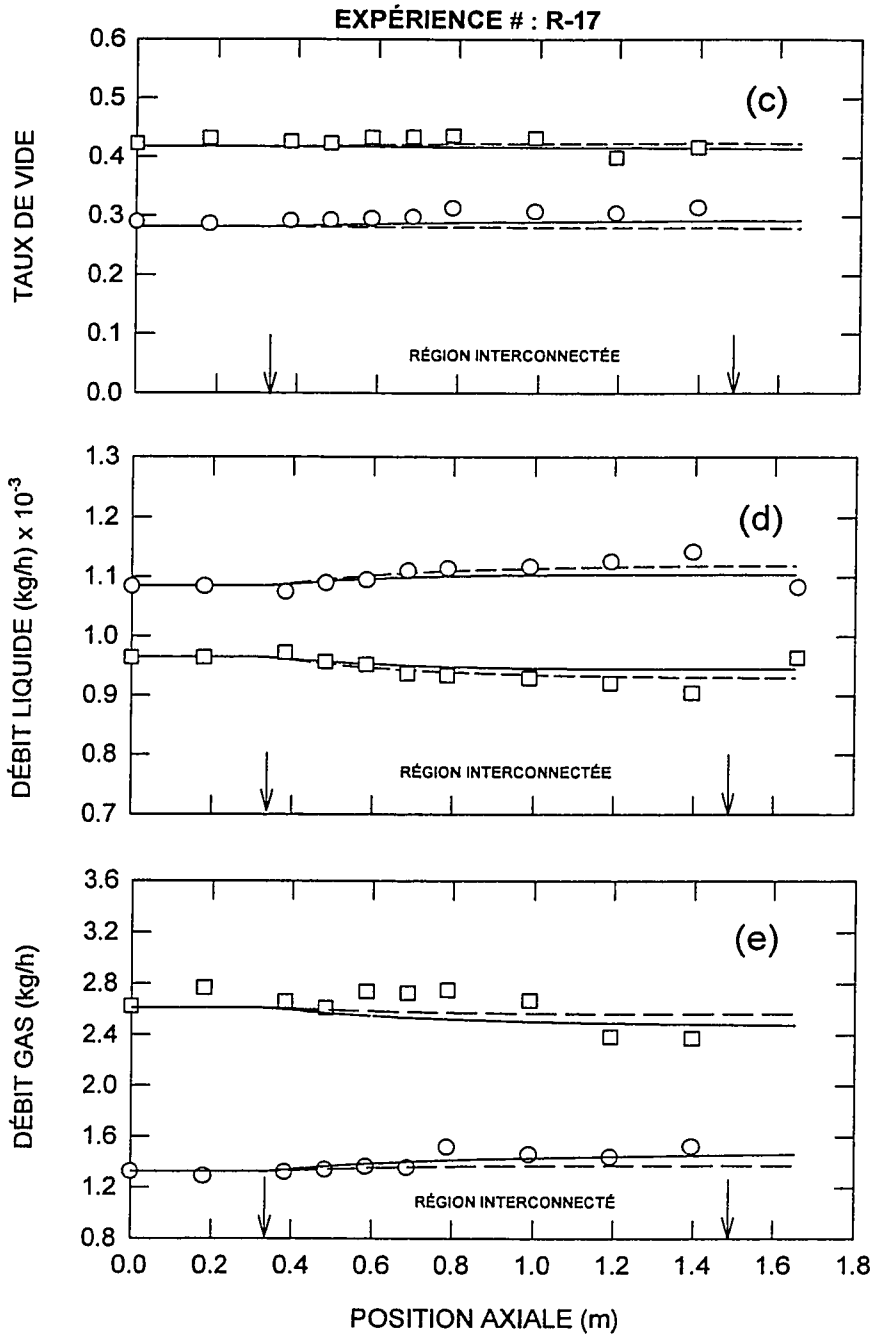
Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 2575 kg/m^{2}s	G_{lB} = 2289 kg/m^{2}s
α_A = 30 %	α_B = 42 %

SIMULATIONS

—— Modèle donné par l'équation [6.64]

– – – Modèle donné par l'équation [7.8]




EXPÉRIENCE # : R-17
TAUX DE VIDE
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
(c)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT LIQUIDE (kg/h) x 10^{-3}
1.3
1.2
1.1
1.0
0.9
0.8
0.7
(d)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT GAS (kg/h)
3.6
3.2
2.8
2.4
2.0
1.6
1.2
0.8
(e)
RÉGION INTERCONNECTÉ
0.0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
1.4
1.6
1.8
POSITION AXIALE (m)

EXPÉRIENCE # : R-18

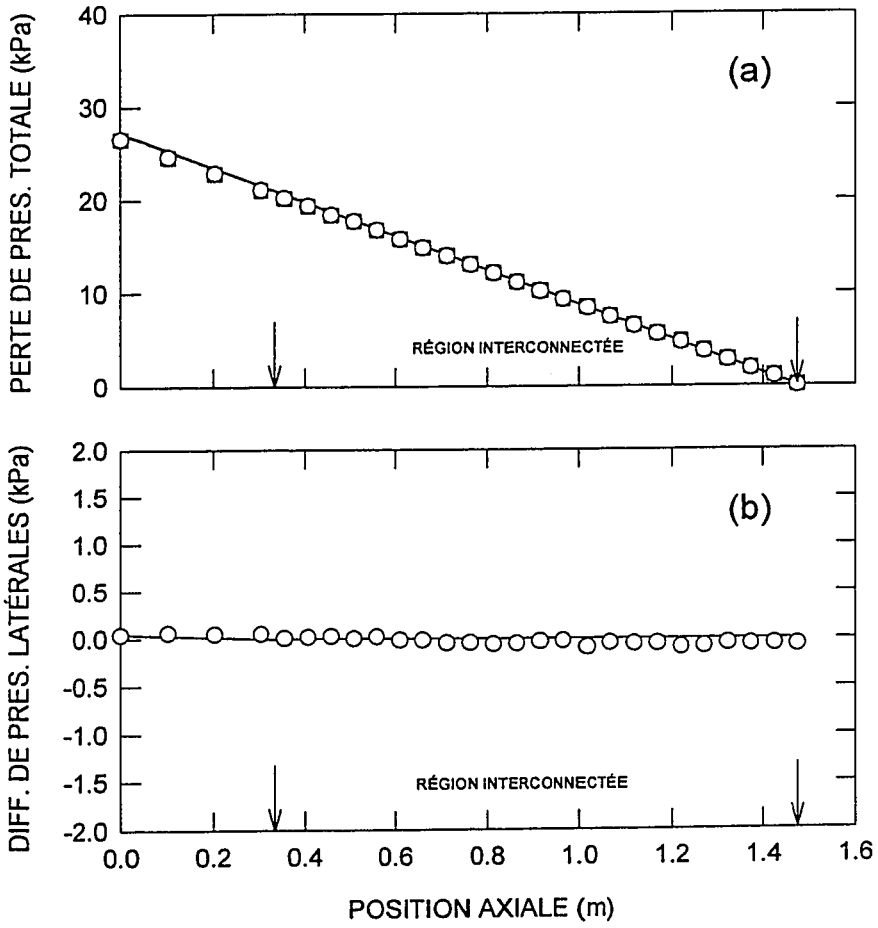
CONDITIONS D'ENTRÉE

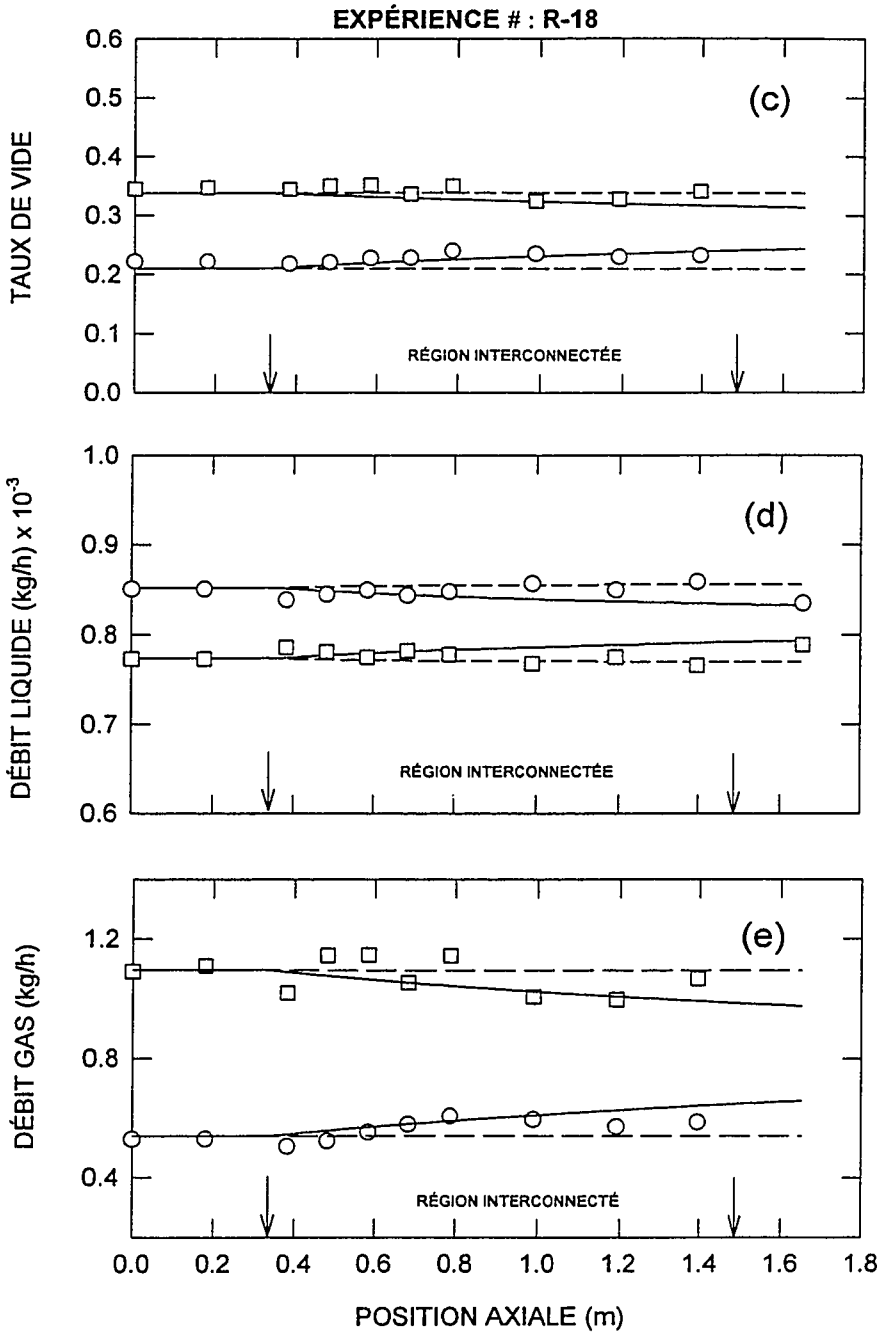
Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 2023 kg/m^{2}s	G_{lB} = 1836 kg/m^{2}s
α_A = 22 %	α_B = 34 %

SIMULATIONS

—— Modèle donné par l'équation [6.64]

– – – Modèle donné par l'équation [7.8]




EXPÉRIENCE # : R-18
TAUX DE VIDE
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
(c)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT LIQUIDE (kg/h) x 10-3
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
(d)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT GAS (kg/h)
1.2
0.8
0.4
(e)
RÉGION INTERCONNECTÉ
0.0 0.2 0.4 0.6 0.8 1.0 1.2 1.4 1.6 1.8
POSITION AXIALE (m)

EXPÉRIENCE # : R-20

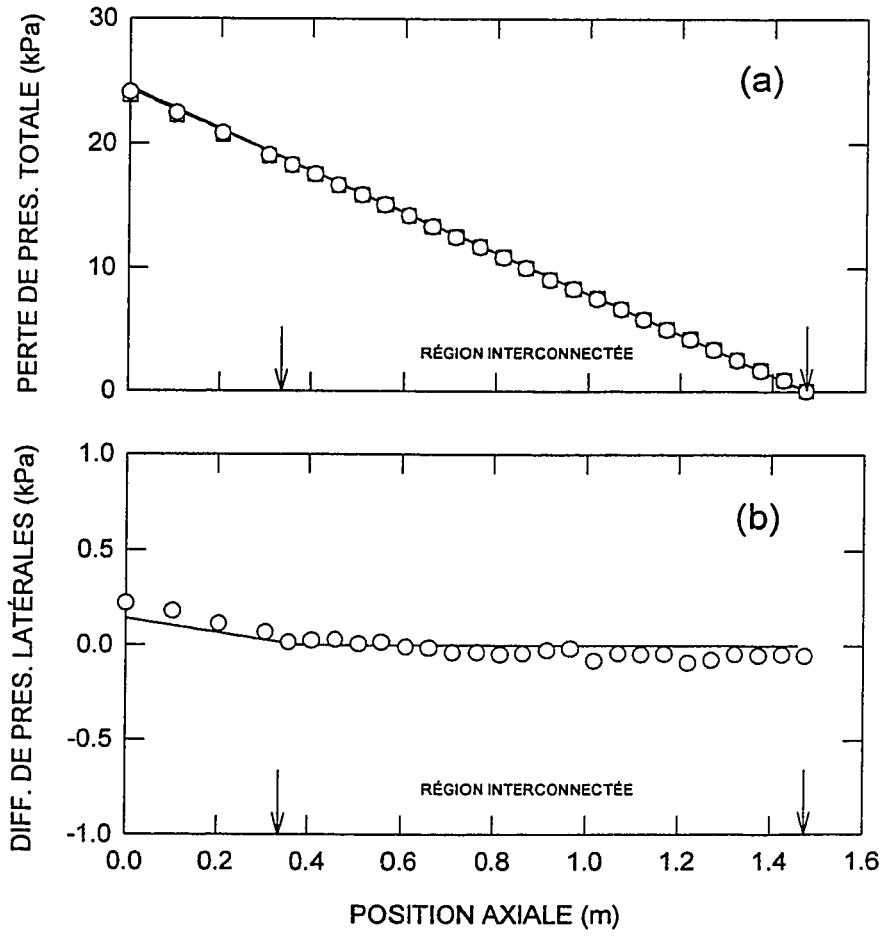
CONDITIONS D'ENTRÉE

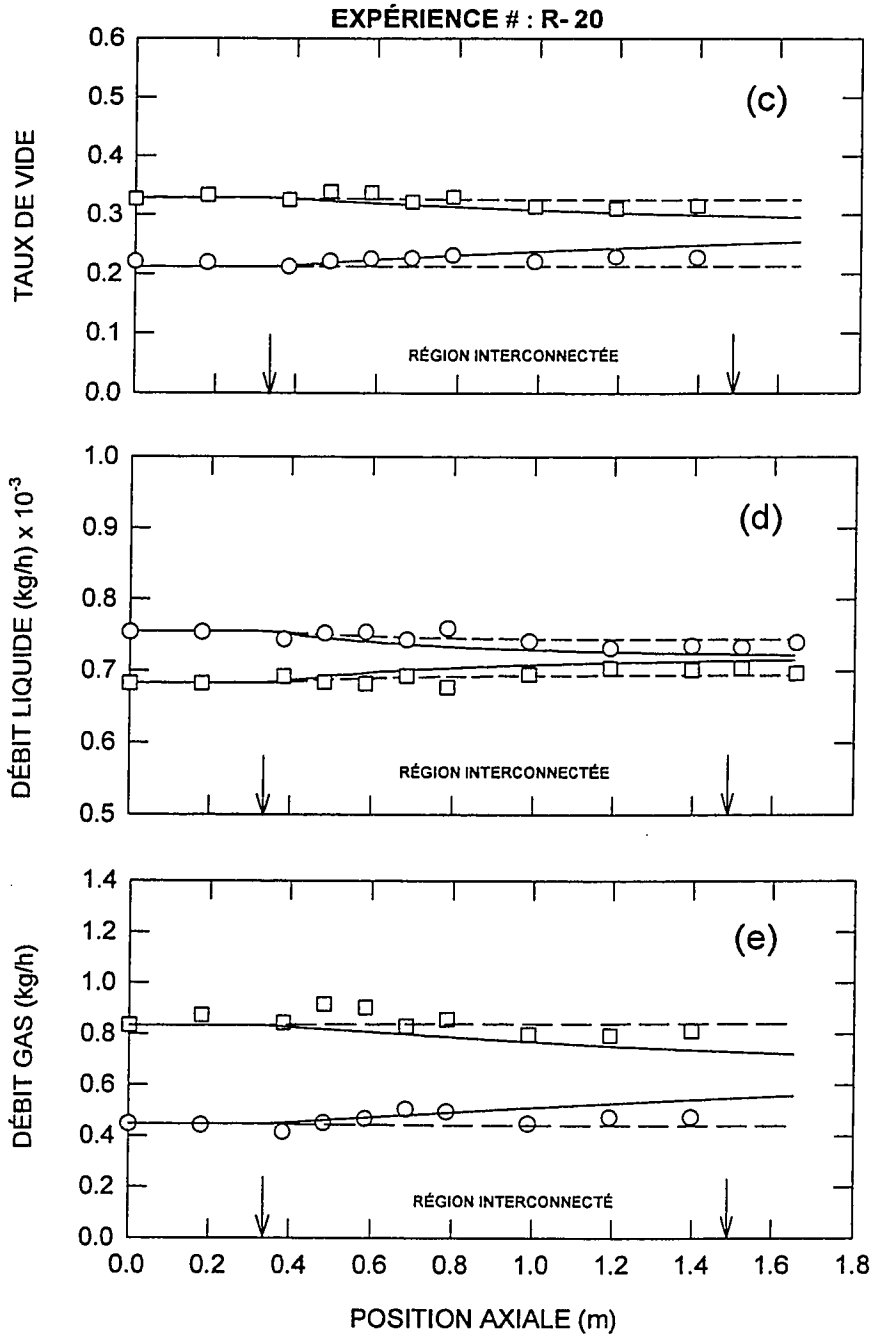
Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 1791 kg/m^{2}s	G_{lB} = 1620 kg/m^{2}s
α_A = 22 %	α_B = 33 %

SIMULATIONS

—— Modèle donné par l'équation [6.64]

– – – Modèle donné par l'équation [7.8]




EXPÉRIENCE # : R- 20
TAUX DE VIDE
(c)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT LIQUIDE (kg/h) x 10-3
(d)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT GAS (kg/h)
(e)
RÉGION INTERCONNECTÉ
POSITION AXIALE (m)

EXPÉRIENCE # : R- 23

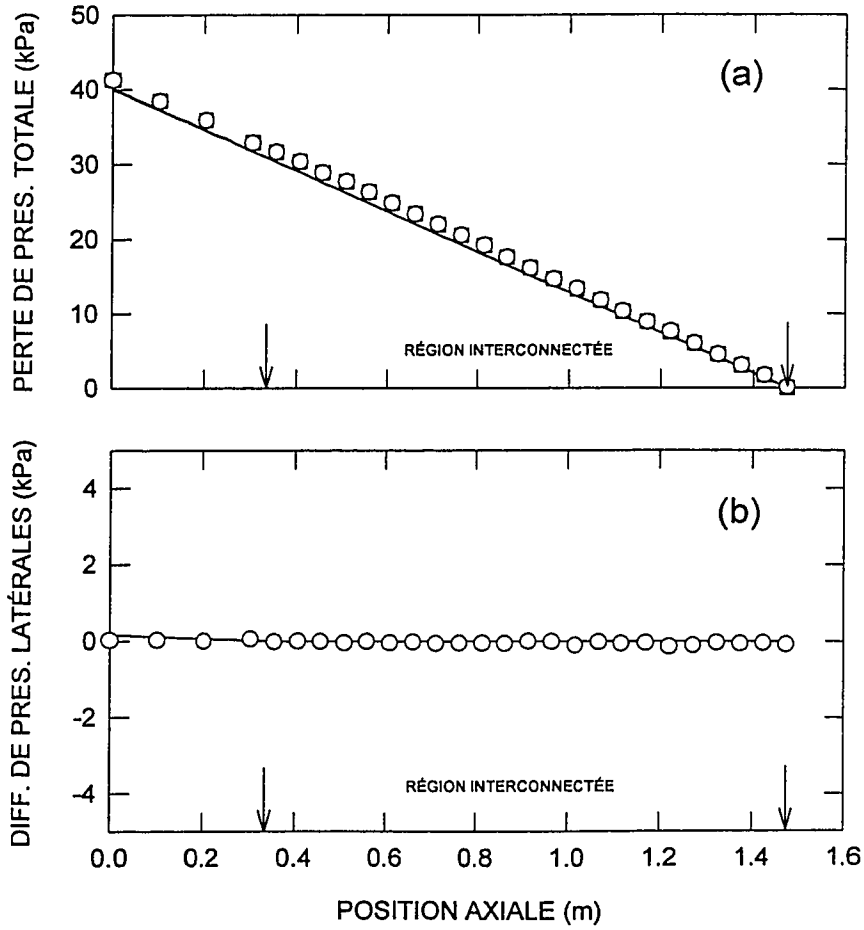
CONDITIONS D'ENTRÉE

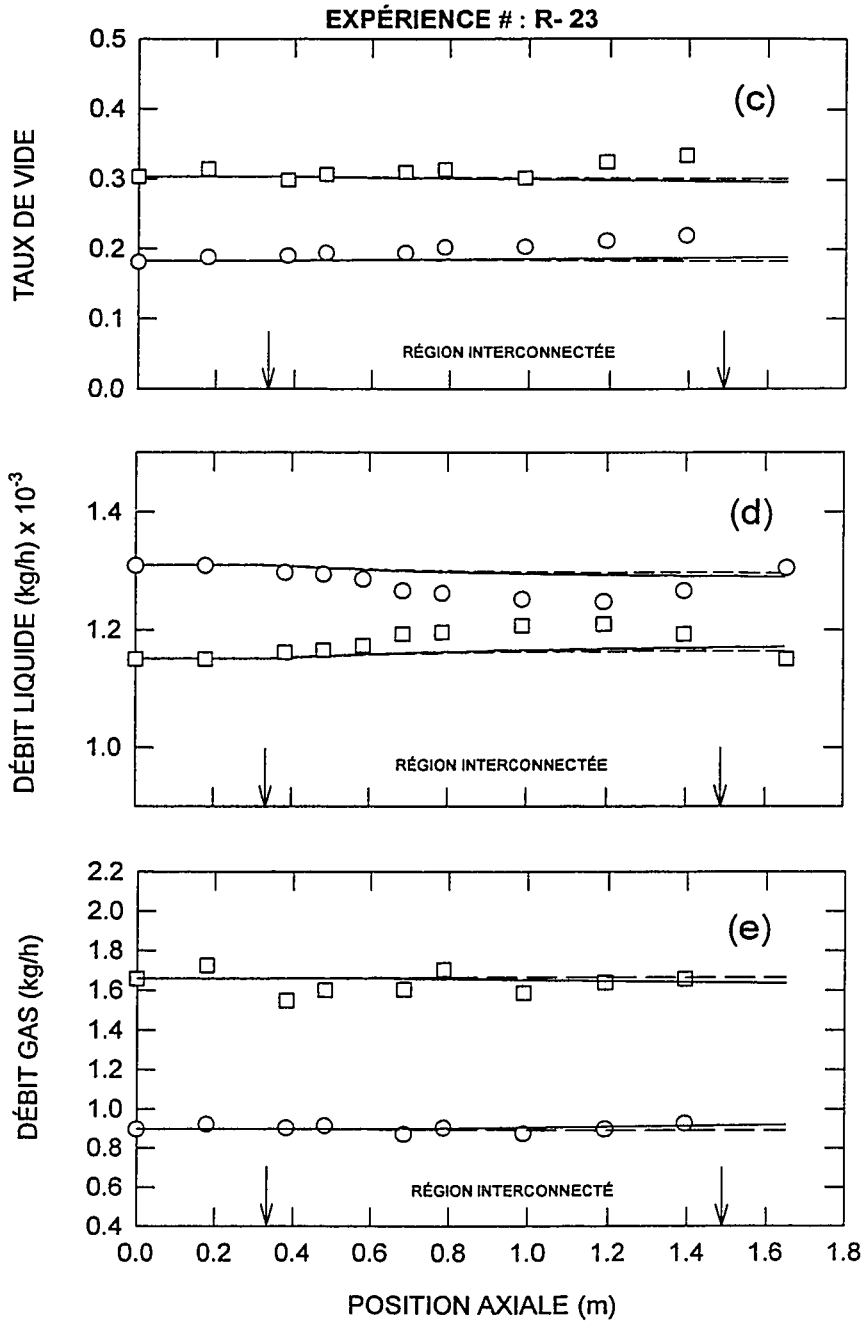
Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 3108 kg/m^{2}s	G_{lB} = 2762 kg/m^{2}s
α_A = 18 %	α_B = 30 %

SIMULATIONS

—— Modèle donné par l'équation [6.64]

– – – Modèle donné par l'équation [7.8]




EXPÉRIENCE # : R- 23
TAUX DE VIDE
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
(c)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT LIQUIDE (kg/h) x 10-3
1.4
1.2
1.0
(d)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT GAS (kg/h)
2.2
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
(e)
RÉGION INTERCONNECTÉ
0.0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
1.4
1.6
1.8
POSITION AXIALE (m)

EXPÉRIENCE # : R- 24

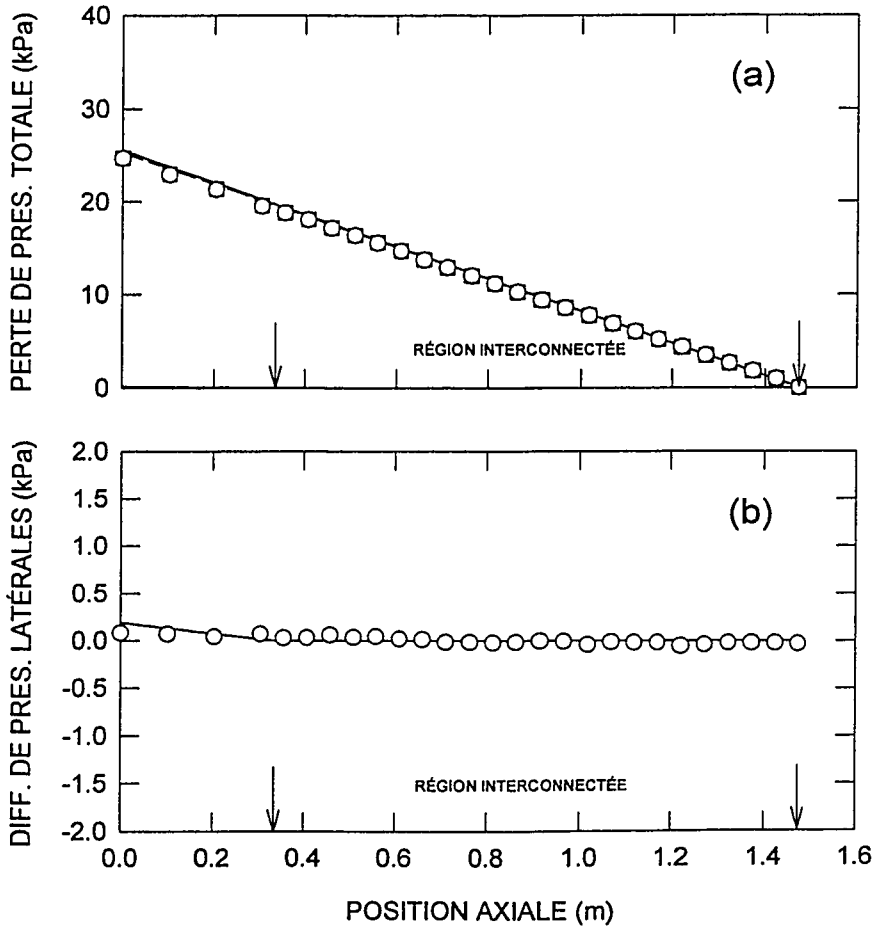
CONDITIONS D'ENTRÉE

Canal - A ○	Canal - B □
G_{lA} = 1755 kg/m^{2}s	G_{lB} = 1678 kg/m^{2}s
α_A = 27 %	α_B = 36 %

SIMULATIONS

—— Modèle donné par l'équation [6.64]

– – – Modèle donné par l'équation [7.8]



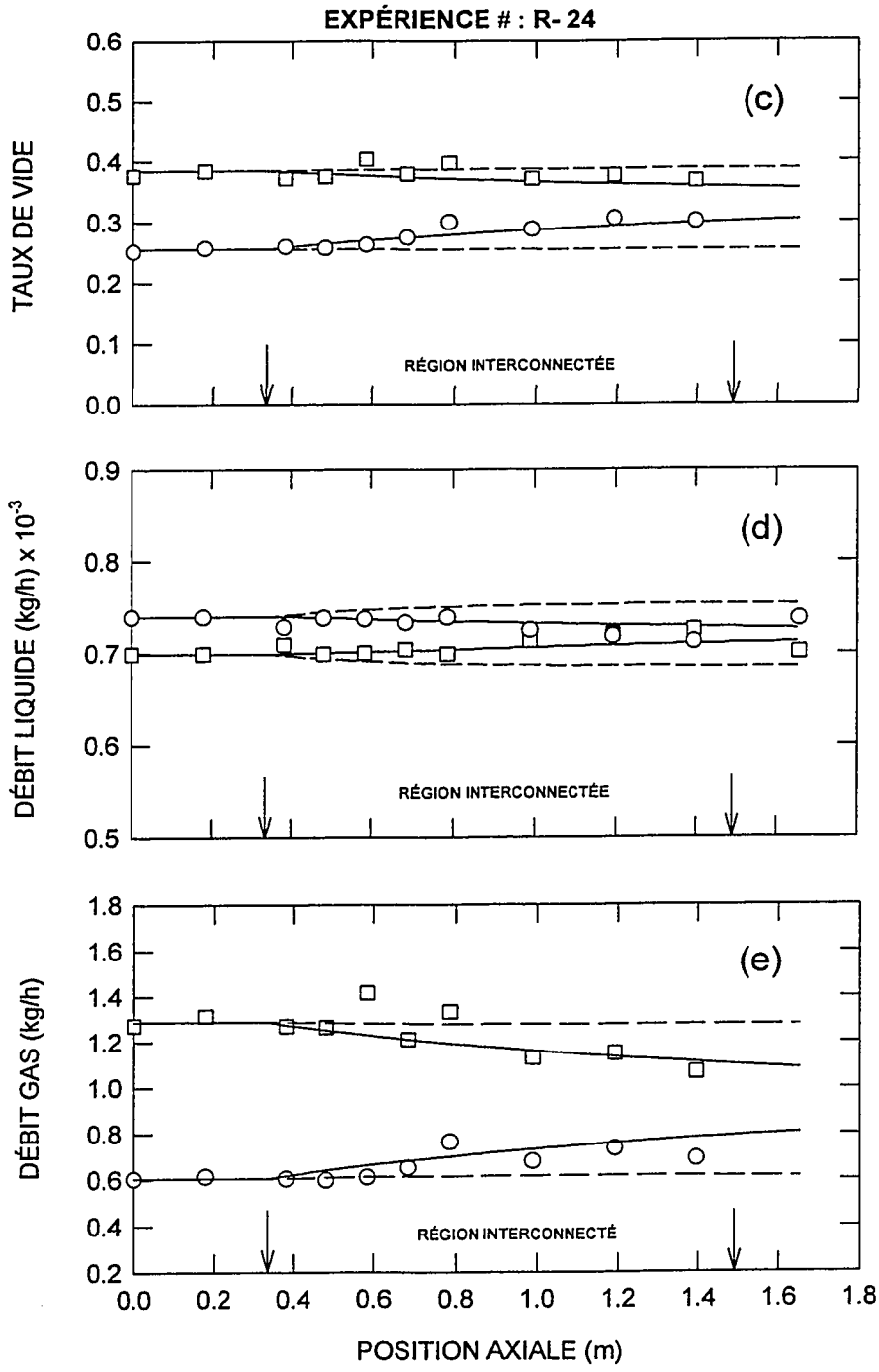
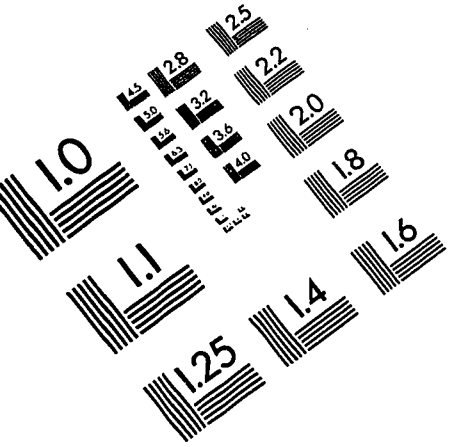
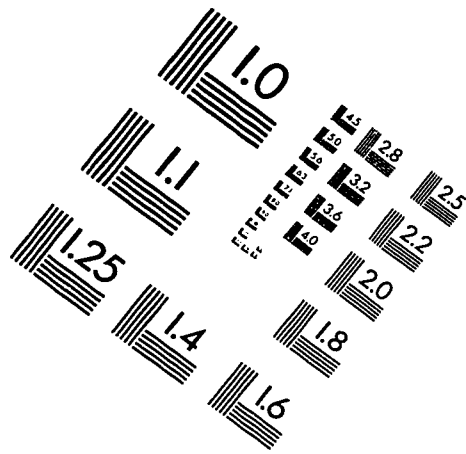
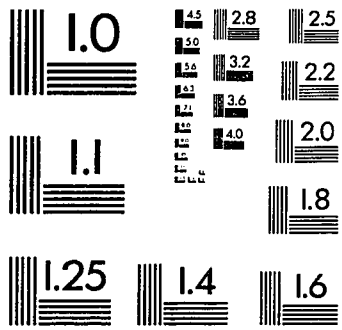
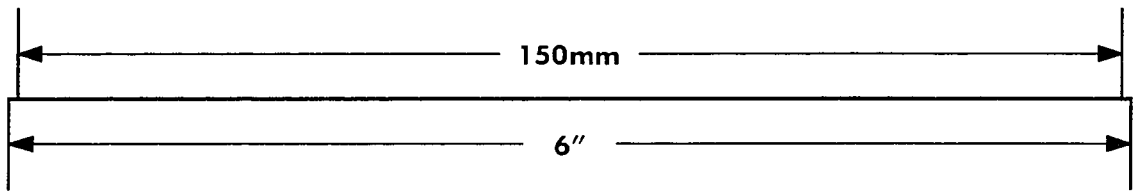

EXPÉRIENCE # : R- 24
TAUX DE VIDE
(c)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT LIQUIDE (kg/h) x 10-3
(d)
RÉGION INTERCONNECTÉE
DÉBIT GAS (kg/h)
(e)
RÉGION INTERCONNECTÉ
POSITION AXIALE (m)

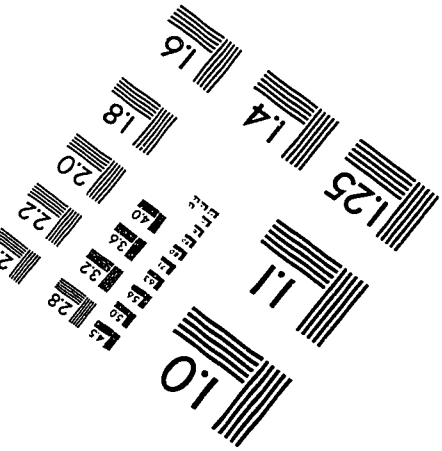
IMAGE EVALUATION
TEST TARGET (QA-3)

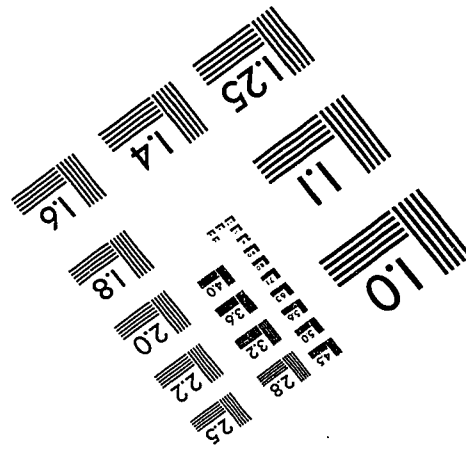












APPLIED IMAGE, Inc
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved