



## AVERTISSEMENT

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

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

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

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

U.F.R. STMP (Sciences et Techniques de la Matière et des Procédés)  
Ecole Doctorale RP2E (Ressources, Produits, Procédés, Environnement)  
Département de Formation Doctorale Géosciences

## Thèse

présentée pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy-1

en Géosciences

Par

**Abdelkader SALIM**

### **Ecoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-liquide dans les microcanaux : Apport de l'analyse d'image**

Soutenue publiquement le 25 Janvier 2006 à 14h:30 devant le jury composé de :

Rapporteurs:	M. Daniel BROSETA	Professeur, Fluides complexes-Université de Pau
	M. Marc PRAT	Directeur de recherche CNRS-IMFT, Toulouse
Président de Jury:	M. Michel JAUZEIN	Professeur à l'U.H.P., LIMOS- Nancy-1
Directeurs de thèse:	M. Mostafa FOURAR	Maître de conférence à l'Ecole des Mines-LEMMA, Nancy
	M. Jacques PIRONON	Directeur de recherche, CNRS, G2R-U.H.P., Nancy-1
	Mme Judith SAUSSE	Maître de conférence à l'U.H.P., G2R, Nancy-1
Invités :	M. Patrick EGERMANN	Ingénieur à l'IFP, Reuil Malmaison
	M. Benoit OESTERLE	Professeur à l'U.H.P., LEMMA-ESSTIN, Nancy-1

**S.C.D. - U.H.P. NANCY 1**  
**BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES**  
Rue du Jardin Botanique - BP 11  
54601 VILLERS-LES-NANCY Cédex

A mes parents,

A Eve,

A ma famille,

A mes amis.

# Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse ont été réalisés au cours de ces trois années passées au sein du Laboratoire de Géologie et Gestion des ressources Minérales et Energétiques (G2R) en collaboration avec le Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliqué (LEMTA).

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma gratitude envers Mostafa Fourar qui m'a initié à la physique des écoulements diphasiques lors de mon stage de DEA. Je le remercie également d'avoir dirigé mes recherches tout au long de cette thèse. Toujours de bon conseil toutes disciplines confondues (scientifique, technique et pédagogique).

Je remercie très vivement Judith Sausse et Jaques Pironon qui m'ont prodigué de précieux conseils. Jacques Pironon m'a initié au challenge de la microscopie confocale et j'ai pu, à son contact, profiter de son expérience dans ce domaine. Judith s'est montrée tout à fait exceptionnelle. Son enthousiasme et sa vitalité à toutes épreuves ont contribué à installer une bonne ambiance au sein de l'équipe.

J'ai beaucoup apprécié la confiance que vous m'avez témoignée au cours de ces années passées.

Mes vifs remerciements à Messieurs Daniel Broseta et Marc Prat qui ont bien voulu consacrer leur temps à étudier et juger cette thèse. Leurs remarques ont été très constructives pour moi. Ma reconnaissance va également à Monsieur Michel Jauzein qui a bien voulu présider le jury de soutenance. Et je n'oublie pas Messieurs Benoit Oesterle et Patrick Egermann qui ont fait l'honneur de participer au jury de thèse.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes de G2R et de LEMTA qui ont contribué à ce que mon travail se déroule dans les meilleures conditions possibles.

Enfin, merci pour tous les doctorants et ex-doctorants: Nicolas (collègue de bureau), Fred, Danni, Julien, Amélie, Rachid, Lahsen, Aziz, Mohamed et les autres.

On fait la **science** avec des faits, comme on fait une maison avec des pierres : mais une accumulation de faits n'est pas plus une **science** qu'un tas de pierres n'est une maison.

*Henri Poincaré*

Nos prétendus raisonnements consistent à chercher des arguments pour continuer de croire ce que nous croyons déjà.

*James Harvey Robinson*

Pour faire de grandes choses, il ne faut pas être un si grand génie; il ne faut pas être au-dessus des hommes; il faut être avec eux.

*Montesquieu*

## Table des matières

<i>Nomenclature</i>	5
<i>Introduction générale</i>	7
<b>Partie I : Mouillabilité et angles de contact</b>	<b>11</b>
<i>Chapitre I.1. Mouillabilité et angles de contact</i>	<i>13</i>
1. Introduction à la mouillabilité.....	13
2. Angle de contact.....	14
2.1. Principales méthodes de mesure de l'angle de contact.....	17
2.1.1. Méthode du plan inclinable.....	17
2.1.2. Méthode du plan vertical.....	18
2.1.3. Méthode tensiométrique.....	18
2.1.4. Etude du profil d'une goutte.....	19
2.1.5. Méthode de la goutte sessile.....	19
2.1.6. Méthode de la montée capillaire.....	20
2.1.7. Méthode de Bartell et Whitney.....	21
2.1.8. Méthode de Wilhelmy.....	22
3. Microscope confocal à balayage laser.....	24
3.1. La fluorescence.....	24
3.2. Principe de la microscopie confocale à balayage laser.....	26
3.3. Description de l'appareillage.....	28
3.4. Choix des objectifs.....	28
3.5. L'immersion.....	29
4. Conclusions.....	30
<i>Chapitre I.2. A 3D laser microscopy to quantify contact angles and wettability (article 1)</i>	<i>31</i>
<b>Partie II : Ecoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-liquide</b>	<b>55</b>
<i>Chapitre II.1. Ecoulements diphasiques en mini et microcanaux</i>	<i>57</i>
1. Caractéristiques des écoulements diphasiques dans les microcanaux.....	57
2. Ecoulements diphasiques liquide-gaz.....	59
2.1. Configurations d'écoulements diphasiques.....	59
2.1.1. Définitions.....	59
2.1.2. Principales configurations d'écoulement liquide-gaz en conduites.....	60

2.1.3. Configurations d'écoulement dans les mini et les microcanaux.....	62
2.2. Pertes de pression.....	72
2.2.1. Généralités.....	72
2.2.2. Perte de pression dans un écoulement diphasique.....	73
2.2.2.1. Modèle homogène.....	73
2.2.2.2. Modèle de Lockhart et Martinelli (1949).....	76
3. Ecoulements diphasiques liquide-liquide.....	81
4. Conclusions.....	84
<b>Chapitre II.2. Dispositif et procédures expérimentales</b>	<b>87</b>
1. Schéma du dispositif expérimental.....	87
2. Les circuits des fluides.....	88
2.1. Circuit liquide.....	88
2.2. Circuit gaz.....	89
3. Dispositif optique.....	89
4. Cellule d'expérimentation.....	90
5. Les paramètres mesurés.....	94
5.1. Mesure des débits d'injection des fluides.....	94
5.2. Mesure de la perte de pression.....	94
6. Les fluides.....	95
7. Procédures expérimentales.....	96
7.1. Ecoulements monophasiques.....	97
7.2. Ecoulements diphasiques liquide-liquide.....	97
7.2.1. Milieu préalablement saturé en huile.....	97
7.2.2. Milieu préalablement saturé en eau.....	98
7.3. Ecoulements diphasiques liquide-gaz.....	98
8. Expériences réalisées.....	98
9. Ecoulements monophasiques: diamètre hydraulique des microcanaux.....	99
9.1. Microcanal en verre.....	99
9.1.1. Evolution de la perte de pression en fonction du débit volumique.....	100
9.1.2. Diamètre hydraulique du microcanal en verre.....	102
9.1.3. Comparaison des différents fluides.....	104
9.2. Microcanal en quartz.....	105
9.2.1. Evolution de la perte de pression en fonction du débit volumique.....	105
9.2.2. Détermination du diamètre hydraulique du microcanal en quartz.....	107
9.2.3. Comparaison entre les fluides.....	108
9.2.4. Influence des propriétés physiques des fluides.....	109
9.2.5. Influence de diamètre du microcanal.....	110
10. Conclusions.....	111
<b>Chapitre II.3. Ecoulements diphasiques liquide-gaz / Résultats expérimentaux et interprétations</b>	<b>113</b>
1. Résultats expérimentaux.....	113
1.1. Les configurations d'écoulements.....	113
1.1.1. Microcanal en verre.....	114
1.1.1.1. Ecoulements eau-air.....	114
1.1.1.2. Ecoulements huile-air.....	117
1.1.2. Microcanal en quartz.....	120



1.1.2.1. Ecoulements eau-air.....	120
1.1.2.2. Ecoulements huile-air.....	123
1.1.3. Comparaisons.....	126
1.2. Pertes de pression.....	127
1.2.1. Evolution de la perte de pression en fonction des débits.....	129
1.2.1.1. Microcanal en verre.....	129
1.2.1.2. Microcanal en quartz.....	132
1.3. Etude de la reproductibilité.....	134
1.4. Discussions.....	135
2. Interprétation des résultats.....	136
2.1. Modèle homogène.....	136
2.1.1. Ecoulements eau-air.....	137
2.1.2. Ecoulements huile-air.....	140
2.1.3. Ecoulements huile-CO <sub>2</sub> .....	147
2.2. Modèle de Lockhart-Martinelli.....	148
2.2.1. Ecoulements eau-air.....	149
2.2.2. Ecoulements huile-air.....	154
2.2.3. Ecoulements huile-CO <sub>2</sub> .....	160
3. Conclusions.....	164
3.1. Les cartographies d'écoulements liquide-gaz.....	164
3.2. Les pertes de pression.....	166
3.2.1. Modèle homogène.....	166
3.2.2. Modèle de Lockhart-Martinelli.....	167

***Chapitre II.4. Ecoulements diphasiques liquide-liquide / Résultats expérimentaux et interprétations*** **171**

1. Résultats expérimentaux.....	171
1.1. Les configurations d'écoulements.....	172
1.1.1. Microcanal en verre.....	172
1.1.1.1. Microcanal initialement saturé en huile.....	172
1.1.1.2. Microcanal initialement saturé en eau.....	177
1.1.2. Microcanal en quartz.....	180
1.1.2.1. Microcanal initialement saturé en huile.....	180
1.1.2.2. Microcanal initialement saturé en eau.....	182
1.2. Pertes de pression.....	184
1.2.1. Evolution des pertes de pression en fonction des débits.....	185
1.2.1.1. Microcanaux initialement saturés en huile.....	185
1.2.1.2. Microcanaux initialement saturés en eau.....	187
1.3. Etude de reproductibilité.....	189
1.4. Discussion.....	191
1.5. Vitesses des gouttes / poches.....	194
1.5.1. Rappels bibliographiques.....	194
1.5.2. Résultats.....	197
2. Interprétation des résultats.....	199
2.1. Modèle homogène.....	199
2.1.1. Microcanaux initialement saturés en huile.....	200
2.1.2. Microcanaux initialement saturés en eau.....	203
2.2. Modèle de Lockhart-Martinelli.....	209
2.2.1. Microcanaux initialement saturés en huile.....	209

2.2.2. Microcanaux initialement saturés en eau.....	215
3. Comparaison des milieux initialement saturés en huile et en eau.....	220
4. Conclusions.....	221
4.1. Modèle homogène.....	222
4.2. Modèle de Lockhart-Martinelli.....	223
( <i>article 2</i> ).....	225
 <i>Conclusions générales et perspectives</i>	 235
 <i>Références générales</i>	 241
 <i>Annexe</i>	 249

## Nomenclature

A	section du canal
Bo	nombre de Bonde
Ca	nombre capillaire
D <sub>h</sub>	diamètre hydraulique
Eo	nombre de Etovos
<e>	erreur relative moyenne
g	accélération gravitationnelle
Fr	nombre de Froude
<i>K, l, m, n</i>	constantes
N	nombre de points expérimentaux
Q	débit volumique
P	pression
Re	nombre de Reynolds
T	Température
V	Vitesse débitante (rapport du débit volumique sur la section A)
We	nombre de Weber
<i>x</i>	Titre massique

### *Symboles grecs*

$\beta$	fraction volumique de l'air
$\theta$	angle de contact
$\chi$	paramètre de Martinelli
$\phi$	multiplicateur de phase
$\lambda$	coefficient de perte de pression
$\mu$	viscosité dynamique
$\mu_m$	viscosité dynamique du fluide homogène
$\rho$	masse volumique

$\sigma$	tension interfaciale
$\sigma_Y$	déviation standard
$S_Y$	somme de l'écart au carré entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées

### *Indices et exposants*

b	goutte ou poche
calc	valeur calculée
exp	expérimentale
G	phase gazeuse
hom	homogène
L	phase liquide
m	mélange diphasique
mes	valeur mesurée

## **Introduction générale**

Les fluides géologiques prélevés dans les forages montrent une grande variété de composition. Pétroles et gaz, eaux ou saumures sont collectés séparément ou associés en surface. Ils sont fréquemment immiscibles et se présentent alors à l'état diphasique ou polyphasique. Le géologue, qui cherche à reconstituer l'histoire ancienne de la formation des roches et des migrations fluides associées, trouve des indices de fluides anciens ou fossiles, dans les minéraux constitutifs des roches. Ces fluides fossiles sont piégés lors de la croissance minérale sous la forme d'inclusions fluides. Ils sont piégés dans des micro-canaux ou capillaires qui se forment lors de la fracturation ou fissuration des minéraux ou lors du comblement de l'espace poral inter-cristallin de la roche. Les inclusions fluides nous renseignent sur la nature des fluides et l'état des phases dans les conditions géologiques à haute température (T) et pression (P). Leur observation par microscopie optique via une platine microthermométrique, permet de restaurer dans l'inclusion les conditions P-T géologiques.

Ainsi les inclusions naturelles des gisements pétroliers du Golfe du Mexique (Figure 1) montrent la complexité du fluide piégé. Ce fluide, observé à 25°C montre la co-existence de phases liquides d'eau, de pétrole et de gaz. Dans l'inclusion de la figure 1-a, le pétrole, très coloré, mouille la paroi de l'inclusion constituée de calcite, le minéral hôte de l'inclusion. Dans la figure 1-b, c'est la phase aqueuse salée qui mouille le carbonate et la phase hydrocarbonée, plus claire, se présente sous la forme de gouttelettes adhérant à la surface du minéral. Dans les conditions géologiques (130°C et 1000 bar) ces inclusions sont diphasiques, la phase vapeur disparaît lors du chauffage de l'inclusion.

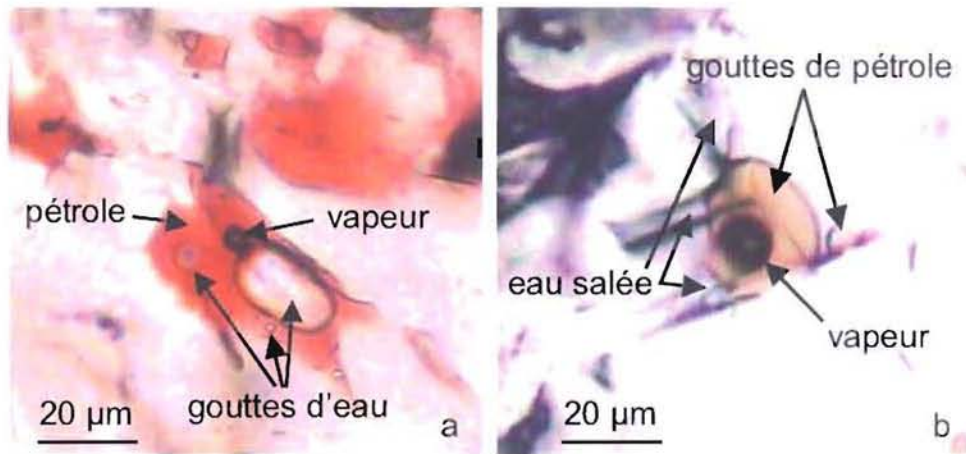


Figure 1: Inclusions fluides naturelles triphasées à 25°C, piégées dans de la calcite ( $\text{CaCO}_3$ ) des réservoirs pétroliers du sud du Golfe du Mexique (Rapport interne CREGU, 2003. Institut Mexicain du Pétrole).

Les structures poreuses, fracturées ou microfissurées peuvent être parfois des lieux privilégiés des écoulements mono et diphasiques. En fonction de l'importance de la porosité et de la connection des pores entre eux, la perméabilité des roches peut varier de plusieurs ordres de grandeur. La compréhension de l'hydrodynamique des écoulements fluides à l'échelle micrométrique est essentielle et la caractérisation hydraulique des systèmes à cette échelle constitue la microfluidique.

L'étude des écoulements fluides dans ces milieux a un intérêt croissant. L'hydrologie des milieux peu perméables, susceptibles de confiner des déchets industriels ou nucléaires, est actuellement en pleine expansion. L'amélioration des ressources en eaux souterraines est un objectif d'autant plus important que les risques de pollutions des eaux de surfaces augmentent. La récupération des produits pétroliers du sous-sol, la migration primaire d'hydrocarbures, les fuites de gaz ou de liquide par perçage capillaire de roches couverture et l'amélioration des ressources géothermiques sont également des enjeux écologiques et économiques importants qui doivent faire appel à la microfluidique.

La compréhension des phénomènes physiques liés aux écoulements mono ou diphasiques à de si petites échelles est fondamentale. En effet, les phénomènes interfaciaux et le rôle des forces intermoléculaires sont encore mal maîtrisés. Ces différents phénomènes sont souvent négligeables dans les écoulements internes conventionnels, mais deviennent prépondérants à l'échelle du micromètre (Perrier, 2000).

Selon la situation pratique considérée, des écoulements diphasiques liquide-liquide ou liquide-gaz, voire dans certains cas, des écoulements triphasiques (liquide-liquide-gaz) peuvent exister. Au cours de ce travail seuls les écoulements diphasiques sont pris en compte. Dans chacun des cas, la perte de pression est un paramètre important pour caractériser l'énergie nécessaire à la circulation des deux fluides dans un espace poral. Ce paramètre dépend fortement des configurations d'écoulement, c'est-à-dire de la topologie des interfaces entre les deux fluides et le solide ainsi que la dispersion d'une phase au sein de l'autre phase. D'où la nécessité de connaître les configurations d'écoulement dans les différentes situations considérées.

L'objectif de ce travail se situe en amont de la problématique rencontrée par le géologue qui vise à comprendre les mécanismes de croissance ou dissolution minérale et de mise en place des fluides géologiques ou d'origine anthropique comme dans le cas d'injection en formations géologiques profondes de gaz résiduels et/ou de gaz à effet de serre.

Dans ce travail, l'espace poral complexe des roches est simplifié au travers de la réalisation d'un micromodèle et des conditions expérimentales ambiantes. Les fluides naturels ou expérimentaux complexes sont simulés par le système liquide-liquide (eau) + (huile de synthèse) et le système liquide-gaz à (eau ou huile) + (air ou CO<sub>2</sub>).

Ce document s'organise en deux parties :

La première partie est consacrée à la définition des phénomènes de mouillabilité et angles de contact air-liquide-solide. Elle est sub-divisée en deux chapitres, avec tout d'abord (chapitre I.1), une description des différentes techniques permettant de quantifier la mouillabilité d'un solide. Le deuxième chapitre est présenté sous forme d'article, il présente une nouvelle technique permettant la quantification de l'angle de contact air-liquide-solide en utilisant le microscope confocal à balayage laser.

La deuxième partie est consacrée aux écoulements diphasiques. Tout d'abord (chapitre II.1), une étude bibliographique sur les principaux travaux réalisés dans le cadre des écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-liquide dans les mini et microcanaux est proposée. Ensuite le chapitre II.2 consiste en une description du dispositif et des procédures expérimentales développées pour réaliser les écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-liquide dans les microcanaux. Les différentes expériences réalisées ainsi que la caractérisation des microcanaux utilisés sont également détaillées. Dans le chapitre 3 sont présentés les résultats expérimentaux obtenus avec les écoulements liquide-gaz ainsi que leurs interprétions. L'étude expérimentale des écoulements liquide-liquide fait l'objet du dernier

chapitre. Les résultats expérimentaux obtenus sont exposés et ensuite interprétés au moyen de différents modèles mathématiques.



# **Partie I :**

## **Mouillabilité et angles de contact**



## **Chapitre I.1**

### **Mouillabilité et angles de contact**

Ce chapitre est consacré à la définition des phénomènes de mouillabilité et angles de contact air-liquide-solide. Les différentes techniques et appareils permettant de quantifier la mouillabilité d'un solide sont également présentés.

#### **1. Introduction à la mouillabilité**

Le concept de mouillabilité traduit les interactions entre un liquide et une paroi solide en présence d'autres fluides non miscibles. Ce phénomène joue un rôle décisif dans de nombreux processus industriels.

Dans le domaine pétrolier, la mouillabilité est reconnue pour être l'un des principaux paramètres influençant la rétention des hydrocarbures ainsi que les déplacements des fluides géologiques; jouant ainsi un rôle important dans la migration du pétrole, les différentes étapes et procédés de sa récupération, l'estimation des réserves récupérables ou encore l'optimisation du choix d'un procédé de récupération. En effet, ce paramètre influence l'allure des courbes de perméabilités relatives et les courbes de pression capillaire, donc l'état de saturation en eau ou en huile, et la répartition des fluides au sein du milieu poreux (Raza et al. 1968, Donaldson et Thomas 1971).

Il existe plusieurs autres applications du phénomène de mouillage. A titre d'exemple, nous pouvons citer l'étalement d'une peinture ou d'une encre sur un support solide, ainsi que l'étalement d'un pesticide sur la surface d'une feuille (Wirth et al. 1991). Ce phénomène physique joue également un rôle essentiel dans le domaine de l'environnement, qu'il s'agisse

des processus de pollution des sols par des hydrocarbures ou d'étalement du pétrole sur l'eau de mer après une marée noire.

Dans le domaine biologique, les phénomènes de mouillage sont également impliqués dans de nombreux thèmes de recherche, notamment en ce qui concerne l'adhésion des membranes cellulaires entre elles, et en particulier l'adhésion des globules rouges (Evans et al. 1991, Berk et al. 1991).

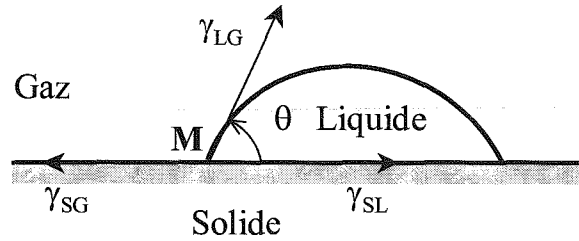
Ce paramètre a également un effet non négligeable sur les écoulements diphasiques dans les microcanaux (donc dans les microsystèmes) où les effets de tension de surface sont prédominants (voir le chapitre II.1).

A partir des considérations thermodynamiques, la mouillabilité d'un solide par un liquide peut être définie comme étant la variation de l'énergie libre de Gibbs due à la mise en contact d'une unité de surface du solide et du liquide, l'étendue de celle-ci avec l'air n'ayant pas varié (Briant et Cuiec 1971). Cette définition n'étant appliquée que dans le cas des systèmes idéaux (liquides purs et solides homogènes), il apparaît que pour des systèmes réels, la définition d'Amott (1959) considérant la mouillabilité comme la préférence relative d'une surface solide à être couverte par l'un des deux fluides considérés, est la plus appropriée. Plusieurs autres définitions existent dans la littérature (Craig 1971, Zisman 1964 et Rao 2002).

## 2. Angle de contact

Les deux plus importantes propriétés de surfaces sont la mouillabilité et l'énergie libre de surface. La mesure de l'angle de contact est une méthode simple, utile et est un outil sensible pour quantifier la mouillabilité et l'énergie de surface des matériaux en contact avec des liquides. C'est aussi la méthode la plus utilisée pour caractériser la mouillabilité d'un réservoir pétrolier (Morrow 1991). Elle consiste à déposer une goutte de liquide (d'eau ou d'huile) sur la surface plane d'un solide ou entre deux solides plans de même nature minéralogique que le réservoir étudié.

Considérons trois phases en équilibre, l'intersection des interfaces s'appelle "la ligne de contact entre les trois phases". Dans le cas d'une goutte liquide (L) étalée sur une surface plane solide (S) dans une atmosphère gazeuse (G), les directions des tensions interfaciales  $\gamma_{SL}$ ,  $\gamma_{SG}$  sont alignées sur la tangente au point M à la surface du solide (Fig. 1).



S.C.D. - U.H.F. NANCY 1  
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES  
Rue du Jardin Botanique - BP 11  
54601 VILLERS-LES-NANCY Cedex

Figure 1 : Schématisation des forces en présence entre les trois phases en équilibre.

Exprimons l'immobilité de la ligne de raccordement où se rencontrent les trois phases S, L et G par un élément  $dl$  de la ligne triple :

$$\gamma_{SG} d\vec{l} + \gamma_{SL} d\vec{l} + \gamma_{LG} d\vec{l} = \vec{0} \quad (\text{Eq. 1})$$

où  $\gamma_{SG}$  est la tension interfaciale solide-gaz,  
 $\gamma_{SL}$  est la tension interfaciale solide-liquide,  
 $\gamma_{LG}$  est la tension interfaciale liquide-gaz.

Cette équation, généralement appelée loi du triangle de Neumann, a bien été vérifiée expérimentalement par Fuchs (1930) et Miller (1941). En projetant l'équation précédente dans le plan du solide, l'équilibre entre les trois phases s'exprime par la condition de Young (1805) :

$$\gamma_{SG} = \gamma_{SL} + \gamma_{LG} \cos\theta \quad (\text{Eq. 2})$$

On dit qu'il y a mouillage lorsque l'angle formé par la surface solide avec la tangente de la goutte est inférieur à  $90^\circ$ . En effet, une goutte de liquide posée sur un substrat plan et horizontal peut adopter plusieurs configurations d'équilibre (Fig. 2):

- En cas de mouillage partiel, la goutte prend la forme d'une calotte sphérique et l'angle de contact du système a une valeur définie. Les systèmes pour lesquels  $\theta > 90^\circ$  sont dits non-mouillants, ceux pour lesquels  $\theta < 90^\circ$  sont dits mouillants.

- En cas de mouillage parfait, le solide est recouvert par un film de liquide et l'angle de contact est alors nul.

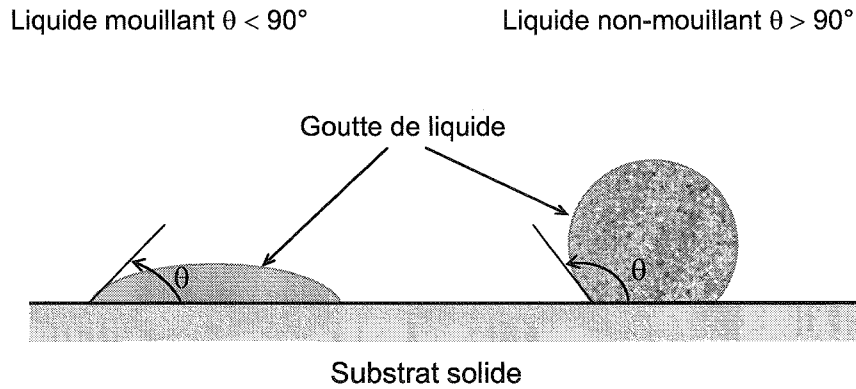


Figure 2 : Forme simplifiée d'un liquide mouillant et non-mouillant déposé sur un substrat solide.

Sur une surface solide, l'angle de contact n'est pas défini de manière univoque, mais il fluctue entre deux valeurs extrêmes notées  $\theta_r$  et  $\theta_a = \theta_r + \Delta\theta$ , et sont appelées respectivement l'angle de reculée et d'avancée (Fig. 3). Généralement plusieurs valeurs de l'angle de contact sont obtenues, dépendant ainsi du volume de la goutte de liquide. Plusieurs raisons expliquant l'existence du phénomène d'hystérésis sont proposées dans la littérature, basées généralement sur la rugosité des surfaces et/ou leur hétérogénéité chimique (Adamson et Gast 1997, Rao 2002). Le phénomène d'hystérésis est dû d'après Gray (1965) aux fluctuations de la tension superficielle de solide le long de la ligne de contact solide-liquide et la rugosité d'une surface ne peut pas expliquer l'hystérésis.

Le phénomène d'hystérésis apparaît clairement lorsqu'une goutte est posée sur un plan incliné : elle est un peu plus ventrue à l'avant qu'à l'arrière, et peut ne pas bouger si l'angle à l'avant est plus petit que  $\theta_a$  et celui à l'arrière plus grand que  $\theta_r$ . L'hystérésis de l'angle de contact  $\Delta\theta$  engendre donc une force capable de s'opposer au déplacement des gouttes, Dussan et Chow (1983, 1985, 1987).

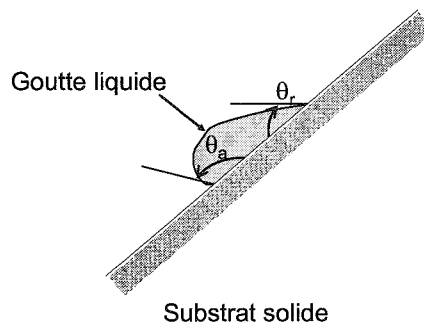


Figure 3 : Schéma illustratif de l'angle d'avancée et de reculée.

L'angle de contact peut être mesuré en condition statique ou dynamique. Les mesures de l'angle de contact peuvent être qualifiées de "comédie des erreurs" (Harkins 1952) au vu de leurs faibles reproductibilités. C'est donc pour cette raison, qu'aujourd'hui encore, certaines équipes de recherche mettent au point des techniques de mesures de l'angle de contact sur les matériaux. Plusieurs méthodes de mesures d'angles de contact sont décrites par Adamson (1982, 1990) et Briant et Tenebere (1989).

## 2.1. Principales méthodes de mesure de l'angle de contact

Dans cette partie, les principales méthodes de mesure de l'angle de contact sont exposées.

### 2.1.1. Méthode du plan inclinable

La surface du solide est immergée en partie dans un liquide et inclinée de telle sorte que la surface du liquide au voisinage du point de raccordement ne présente aucune distorsion. L'angle de contact ( $\theta$ ) air-liquide-solide est alors égal à l'angle du plan incliné avec l'horizontal (Fig. 4).

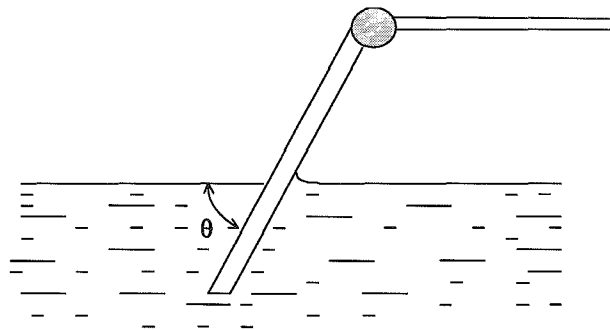


Figure 4 : Schéma descriptif de la méthode du plan inclinable.

### 2.1.2. Méthode du plan vertical

Appelé également méthode de Neumann, elle consiste à immerger une plaque verticale dans un liquide. Si le liquide est mouillable, il monte à une hauteur  $h$  finie si  $\theta$  est fini. La relation est :

$$\sin \theta = 1 - \frac{\rho g h^2}{2 \gamma} \quad (\text{Eq. 3})$$

où  $h$  est la hauteur du liquide qui peut être mesurée au moyen d'un microscope,

$\rho$  est la masse volumique du liquide,

$g$  est l'accélération de la gravité,

$\gamma$  est la tension superficielle du liquide.

Cette méthode est généralement utilisée pour étudier la variation de l'angle de contact en fonction de la température.

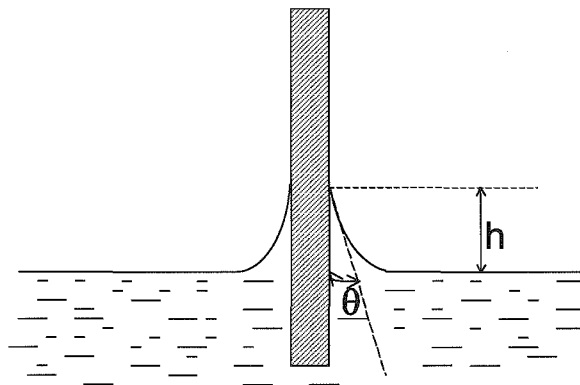


Figure 5 : Schéma descriptif de la méthode du plan vertical.

### 2.1.3. Méthode tensiométrique

Le solide a la forme d'une lame ou d'une fibre. Il est immergé dans le liquide et le poids  $P$  de liquide soulevé est donné par la relation :

$$P = \gamma \ell \cos \theta \quad (\text{Eq. 4})$$

où  $\gamma$  est la tension superficielle du liquide,

$\ell$  est le périmètre mouillé,

$\theta$  est l'angle de contact.



La mesure de  $P$  s'effectue à l'aide d'un tensiomètre (pour les solides ayant la forme d'une lame) ou d'une microbalance (pour les solides ayant la forme d'une fibre).

#### 2.1.4. Etude du profil d'une goutte

L'angle de contact est déterminé en mesurant la hauteur  $h$  et le rayon  $r$  d'une goutte déposée sur la surface du solide. Pour un volume de la goutte suffisamment faible, en assimilant la forme à une calotte sphérique, on obtient :

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{h}{r} \quad (\text{Eq. 5})$$

Une méthode alternative proposée par Bikerman (1941) consiste à mesurer le diamètre d'une goutte de volume connu.

#### 2.1.5. Méthode de la goutte sessile

Appelée la méthode de la goutte sessile, cette méthode conventionnelle consiste à déposer une goutte sur une surface solide, plane et lisse, et de mesurer l'angle de contact air-liquide-solide à l'équilibre dynamique.

Le profil de la goutte est observé au moyen du goniomètre. Cet angle est généralement considéré comme étant celui d'avancée (Pétrissans 1996). En effet, lorsqu'on dépose une goutte sur une surface solide au moyen d'une microseringue, le front de liquide se déplace essentiellement par avancée.

Le goniomètre est composé d'une source lumineuse qui éclaire la goutte, d'un porte échantillon réglable verticalement et horizontalement pour pouvoir approcher ou éloigner la goutte de l'œil de l'observateur, d'une lunette de visée qui sert à agrandir l'image (Fig. 6). L'échantillon de solide est placé devant la lunette de visée. Un éclairage à contre jour permet de visualiser le profil de la goutte sur la surface solide. La détermination de l'angle de contact se fait par superposition d'une tangente au point triple.

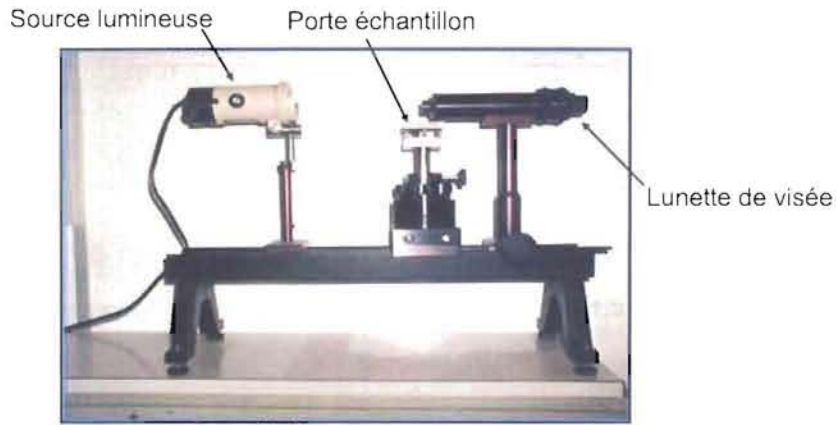


Figure 6: Goniomètre utilisé pour la méthode de la goutte sessile.

Ottewill (1957) a utilisé une autre méthode, appelée la méthode de la goutte captive, qui a le même principe que la goutte sessile, l'angle de contact est mesuré à partir d'une photographie de profil de la goutte ou directement au moyen d'un télémicroscope de goniomètre (Adamson et al. 1970). Cette méthode a pour avantage de grossir ou de rétrécir la goutte de liquide pour obtenir des exemples de recul ou d'avancée.

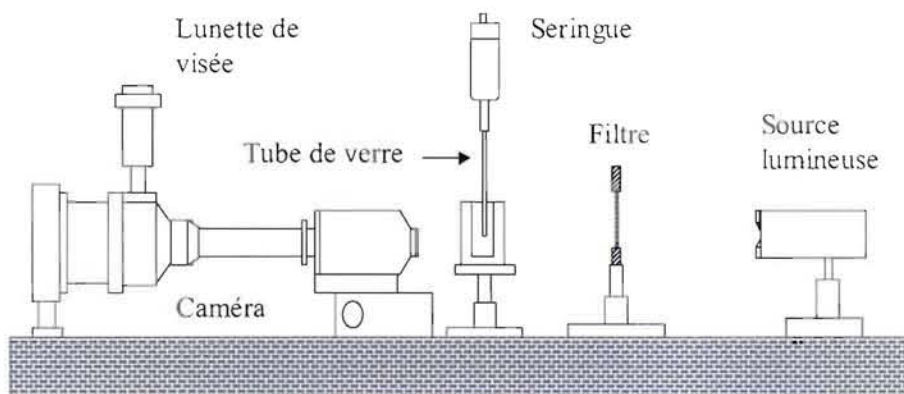


Figure 7: Méthode de la goutte captive. (d'après Ottewill 1957)

### 2.1.6. Méthode de la montée capillaire

Les particules dures, d'un diamètre de  $1\mu\text{m}$  ou au-delà, étalées sur des couches planes, forment une surface trop rugueuse pour qu'on puisse mesurer précisément leur angle de contact par la méthode de goutte sessile (avançant) (Chaudhury, 1984). Mais, les mesures de

vitesse de montée capillaire d'un liquide dans une colonne remplie de ces particules peuvent permettre de calculer l'angle de contact que fait ce liquide avec la surface des particules. L'approche par capillarité peut être également pour mesurer les angles de contact sur des matières solides de corps poreux, de brins de fibres, etc. Dans ce cas l'équation de Washburn (Adamson 1982, Ku et al. 1985) est utilisée :

$$h^2 = \frac{tR\gamma_L \cos \theta}{2\mu} \quad (\text{Eq. 6})$$

où  $h$  étant la hauteur que la colonne de liquide atteint par capillarité en un temps  $t$ ,

$R$  est le rayon moyen des pores du lit poreux,

$\theta$  est l'angle de contact,

$\gamma$  est la tension superficielle du liquide,

$\mu$  est la viscosité du liquide L.

En mesurant d'abord les valeurs de  $h$  pendant des intervalles de temps constants  $t$ , pour un nombre de liquides à faible énergie (comme l'hexane et l'octane), pouvant s'étaler sur la surface des particules, la valeur de  $R$  peut être obtenue pour une colonne remplie de particules données, parce que dans ce cas  $\cos\theta = 1$ . Lorsque  $R$  a été déterminé, on peut obtenir  $\theta$ . Pour utiliser la capillarité afin de déterminer  $\cos\theta$ , il est essentiel d'utiliser des colonnes de particules monodispersées extrêmement bien tassées (Ku et al. 1985). Si, au premier contact avec le liquide ascendant, un tassement a lieu localement, il se créera un espace entre les particules, ce qui causera une montée du liquide dans la colonne devenue fortement asymétrique et rendra très difficile la mesure avec précision de la distance parcourue dans la colonne de liquide.

Dans le cas où l'on ne peut obtenir que des suspensions polydispersées de particules de formes irrégulières, une autre méthode, extrêmement utile, consiste à déposer ces particules sur une plaque plane de verre et à mesurer la montée capillaire de différents liquides, comme décrit ci-dessus.

### 2.1.7. Méthode de Bartell et Whitney

Au lieu de la méthode de Washburn utilisant la vitesse de montée capillaire, la méthode de Bartell et Whitney (1934) peut être également utilisée. Elle consiste à exprimer la pression capillaire ( $\Delta P$ ) de la façon suivante :

$$\Delta P = \frac{2\gamma_L \cos\theta}{R} \quad (\text{Eq. 7})$$

Quelques auteurs (Bartell et Whitney 1934, White 1982, Dunstan et White 1986, Diggins et al. 1990) ont décrit les appareils permettant de déterminer la pression capillaire. White (1982) a décrit comment éviter d'avoir à déterminer  $R$  au moyen d'un liquide qui mouille les particules (lorsque  $\cos\theta=1$ ) en prouvant que dans l'équation (Eq. 7),  $R$  peut être exprimé comme le rayon effectif ( $R_{ef}$ ) qui est fonction de la fraction du volume ( $\phi$ ) occupée par les particules, de l'unité de surface spécifique ( $A$ ) par unité de poids des particules et de la densité spécifique de la matière de la particule ( $\rho$ ):

$$R_{ef} = \frac{2(1-\phi)}{A\phi\rho} \quad (\text{Eq. 8})$$

En pratique,  $R_{ef}$  peut ne pas être tout à fait égal à  $R$ , spécialement dans le cas de particules poreuses (van Oss et al. 1992). La méthode de pression capillaire ne peut pas être utilisée dans la configuration de plaque mince, décrite ci-dessus ; c'est pourquoi il faut revenir aux tubes verticaux contenant de la poudre tassée, avec tous les inconvénients que comporte cette méthode. Par conséquent, la méthode de détermination de la vitesse de montée capillaire en couche mince (en utilisant un liquide d'étalement pour déterminer  $R$ ) est d'habitude la plus précise.

### 2.1.8. Méthode de Wilhelmy

Cette méthode est issue de l'étude de la mouillabilité des fibres textiles. Elle nécessite l'utilisation d'un tensiomètre, constitué d'une balance qui permet d'enregistrer la force, et d'une mesure de la profondeur d'immersion (Fig. 8). Cet appareil est basé sur la relation de Wilhelmy qui permet de relier l'angle de contact avec la force enregistrée par le tensiomètre ( $F$ ) et avec la profondeur d'immersion ( $h$ ) de l'échantillon:

$$\cos\theta = F + \frac{A\rho g h}{P\gamma} \quad (\text{Eq. 9})$$

où  $A$  est la section immergée de l'échantillon,

$P$  est le périmètre immergé,

$\rho$  est la masse volumique du liquide.

La technique est basée sur un cycle d'immersion d'un échantillon qui est suspendu à la balance de précision. Le liquide est déplacé verticalement vers le solide. Au contact liquide-

solide, un cycle de trempage se déclenche. Le mouillage à l'avancée et au recul se fait à la même vitesse.

Le système enregistre l'évolution de la masse apparente du solide en fonction de la profondeur d'immersion.

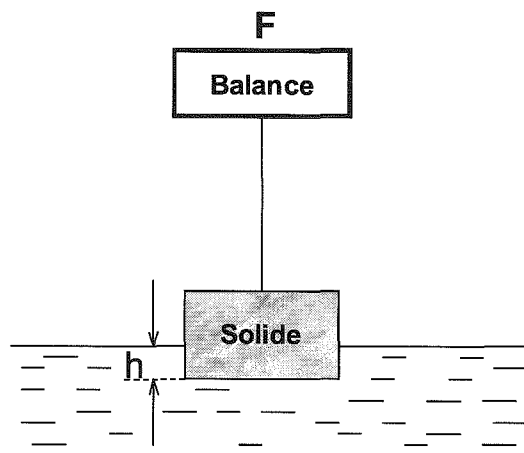


Figure 8: Tensiomètre de Wilhelmy.

La méthode de la goutte sessile reste la méthode la plus simple pour quantifier la mouillabilité d'un solide en contact avec plusieurs fluides. Par conséquent il apparaît donc nécessaire d'améliorer les méthodes optiques conventionnelles. Les systèmes laser sont de plus en plus utilisés en mesure de précision notamment pour étudier les angles de contact. Zhang et Yang (1982) ont utilisé un système laser pour étudier la structure et la stabilité de l'interface air-liquide-solide d'une goutte de liquide volatile en fonction du temps. A partir des images ces auteurs ont également pu déterminer le volume du liquide vaporisé en fonction du temps. Chao et Zhang (2001) et Zhang et Chao (2000) ont étudié simultanément l'effet de la convection thermocapillaire sur les angles de contact ainsi que le flux d'étalement d'une goutte volatile sur une surface solide plane. Les mesures des angles de contact dynamiques en fonction du temps montrent que ceux-ci diminuent en fonction du temps.

Zhang et Chao, 2002 ont utilisés un système laser pour mesurer les angles de contact dynamique et le mouvement à l'intérieur d'une goutte, celle-ci est déposée sur une surface d'un métal non transparent. Un rayon laser incident pénètre la goutte de liquide et sera donc réfléchi sur la surface du solide et ensuite réfracté vers l'extérieur de la goutte. L'ensemble des rayons réfractés forme une image laser réfractée. L'angle de contact est donc déterminé à partir du diamètre de l'image réfractée, du diamètre mesuré directement et des relations entre

les angles incidents, réfléchi et réfracté. Cette méthode permet donc de suivre l'évolution de l'angle de contact dynamique en fonction du temps.

### 3. Microscope confocal à balayage laser

#### 3.1. La fluorescence

La fluorescence est la propriété d'une molécule à absorber un photon, puis à le réémettre à une longueur d'onde plus élevée (diagramme de Jablonski, Fig. 9). Lorsqu'une molécule fluorescente absorbe un photon dont l'énergie  $h\nu$  est égale à la différence d'énergie entre le niveau électronique fondamental et un niveau électronique de plus haute énergie, elle subit une transition électronique vers cet état électronique excité. Elle peut ensuite se désexciter spontanément en émettant un autre photon d'énergie un peu plus faible, et donc de longueur d'onde plus grande, à cause des pertes internes. C'est le décalage de Stokes qui explique qu'une molécule qui fluoresce dans le vert doit être excitée par de la lumière bleue, plus énergétique, notamment d'origine vibrationnelle. Ce phénomène est appelé fluorescence et la molécule responsable de ce phénomène est appelée fluorochrome.

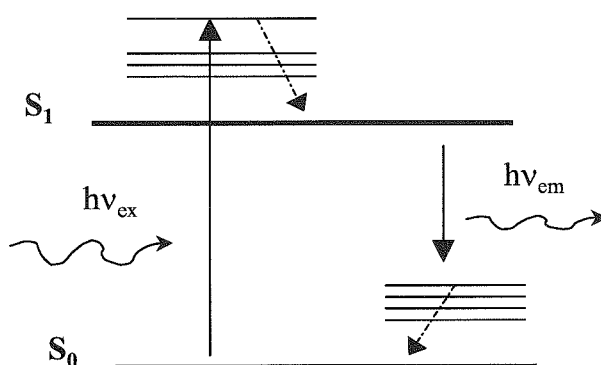


Figure 9: Diagramme dit « de Jablonski » illustrant le phénomène de fluorescence par excitation photonique.  $\nu_{ex}$ : fréquence de la lumière d'excitation,  $\nu_{em}$ : fréquence de la lumière émise,  $S_0$ : niveau électronique fondamental,  $S_1$ : premier niveau électronique excité.

Si elle est observée en microscopie, la fluorescence permet de localiser des molécules avec une grande précision. Elle peut avoir différentes origines :

- L'autofluorescence (fluorescence naturelle de molécules naturelles),

- La fluorescence induite (fluorescence induite par une réaction chimique qui convertit une substance non fluorescente déjà présente dans le milieu en une substance fluorescente),
- La fluorochromie directe (fluorescence obtenue en colorant certains constituants d'un milieu à l'aide de substances fluorescentes),
- La fluorochromie indirecte (fluorescence obtenue par des techniques d'immunofluorescence).

D'un point de vue temporel, la durée de vie du niveau excité est de l'ordre de 1 nanoseconde. Ceci entraîne un découplage entre l'émission et l'excitation car la molécule peut avoir pendant ce temps des échanges d'énergie avec d'autres systèmes et se retrouver dans l'état excité le moins énergétique. La forme du spectre d'émission est donc différente du spectre d'excitation avec un pic décalé vers les grandes longueurs d'onde à cause des pertes d'énergie internes. La figure 5 montre la forme typique du spectre d'émission d'une molécule fluorescente.

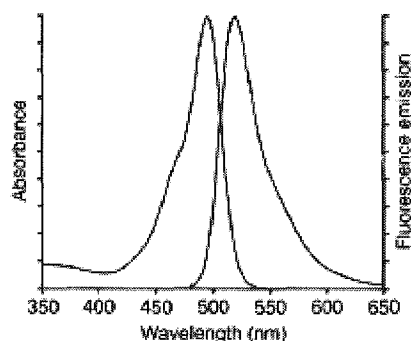


Figure 10: Spectre d'excitation (à gauche) et d'émission (à droite) typique d'une molécule fluorescente. Chaque spectre possède un pic en intensité, le pic d'émission étant décalé vers les grandes longueurs d'onde (décalage de Stokes).

Ce spectre est obtenu en excitant le fluorochrome à différentes longueurs d'ondes et en mesurant l'intensité de l'émission de la fluorescence en fonction de la longueur d'onde. De plus, la molécule dans son état excité peut réagir avec son environnement, avec d'autres molécules ou ions, ceci d'autant plus que la température est élevée et la concentration de l'autre espèce élevée. L'émission de fluorescence est donc souvent sensible à l'environnement de la molécule.

### 3.2. Principe de la microscopie confocale à balayage laser

L'inconvénient majeur de la microscopie à fluorescence conventionnelle est sa perte de résolution axiale due à la superposition d'informations issues des plans adjacents. La microscopie confocale a permis de pallier à cet inconvénient puisque son principe est de pratiquer des coupes optiques virtuelles dans l'objet observé et de n'enregistrer que l'image de fluorescence émise dans le plan (Pawley 1990, Matsumoto 1993, Stevens et al. 1994). Le principe général de cette approche est schématisé sur la figure 11. Le rayon laser incident pénètre dans l'échantillon fluorescent ou marqué avec des fluorochromes. Il y a alors émission de fluorescence provenant de différents plans de la préparation. Grâce à un diaphragme variable ou "trou confocal" qui élimine le signal fluorescent provenant d'autres plans, il est possible de sélectionner la fluorescence émise par un seul plan de la préparation et donc de réaliser des sections optiques à différents niveaux Z dans le plan XY comme le montre le schéma (Fig. 12). Ceci permet donc d'avoir une information en 3D sur l'échantillon après empilage. La superposition des sections permet la reconstitution volumique en trois dimensions. La collection de photons par le photomultiplicateur est conditionnée par un ou des filtre(s) d'émission. Le signal reçu est enfin converti en signal numérique, contribuant à la création d'une image. Seuls les points objets situés dans le plan de mise au point (ou dans son environnement proche) participent à la réalisation de l'image finale.



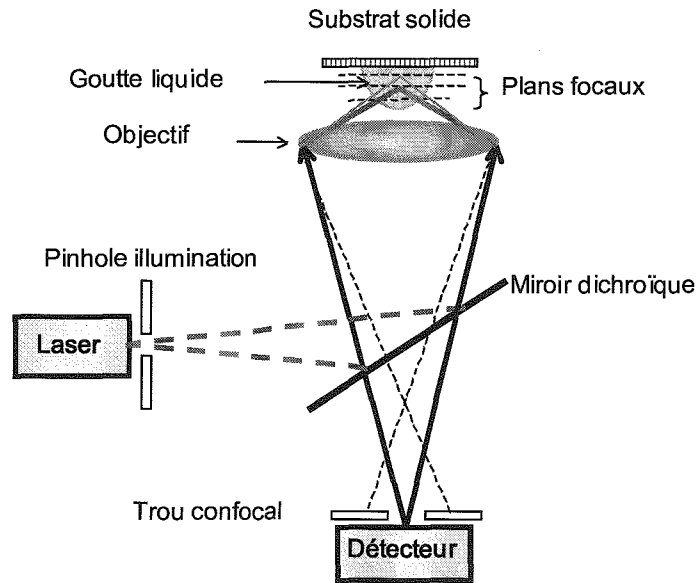


Figure 11: Schéma de principe d'un microscope confocal à balayage laser. La source laser est condensée par l'intermédiaire du miroir dichroïque et de l'objectif en un point focal. La fluorescence est ensuite recueillie par un détecteur. Pour éliminer la fluorescence parasite (ligne en pointillé), le trou confocal est disposé au niveau du plan image de l'objectif.

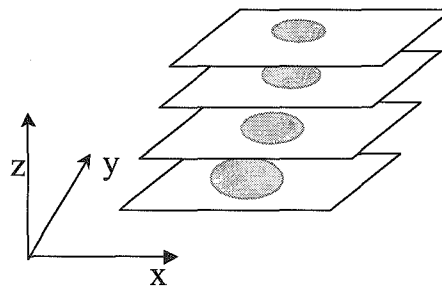


Figure 12 : Acquisition des images 2D en fonction du déplacement suivant Z de la platine du microscope ou de l'objectif.

Le suivi du trajet lumineux correspondant au point sur lequel la lumière est focalisée (trait plein) indique que l'image de ce point est située très exactement au centre du diaphragme de détection et par conséquent est captée par le détecteur. Par contre, le suivi des trajets lumineux correspondant à des points de l'échantillon situé au-dessous (ou au-dessus) du plan de mise au point (trait pointillé) montre que les images de ces points convergent soit en avant soit en arrière du "trou confocal" par conséquent les images de ces points ne sont pas captées par le détecteur.

Chaque plan image est généré par balayage du laser suivant les axes X, Y. La vitesse de balayage est limitée par l'inertie du système mécanique en mouvement. La profondeur du plan focal (Z) est ensuite finement modifiée grâce à un moteur contrôlé par ordinateur pour permettre l'acquisition d'autres plans images. L'acquisition des plans images permet ensuite de reconstruire un volume.

### 3.3. Description de l'appareillage

Le microscope confocal utilisé est de type Biorad Rainbow, se compose de :

- un microscope inversé Nikon,
- unité de contrôle (Instrument Control Unit) qui contient trois lasers : un laser Argon, fournissant les longueurs d'onde d'excitation de 457, 473, 488 et 514 nm, un laser Hélium-Néon, fournissant la longueur d'onde d'excitation de 543 nm et une diode rouge qui fournit une longueur d'onde d'excitation de 637 nm,
- un bloc d'alimentation d'une diode bleue fournissant une longueur d'onde d'excitation de 405 nm,
- un système de balayage à miroir mobile,
- un système de détection par photomultiplicateurs,
- une unité informatique (PC) de pilotage pour l'acquisition et le traitement.

### 3.4. Choix des objectifs

Le choix des objectifs est indispensable car leurs caractéristiques (grossissement, corrections chromatiques et de sphéricité, ouverture numérique) ont une influence directe sur la qualité de l'image.

- Présence ou absence d'aberration sphérique :

Suite à la présence de ces aberrations, les images d'objets situés dans un même plan, mais à distance variable de l'axe optique ne focalisent pas dans le même plan image.

- Présence d'aberrations chromatiques :

Des lumières de différentes longueurs d'onde focalisent dans des plans différents lorsqu'une telle aberration existe.

- Ouverture numérique :

C'est la caractéristique la plus importante de l'objectif car elle influe à la fois sur la résolution et sur la brillance de l'image. L'ouverture numérique (ON) est égale à :

$$ON = n \sin \alpha \quad (\text{Eq. 10})$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du milieu ;

$\alpha$  le demi-angle de l'ouverture de l'objectif.

- Résolution :

La résolution correspond au pouvoir séparateur, c'est-à-dire à la capacité d'un système optique à distinguer deux points distincts. Elle est égale à :

$$r = \frac{1,22\lambda}{2ON} \quad (\text{Eq. 11})$$

où  $r$  est la distance entre deux points discernables,

$\lambda$  est la longueur d'onde.

Donc  $r$  est faible si  $\lambda$  est faible et ON est grand. Or, plus  $r$  est petit, meilleure est la résolution.

- Brillance :

En mode fluorescence, la brillance correspond à la densité de photons émis par unité de surface de l'objet. Plus la brillance est grande, meilleure est la qualité de l'image. Elle dépend également directement de l'ouverture numérique, puisqu'elle est proportionnelle à  $(ON)^4$ .

### 3.5. L'immersion

La réfraction des milieux incidents produit un autre type d'aberration. Il est en effet peu courant que les spécimens aient un indice égal à l'unité. Ceci signifie qu'un rayon lumineux traversant ce milieu se verra dévié selon un principe appelé réfraction, défini par la loi de Snell-Descartes par :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (\text{Eq. 12})$$

où  $n_1$  et  $n_2$  représentent les indices de réfraction des milieux et  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  les angles incidents à la normale avant et après réfraction.

L'utilisation d'un objectif avec un liquide d'immersion permet de limiter la déviation des rayons lumineux et d'augmenter donc la résolution. Les milieux traversés (lamelle, milieu de montage, spécimen) doivent avoir des indices de réfraction proches.

Différents travaux comme ceux de Carlsson 1991, Visser 1992 et 1994 ont porté sur l'influence de ces indices ainsi que sur les erreurs qu'ils provoquent lors d'acquisitions

d'images et démontrent l'importance de ce phénomène. Pironon et al. (1998) ont montré lors d'une reconstruction en 3D d'une inclusion fluide contenue dans un minéral d'indice  $n_m$  via une huile d'immersion d'indice  $n_0$  qu'il était nécessaire d'appliquer une correction à la valeur du pas en Z.

Dans toutes nos expériences aucun liquide d'immersion n'est utilisé.

## **4. Conclusions**

Dans ce chapitre sont présentés les différentes techniques conventionnelles permettant de mesurer l'angle de contact entre les phases gaz, liquide et solide.

Le microscope confocal à balayage laser a été utilisé pour:

- mesurer l'angle de contact air-liquide-solide à partir de la reconstruction de l'image en trois dimensions d'une goutte à l'état statique,

- ainsi que pour l'étude des caractéristiques d'un écoulement diphasique eau-huile dans le microcanal en verre. La visualisation des structures d'écoulements au moyen de la caméra (Chap. II.2) permet d'avoir une image projetée de la totalité du microcanal ce qui ne permet pas donc d'accéder aux interfaces au sein de ce dernier. A ce stade, la capacité du microscope confocal à balayage laser de faire des sections optiques suivant les différents niveaux de Z permet, dans certaines conditions, d'apporter plus d'informations.

## **Chapitre I.2**

# **A 3D laser microscopy to quantify contact angles and wettability**

Abdelkader SALIM, Judith SAUSSE, Jacques PIRONON, Mostafa FOURAR, Christian LE CARLIER DE VESLUD.

(Soumis au Journal of Petroleum Science and Engineering)

### **ABSTRACT**

The contact angle of a liquid drop on solid surface is one of the simple, useful and sensitive parameter in hydraulic sciences to quantify and to qualify the wettability and the surface energy of different materials. In this paper, a confocal scanning laser microscope (CSLM) has been used to quantify contact angle and then the wettability. This technique uses a laser scan and allows to record series of 2-D images of a fluorescent liquid droplet set on various solid surfaces. The building of 3-D images is done with the summation of several images acquired with a regular step along the CSLM z-axis. The results obtained are compared and discussed with those obtained with a conventional goniometric technique for different solid-liquid-air systems. CSLM results show that similar values are obtained with both methods. Thus, this technique shows that the length interval of sampling between the solid contact and the curvature rupture of the drop seems to be essential to correctly estimate the contact angles. This method allows to study the local contact angle along the periphery of the drop, and the deformation of the drop shape. The building of 3-D images shows that drops are characterized by complex morphologies and that the local contact angles can be modified

by chemical heterogeneities in the fluids. Fluorescence heterogeneities are linked to a specific concentration of fluorochromes at the solid-oil and water-oil interface.

**Keywords:** Contact angle; Wettability; Confocal scanning laser microscopy; 3D model; goniometry

## INTRODUCTION

The wetting properties of a solid are determined by the interactions between solid surface and fluids. The wettability phenomena are observed in nature and have many applications in industrial processes such as geology, petroleum science, paints, cosmetics, biology. In particular, it is of major importance to study two or multi-phase flows that are the hydrodynamic regimes governing the oil and gas dynamics in petroleum reservoirs, the gas injection in case of geological greenhouse gas sequestration, the enhanced oil and gas recoveries (EOR, EGR) and geothermal energy.

The concept of contact angle has been widely used in studies involving characterization of solid-fluid1-fluid2 interfacial interactions. When a liquid drop is set on a solid surface, the drop profile (i.e. a vertical section of the drop done perpendicularly to the solid surface) is controlled by the balance between the liquid-gas ( $\gamma_L$ ), the solid-gas ( $\gamma_S$ ) and the solid-liquid ( $\gamma_{SL}$ ) interfacial tensions. A liquid characterized by a low surface tension set on a smooth solid with a high surface energy produces a small contact angle ( $\theta$ ) between the two phases. When  $\theta$  is equal to zero, the liquid spreads along the solid and the droplet becomes a liquid film. On the opposite, when the liquid is characterized by a high surface tension and the solid by a low surface energy, the contact angle becomes large ( $\theta \neq 180^\circ$ ) and the droplet shape becomes a sphere.

Wettability of solid surfaces is a key parameter when the permeability of porous or fractured media is determined. It controls the development and the intensity of the capillary forces established during the fluid movement within pores in the case of single or multi-phase fluid flows. Wettability depends on many variables such as the mineralogy of the rock, the composition of fluids, the temperature, pressure and core handling procedures (Cuiec, 1977; Anderson, 1986a; Anderson, 1986b). It has a crucial impact on flow during oil recovery and upon the volume and distribution of the residual oil (Craig, 1971; Samathiel, 1973; Morrow et al., 1986; Anderson, 1987; Morrow, 1991; Jadhunandan and Morrow, 1995).

The wettability of solid surfaces is defined with two main approaches. The first approach uses thermodynamic considerations and gives quantitative values of the contact

angle  $\theta$ . In this case, the wettability of a solid by a liquid is defined as the "variation in free Gibbs energy caused by the contact between a surface unit of a solid and a liquid, assuming that the contact with air has not varied" (Briant and Cuiec, 1971). This definition is used for ideal systems, i.e. pure and immiscible liquids and a homogeneous solid. However, solid-fluid1-fluid2 systems are often more complex with possibility of mixing of more than one fluid. In this case, a second qualitative definition is given by Crocker and Marchin (1988) and is practically used. These authors defined wettability as "the tendency of a fluid to spread along a solid surface in the presence of another".

Many other definition and interpretation of wettability exist in published literature (Craig, 1971; Zisman, 1964; Rao, 2002) and numerous methods are proposed to evaluate the wettability of a solid surface and a single fluid or a system of fluids (Table 1).

METHODS	REPRESENTATIVE REFERENCES
Interfacial tension and displacement pressure measurements	Slobod and Blum (1952)
Thermodynamic definition	Johansen and Dunning (1953)
Nuclear magnetic relaxation measurements	Brown and Fatt (1956)
Spontaneous imbibition experiments	Gatenby and Marsden (1957)
Dye adsorption	Holbrook and Bernard (1958)
Imbibition and displacement experiments	Amott (1959)
Shape of recovery curves	Raza et al. (1968)
Shape of relative permeability curves	Raza et al. (1968)
Capillary pressure curves	Donaldson et al. (1969)
Contact angle measurement	Treiber et al. (1972)
Permeability and saturation measurements	Frehse (1973)
Electrical resistivity well logs	Swanson (1980)
Flotation experiments	Anderson (1985)
Nuclear magnetic resonance $T_1$ distributions	Howard (1994)

Table 1: Main methods used to quantify the wettability in the literature.

The main methods are based on optical observations at the scale of a hundred of micrometers. A conventional method to measure the contact angle of a liquid sessile drop on a smooth solid surface is to observe a drop section through an optical microscope (Leger and Joanny, 1992). A first photograph of one side of a drop is taken respecting that the camera optical axis is in the solid plane that supports the droplet. This picture shows therefore a more or less complex half profile and the droplet tangent line is then drawn with the solid-liquid contact point. A direct measurement of the angle between the tangent line and the solid section is then realized. However, the triple point between the three phases, i.e. solid-liquid drop-gas or solid-liquid drop-liquid can be difficult to determine if the photography is poorly

numerically defined or badly exposed for examples. Moreover, a precise quantification of the contact angle is directly linked to the graphical positioning of this particular point.

Another method called the " $\theta/2$  method" (Yang and Lin, 2003) assumes that the sessile drop is a part of a perfect sphere. The contact angle is calculated as the angle defined by two lines, the line between the solid-liquid-liquid or solid-liquid-gas contact point and the sphere apex and the solid section. Only the height of the drop and the contact diameter are needed. However, when the drop reaches a significant volume, gravity effects can influence and modify its spherical shape and lead to errors in the  $\theta$  value determination. Indeed, some recent works show the effect of drop size on the determination of contact angles for different solid-liquid-air systems (Li, 1996; Gu, 2001). The contact angle decreases when the base radius of the liquid drop increases. For high Bond number (i.e. large volume or small surface tensions), the spherical assumption causes errors for the contact angle measurements. Yan and Lin (2003) proposed some corrections of the measurement error using the mean difference between contact angles obtained with a  $\theta/2$  method and a theoretical calculation.

Another method among the numerous presented in Table 1 is proposed by Zhang and Chao (2002). These authors use a laser shadowgraphy method to measure dynamic contact angles and the spreading rate of liquid sessile drops on a nontransparent metal substrate. Based on geometrical optics, the dynamic contact angle of the drop is determined with the measurements of the drop contact and the refracted-shadowgraphic-image diameters. This method allows to simultaneously visualize flow patterns inside the drop.

Whatever the methodology used, the contact angle of a solid-fluid1-fluid2 system is not unique but fluctuates between two extreme values noted  $\theta_r$  and  $\theta_a = \theta_r + \Delta\theta$  respectively named the receding and the advancing angle. The hysteresis  $\Delta\theta$  is mainly linked to the solid surface type and especially to its roughness type and intensity. The  $\theta$  variations are produced by this roughness of the solid but are also function of the drop size (Gu, 2001). In this paper, a new microscopic approach of contact angle measurement is proposed. It uses Confocal Scanning Laser Microscopy (CSLM) to obtain 3D views of liquid droplet set on solid material plates. This microscopic technique requires only small volumes of liquid and small pieces of sample and avoid gravity effects. It allows measurement at low resolution ( $<1\mu\text{m}$ ) and it is sensible to chemical heterogeneities. It has been previously used for 3D reconstruction of petroleum fluid inclusion in minerals (Pironon et al., 1998).



## MATERIALS AND METHODS

Two main methods are applied to quantify the contact angles of the different phase systems. First, each contact angle is quantified with a 2D image obtained by goniometry (LERMAB laboratory, University of Nancy, France). In a second step, sequences of 2D images are obtained by CSLM (G2R laboratory, University of Nancy, France) and 3D models of the liquid drops are constructed with the gOcad 3D modeler (gOcad consortium - ©2004 Earth Decision Sciences. Mallet, 2002). Finally, a statistical study of the 3D angles is done and values are compared to those obtained with goniometry.

### Goniometry

The LERMAB laboratory goniometer uses a white light source to illuminate the drop samples. A sighting telescope connected to a numerical camera allows to produce a sharply defined image of the sessile drops which are observed as silhouettes (Fig. 1). The contact angle is determined by the  $\theta/2$  method with resulting 2D numerical images assuming that the shape of the droplet is spherical.

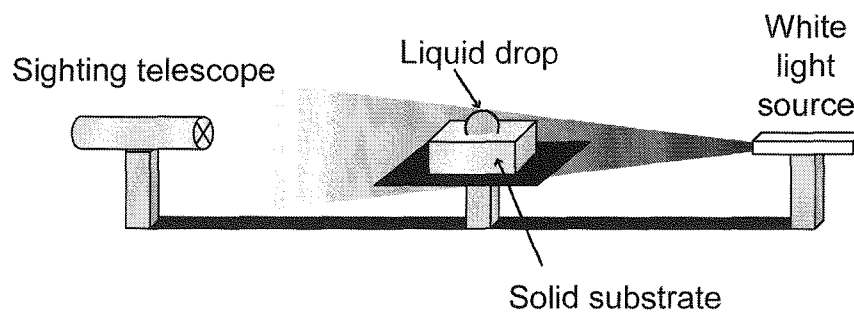


Fig. 1: Schematic view of the goniometer used to measure contact angle (LERMAB laboratory, University of Nancy, France)

### Confocal scanning laser microscopy

The confocal principle is described in Fig. 2. CSLM is based on the filtering of emission light (fluorescence) by a confocal pinhole. The confocal pinhole selects the light emitted by the sample (a liquid fluorescent droplet) in the plane of the focused incident laser spot. Out-

of-focus fluorescence is imaged before or after the confocal pinhole and cannot reach the detector. A 2-D image of a volume of the droplet centered around the focal plane (referred to as an *optical section*) is generated by performing a raster sweep of the droplet at that focal plane. As the laser scans across the specimen, the analog light signal is detected by the photomultiplier and converted into a digital signal, contributing to a pixel-based image displayed on a computer monitor attached to the CSLM. The relative intensity of the fluorescent light, emitted from the laser hit point, corresponds to the intensity of the resulting pixel in the image. The plane of focus (Z-plane) is selected by a computer-controlled fine-stepping motor which moves the microscope stage or the objectives up and down. Typical focus motors can adjust the focal plane in as little as 0.1 micron increments. A 3-D reconstruction of a specimen can be generated by stacking 2-D optical sections collected in series (Fig. 2). Images have been acquired at G2R laboratory (Nancy, France) on a Biorad Rainbow system and at IBMP (Strasbourg, France) on a Zeiss LSM510 system.

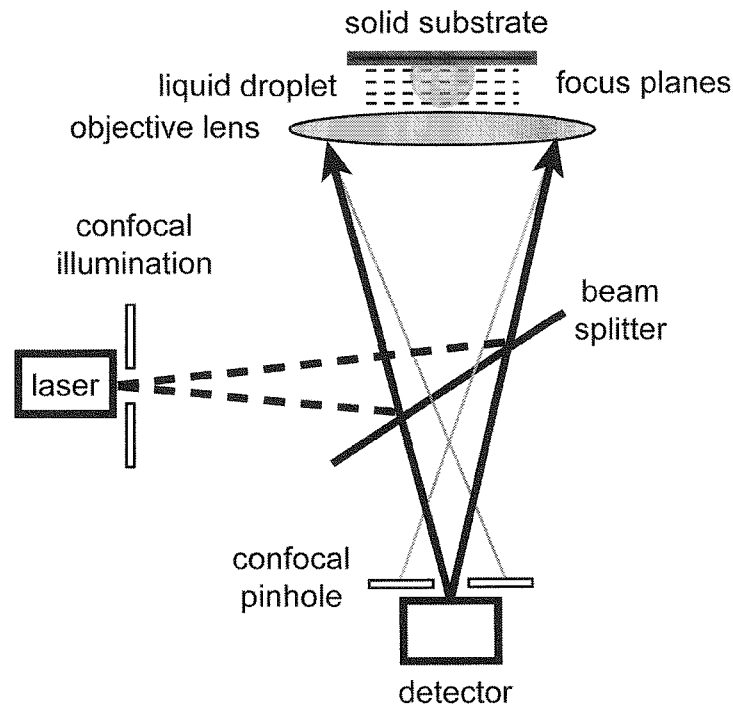


Fig. 2: Schematic view of the optical path during confocal recording of the image planes of a droplet (G2R laboratory, University of Nancy, France, <http://www.confocal.sciences.uhp-nancy.fr/>).

## 2D CSLM Images reconstructed along XZ and YZ planes

The contact angles are calculated with several section photographs of the fluid droplet obtained by CSLM after 3D reconstructions along XZ and YZ planes. On each Z section the drop profile tangents are drawn from the contact point between the solid, the liquid and the gas to the drop curvature rupture point (Fig. 3). The three phase contact point appears clearly on the CSLM pictures by the difference of the fluorescence intensities (Fig. 3) between a fluorescent oil and non fluorescent phase (water or air) and the solid substrate.

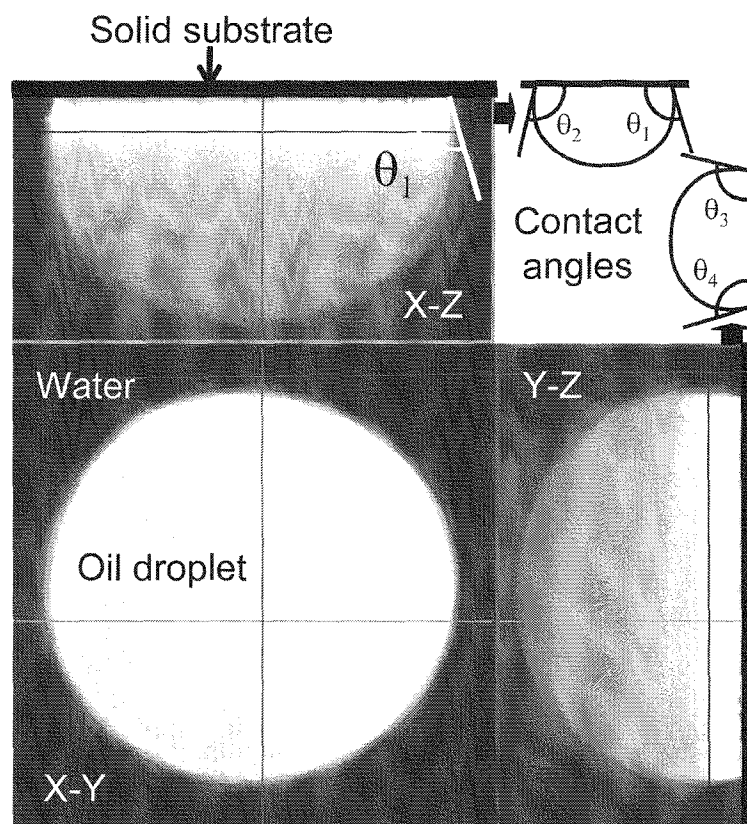


Fig. 3: X-Y, X-Z and Y-Z sections of an oil droplet in water set on a glass surface and obtained by Confocal Scanning Laser Microscopy. The different contact angles are obtained with different YZ and XZ sections of the droplet.

In order to determine the favorable location of the XZ or YZ location through the drop, theoretical contact angles have been calculated in the case of a near perfect half sphere (Fig. 4). Contact angles for each section along YZ planes (for different  $X_i$  positions) vary from 42 to 83°. The angle decreases when  $X_i$  position is far from the median plane. Accurate values of

contact angles (error lesser than  $1^\circ$ ) can be achieved for  $X_i$  position of  $\pm 15\%$  of drop diameter from the median plane.

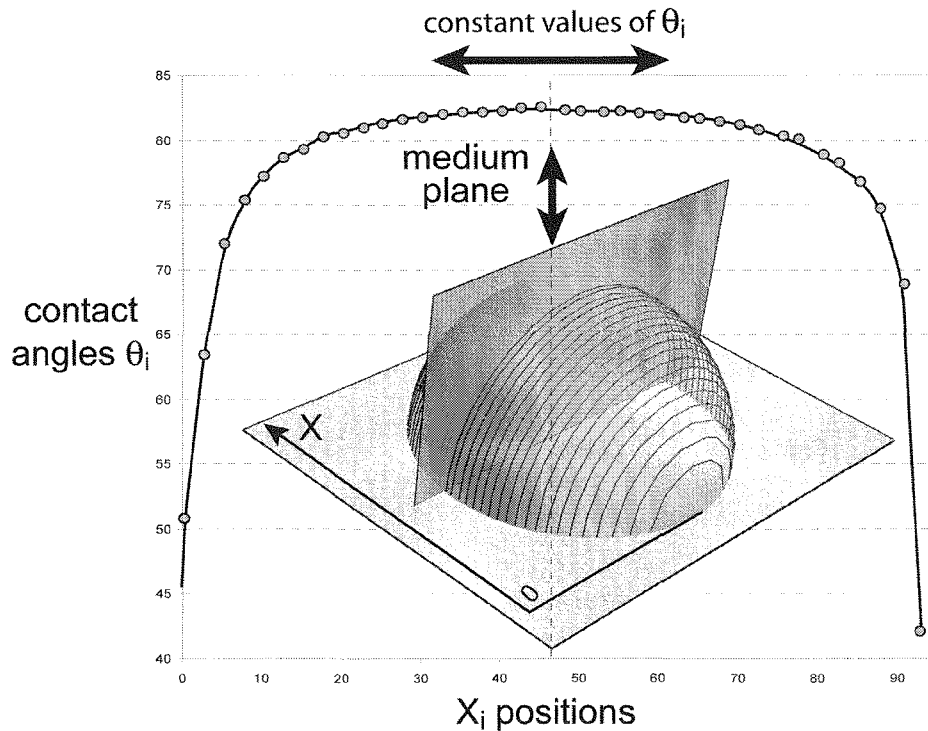


Fig. 4:  $\theta$  variations observed for a near perfect half spheres set on a solid plan. Different sections are realized for different  $X_i$  positions and the respective contact angles  $\theta_i$  are calculated. A threshold is observed with a constancy of  $\theta_i$  values (errors lesser than  $1^\circ$ ) for  $X_i$  position of  $\pm 15\%$  of drop diameter from the medium plane.

## IMAGE 3D CSLM

A first treatment of CSLM pictures is realized before the three phase system reconstruction with gOcad. A systematical and identical initial image processing is done to transform the CSLM million colors or RVB picture in a binary color picture. After this step, black pixels correspond to the fluorescent zones of the CSLM pictures. Only, the external edges of the drop are interesting for the contact angle determination. The inner zone is therefore deleted by image filtering and outer edges are precisely obtained (Fig. 5).

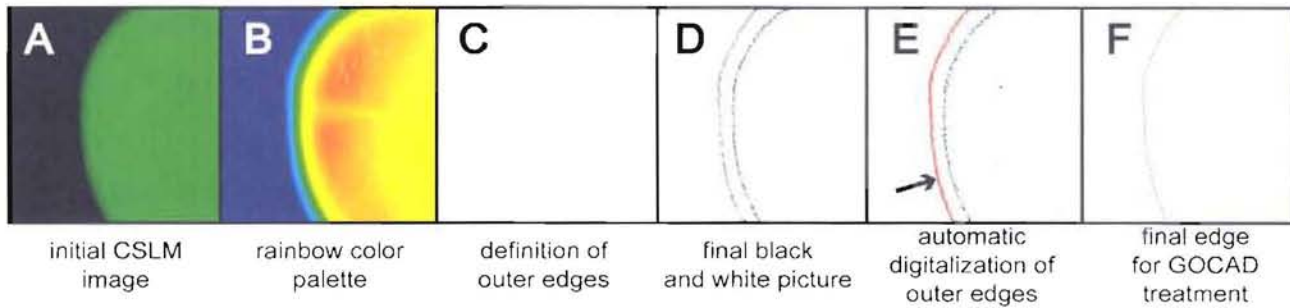


Fig. 5: Different steps of the CSLM image analysis. A) The initial CSLM image is a bitmap image characterized by a "million colors" color chart. Fluorescent zones (oil) appear with various levels of green. B) An other type of colour palette is used to better contrast non fluorescent and fluorescent zones. C) A first filter is applied to define the outer edges of the oil droplet. D) Edges are enhanced and the image is simplified with a binary black and white colour palette. E) A Visual Basic code developed in the G2R laboratory allows an automatic digitization of the outer edge assuming that this edge is characteristic of the oil-air interface. F) A text type file is created to store XY coordinates of the droplet edge. These data are then used to build the gOcad files.

Black and white pictures are loaded in a Visual Basic code to transform the black pixel positions in ASCII data where each fluorescent pixel of the outer edges of the drop are characterized by a XY and Z coordinates. The Z coordinate is constant for each section and corresponds to the height level where the CSLM picture was done.

Series of ten or more sections are treated for each drop and a database is obtained for the phase systems oil-solids-air (Table 2).

The gOcad modeler allows to model realistic and complex natural objects thanks to a variety of preprocessed discrete objects as pointset, polygonal lines, triangulated surfaces or tetrahedral volumes (Mallet, 2002). The first type of objects corresponds to the 3D mapping of discrete XYZ data in the camera window of gOcad. This object is the basis of the model construction. Here, the different CSLM pictures are numerically treated to obtain black and white pictures and XYZ points correspond to the XYZ positions of the black pixels which are initial fluorescent zones and edges of the oil drop (Fig. 5). Each pointset object represents one CSLM image i.e. one specific height level of Z. For the samples, more than 15 sections and initial CSLM pictures are done and represent drop height samplings from 24.5  $\mu\text{m}$  (stack sizes for the oil-air-glass system) to 170  $\mu\text{m}$  (stack sizes for the oil-water-paraffin system). The differences of height samplings are due to the wettability characteristics of the solids and the more or less intense spreading of the oil drops on the solids.

In a second stage, a polygonal line is fitted to each initial pointset. These lines are densified with a minimum segment length corresponding to a sampling of around  $5^\circ$  along the drop perimeter.

Finally, a triangulated surface is built from the set of lines obtained in the second stage. This surface is densified and fitted to data by using the DSI method (Mallet, 1992, 2002; Fig. 6). All the process from the image treatment to the 3D surface construction constitutes a robust design and was applied to the identical to all the samples presented in this paper.

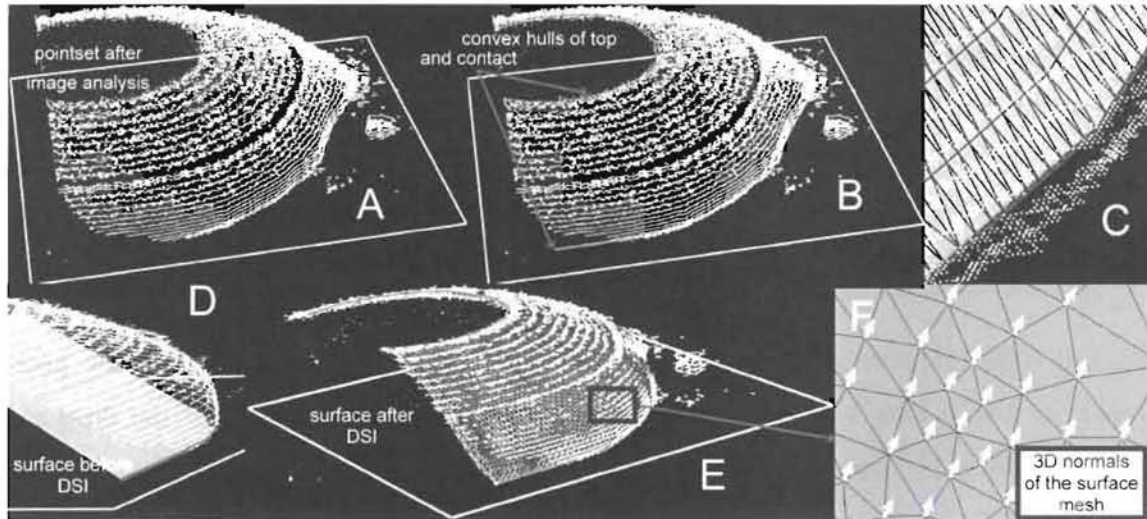


Fig. 6: Different steps of the gOcad model building. A) The initial CSLM image is imported in gOcad by the way of a XYZ pointset (white discrete dots). B) The different convex hulls of each Z levels are built, here the top and bottom curves are shown. These curves correspond to the future skeleton of the surface and each level of the curve points corresponds to the initial sampling of the CSLM image. C) A regular triangulation is first used to build the surface. D) This surface is initially fit to the different curves but not even interpolated with the Discrete Smooth Interpolation mode (DSI) and the triangulated mesh doesn't fit the original pointset. E) With some geometric constraints on the surface object and on the initial points, the final surface is irregularly meshed to fit the points and finally obtained with a few DSI iterations. F) The surface corresponds to the CSLM points. The XYZ coordinates of the normals to each triangle in the vicinity of the contact zone are then extracted and exported in a text file. The contact angles are calculated with these coordinates.

The complex surfaces can be characterized by a 3D property which attributes  $n_x$ ,  $n_y$  and  $n_z$  coordinates to all the normals of the triangles constituting the surface (Fig. 6). Only the contact zone has been characterized by these normals (i.e. the drop first curvature). This contact zone corresponds generally to a height around 25 microns from the solid plates. The

contact angles are deduced from a trigonometric relation using the  $n_z$  coordinates of the normal unit vectors (Equation 1, Fig. 7).

$$\theta = \frac{\pi}{2} + \text{Arcsin}(n_z) \quad (1)$$

where  $\theta$  is the contact angle and  $n_z$ , the Z coordinate of the normal vector

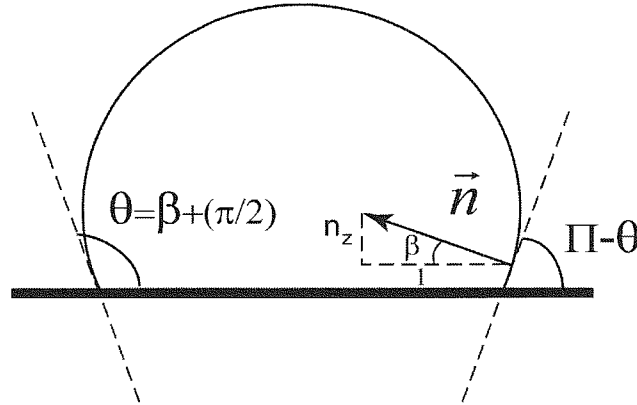


Fig. 7: Schematic view of the trigonometric relations existing between the drop surface and the contact angle.

The gOcad modeler calculates the normals of the whole surface in the contact zone allowing to systematically define the whole contact angles on the entire perimeter of the oil drop. The different values of  $\theta$  are then statistically treated.

## SAMPLING

Each sample is represented by a small drop of liquid set on a solid surface. The liquid is in equilibrium with its vapor. Three natural oils coming from different petroleum wells are called oil5, oil9 and oil14. These oils are naturally fluorescent. Graphite, quartz, glass, paraffin, stibnite and vermiculite are used as smooth solid substrates. Two types of samples are used to estimate the contact angles with the CSLM technique. In the case of solid-liquid-air systems, a liquid droplet is set on a solid surface with a micro-syringe. After each measurement, ethanol is used to perfectly clean the solid surface in order to get reproducible results. In the case of solid-liquid-water systems, the liquid drop (Oils 5, 9 or 14) is set on a solid surface and then immersed in an immiscible liquid (water, Table 2). The two liquids are then locked up between two glass wafers. Tightness is realized to avoid any perturbations of

the droplet shape during the measurement.

The different systems used in this study and the type of objective are detailed in Table 2.

SOLID	FLUID1	FLUID2	CLSM
Quartz	Air	Oil H9	Objective * 40 No immersion oil wavelength laser used 633 nm
Vermiculite	Air	Oil H9	Objective * 40 No immersion oil wavelength laser used 633 nm
Graphite	Air	Water + fluorochromes Oil H5 Oil H9 Oil H14	Objective * 10 No immersion oil wavelength laser used 514 nm
Paraffin	Air	Water + fluorochromes Oil H5 Oil H9 Oil H14	Objective * 10 No immersion oil wavelength laser used 514 nm
Glass	Air	Oil H5 Oil H9 Oil H14	Objective * 40 No immersion oil wavelength laser used 633 nm
Stibnite	Air	Water + fluorochromes Oil H5 Oil H9 Oil H14	Objective * 10 No immersion oil wavelength laser used 514 nm

Table 2: Different solid-fluid1-fluid2 systems used in this study. Only Air is used as fluid1, different natural oils or water characterize the fluid2. Small amounts of fluorochromes are added to water to produce fluorescence without modification of surface tension. The types of objective and the laser parameters used during the CSLM acquisition are too mentioned.

## RESULTS

Contact angles measured with the XZ or YZ CSLM image analysis and those measured by the  $\theta/2$  method for different solid-liquid-air systems are presented in Table 3 and Fig. 8 with their mean values of contact angles weighted by their standard deviations (Table 3).



SOLID	FLUID1	FLUID2	2D CSLM	GONIOMETER
Quartz	Air	Oil H <sub>9</sub>	7.26 ± 0.59	9
Vermiculite	Air	Oil H <sub>9</sub>	8.9 ± 0.76	8
Graphite	Air	Water + fluorochromes	75 ± 0.97	82
Graphite	Air	Oil H <sub>5</sub>	25.4 ± 0.84	20
Graphite	Air	Oil H <sub>9</sub>	11.4 ± 0.52	15
Graphite	Air	Oil H <sub>14</sub>	7.86 ± 0.72	4
Paraffin	Air	Water + fluorochromes	69.75 ± 0.7	100
Paraffin	Air	Oil H <sub>5</sub>	26 ± 1.33	20
Paraffin	Air	Oil H <sub>9</sub>	21.7 ± 0.86	18
Paraffin	Air	Oil H <sub>14</sub>	10.4 ± 0.59	7
Glass	Air	Oil H <sub>5</sub>	6.7 ± 0.9	4
Glass	Air	Oil H <sub>9</sub>	13.9 ± 1.27	26
Glass	Air	Oil H <sub>14</sub>	7.8 ± 0.46	0
Stibnite	Air	Water + fluorochromes	53 ± 1.26	65
Stibnite	Air	Oil H <sub>5</sub>	21.5 ± 1.06	27
Stibnite	Air	Oil H <sub>9</sub>	11.6 ± 0.29	10
Stibnite	Air	Oil H <sub>14</sub>	7.1 ± 0.57	4

Table 3: Mean contact angles weighted by their standard deviations obtained for the different 3 phase systems with the two first techniques: the Matlab graphical image analysis using the median CSLM sections and the Goniometry method.

A first look at Fig. 8 shows that there is good matching between goniometer data and image analysis from 2D CSLM pictures. Same sizes of order are obtained for the various contact angles which define correctly the classical wettability of the different solid- liquid-air systems and therefore shows the validity of the new CSLM method.

However, a more precise study of Fig. 8 shows that some systems present slight different values of  $\theta$  angles with the two techniques: glass-oil<sub>9</sub>-air, glass-oil<sub>14</sub>-air, graphite-water-air and stibnite–water-air. In these cases, the CSLM methodology gives contact angle of  $\pm 10^\circ$  in comparison with the classical goniometric technique. This discrepancy can be explained by the observation scale which is different for the two techniques. The location of the contact point between the three phases is crucial to define precisely the correct profile tangent of the droplet and the resulting contact angle. This difference is important because it can produce for example, strong variations in the interpretation of storage capacities or permeability of petroleum reservoirs or aquifers.

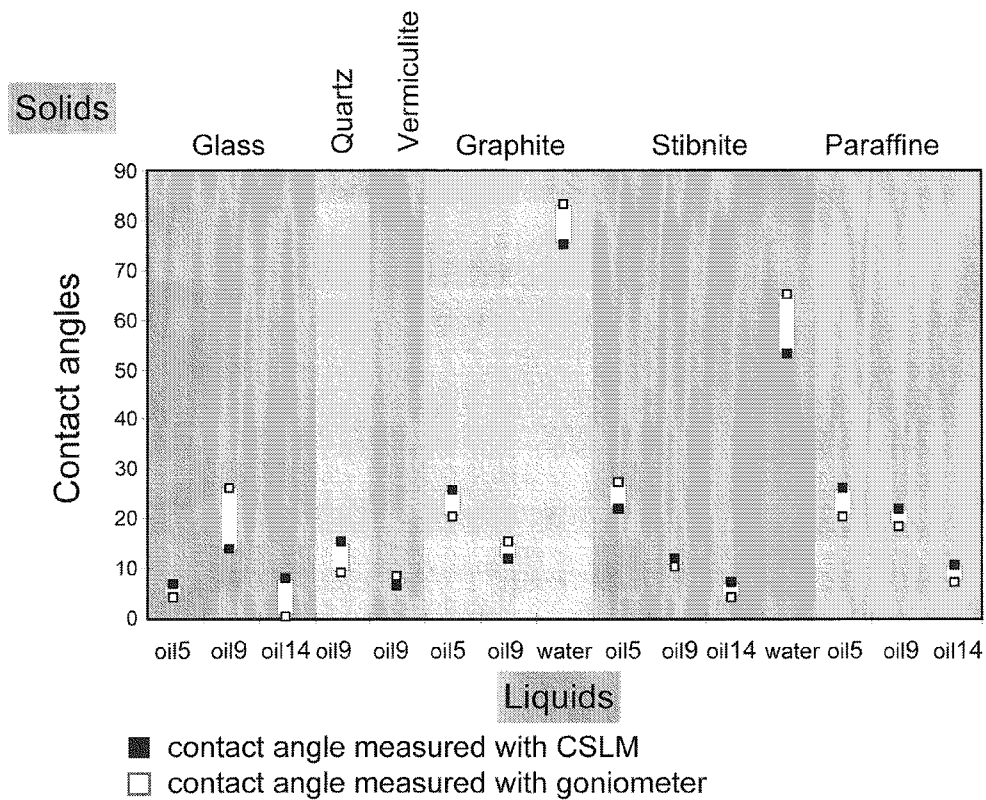


Fig. 8: Values of contact angles measured by CSLM method compared with those measured by the goniometry method for different specimens of solid-liquid-air.

In order to decrease the approximations due to Z plane selection and tangent drawing, a gOcad statistical treatment has been developed from the 3D drop construction. All the contact angles deduced from the difference surface normals (Fig. 6) are presented in Fig. 9. In this plot, the frequency histograms are calculated for the contact angles of the different three phase systems. A first observation shows that no real unimodal distribution exists and that  $\theta$  values are highly variable for each system. From the contact points ( $Z=0$ ) to the maximal Z samplings, variations of more than  $20^\circ$  can be observed for the whole three phase systems and these variations are nearly continuous from  $0^\circ$  to  $40^\circ$  for the oil9-air-glass system. These variations result from the 3D surface construction of the drop which produces complex morphologies due to the image treatment and the evolution with Z of the fluorescence intensity during CSLM acquisition. Despite this variability, some nice trends are observed and describe main modes for contact angles. Indeed, the oil9-air-quartz contact angles are well distributed with two modes at  $6^\circ$  and  $8^\circ$  but a mean value of  $6.5^\circ$  and a standard deviation of  $1.7^\circ$  ( $9^\circ$  for goniometer value). The same observation can be done for the oil9-air-graphite system with again two modes at  $8^\circ$  and  $14.5^\circ$ . The goniometer value of  $15^\circ$  fits with the

second mode obtained with CSLM technique. Such relation is more or less reproducible for all investigated systems: the goniometer angle is similar to the second mode deduced from CSLM technique.

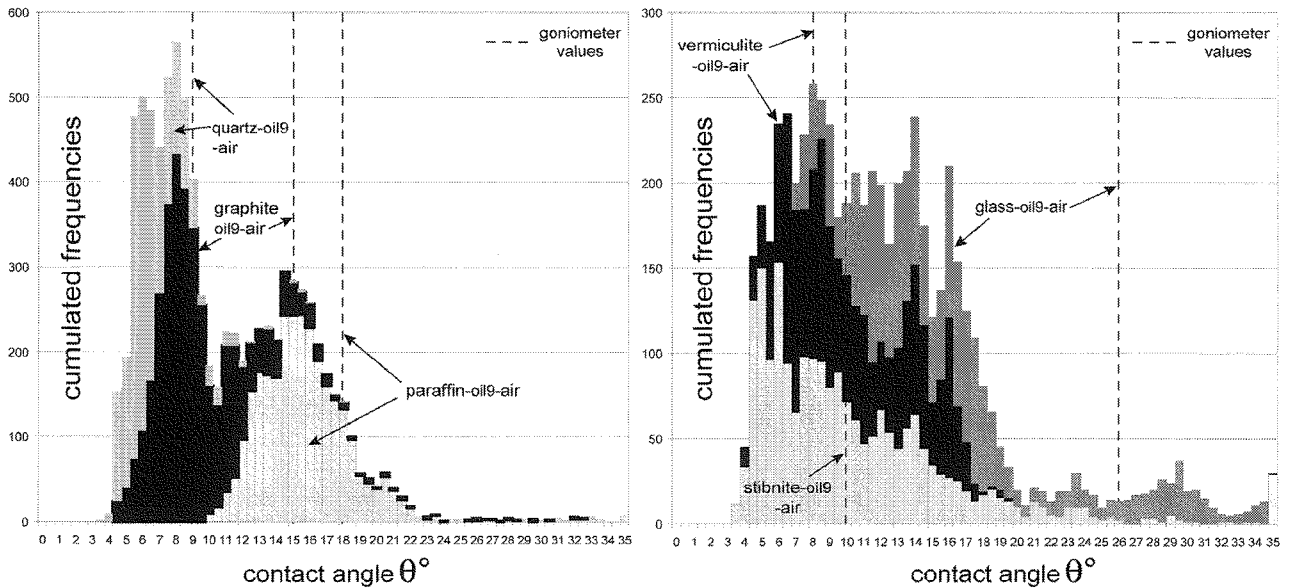
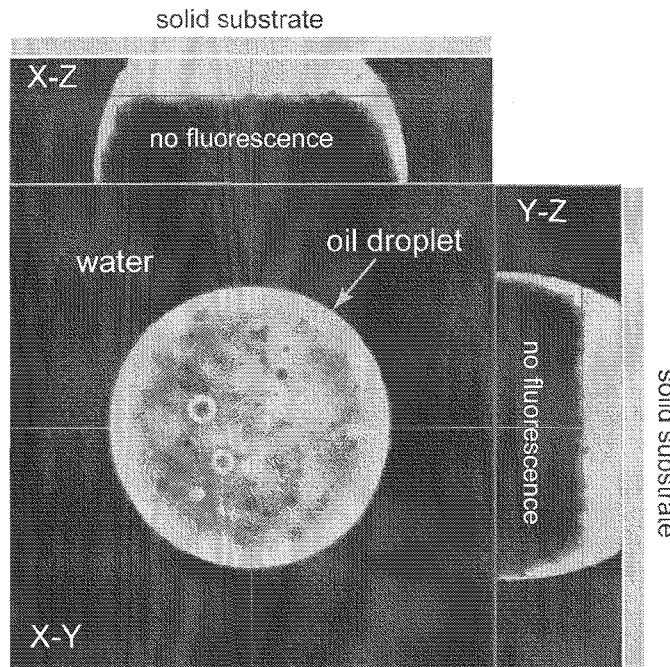


Fig. 9: Frequency histograms of the contact angles calculated with the CSLM 3D models for the different three phase systems. Bars with different patterns correspond to the different systems and the dashed lines indicate the respective values of the contact angles determined with the goniometric method.

It implies that the two different scales of observations can induce non negligible differences in the determination of angles. Higher the angle value is, higher this difference exists. Glass and paraffin solids are badly described by goniometer values with respectively  $26^\circ$  and  $18^\circ$  for goniometer and  $15.0^\circ \pm 6.5^\circ$  and  $15.7^\circ \pm 3.3^\circ$  for CSLM angle values but highly variable distributions and different modal values. Lesser the angle of contact is, higher the zoom used by goniometry is and therefore closer the scales of measurement in comparison with CSLM are. A first conclusion is that the CSLM estimation of the contact angles is quite good in comparison with goniometer values with same sizes of order for the different system contact angles (Fig. 8 and Table 3). However, CSLM puts in light too that the scale of observation seems crucial to correctly discriminate the triple points between solid-liquid-air systems and that the microscopic scale of observation shows the drop irregularity and therefore a high variability of the angle values. The question stays what is the correct scale of observation and what is the more accurate value of the contact angles.

## DISCUSSION

The variability of the contact angles determined by the CSLM 3D construction is the first point to precise in this study. As it was said in the result section, a large distribution of  $\theta$  values comes from the surface construction with gOcad despite the smoothing linked to the DSI interpolation. The high or low roughness observed for the surfaces depend on the initial points used to fit the surface. These points are deduced from raw CSLM pictures after exactly the same image treatment and filtering. The difference comes therefore and probably from the intensity of fluorescence of the oil drops used during the recording. Natural oils are characterized by very complex chemical compositions. An example of this complex chemistry is illustrated in Fig. 10 where is presented a CSLM picture corresponding to XY, XZ and YZ sections of a glass-natural oil-water system. This picture shows that variations of fluorescence intensities can be detected. A strong concentration of fluorochromes at the solid-oil and water-oil interface is the witness of the chemical heterogeneity of the oil phase but shows also that the drop is a stable emulsion of water in oil. The water droplets appear dark on the XY section, generally surrounded by a highly fluorescent halo. This halo is assumed to be enriched in fluorochromes. The presence of numerous water droplets in oil could explain the roughness of the contour of the oil drop. The hydrophilic character of the fluorochromes can be possibly invoked to explain the variation of fluorescence intensity. In this case, the contact angle does not correspond to the oil in itself but to a specific molecular fraction of this oil with a specific interfacial tension. CSLM reveals to be an efficient tool to detect fluid heterogeneity. In this case, a specific contact angle for the oil is difficult to consider. What is really the fluid forming the drop and what are its specific physical properties?



S.C.D. - U.H.P. NANCY 1  
BIBLIOTHÈQUE DES SCIENCES  
Rue du Jardin Botanique - BP 11  
54501 VILLERS-LES-NANCY Cedex

Fig. 10: Water droplets inside a natural oil drop set on a glass solid surface. Note the great variation of fluorescence intensity inside the oil drop.

The second important point is that CSLM pictures allows to define systematically lesser or higher mean values of contact angles than the classical goniometer method (Fig. 11). These mean values seem to be not relevant at the CSLM scale. Contact angles on Fig. 11 show several levels and sizes of order of  $\theta$ . For example, in the oil-air-quartz system, a first level is characterized in the vicinity of the contact zone (between 0 to 10  $\mu\text{m}$ ) with initial contact angle values around  $6^\circ$ . By contrast, and with higher drop heights,  $\theta$  values regularly increase and reach a value of  $8^\circ$  corresponding approximatively to the value obtained by the goniometer analysis (Fig. 11A). This increase shows that the external perimeter of the drop is more flat and that this zone largely spreads on the solids. The same type of observations can be done for the oil9-air-vermiculite system where again two main  $\theta$  levels are defined (around  $15^\circ$  and  $7.5^\circ$ ). However, this time higher first  $\theta$  are observed (between 0 and 8  $\mu\text{m}$  from the contact) and then decrease with the increase of the drop height. The last stable values ( $7^\circ$ - $8^\circ$ ) correspond, as previously, as nearly the goniometer value ( $8.9^\circ$ ). This solid is therefore less wettable at the CSLM scale of observation.

In the cases presented in Fig. 11, contact angles show relatively homogeneous stable values in the vicinity of the triple point with angles around  $6^\circ$  and  $15^\circ$  for respectively the oil9-air-quartz and the oil9-air-vermiculite systems. These angles gradually increase (oil9-air-quartz) or decrease (oil9-air-vermiculite) to reach the goniometer values for Z heights up to

10  $\mu\text{m}$ . It implies that angles become similar between the two techniques until a certain contact point and that these 10-15  $\mu\text{m}$  of height seem crucial to precisely defined realistic values of  $\theta$ .

Whatever the order of the angle size, CSLM shows the complex pattern of an oil drop spreading on a solid plate. In the case of petroleum reservoirs, fluids are present in the rock micro porosity or in microcracks and permeability must be studied with micro fluidic considerations and parameters. Which methodology gives the most adapted values for the contact angle estimation is still the main question to solve.

Lesser values of contact angles than goniometer values imply that the drop is spreading more on solids and that the wettability is higher.

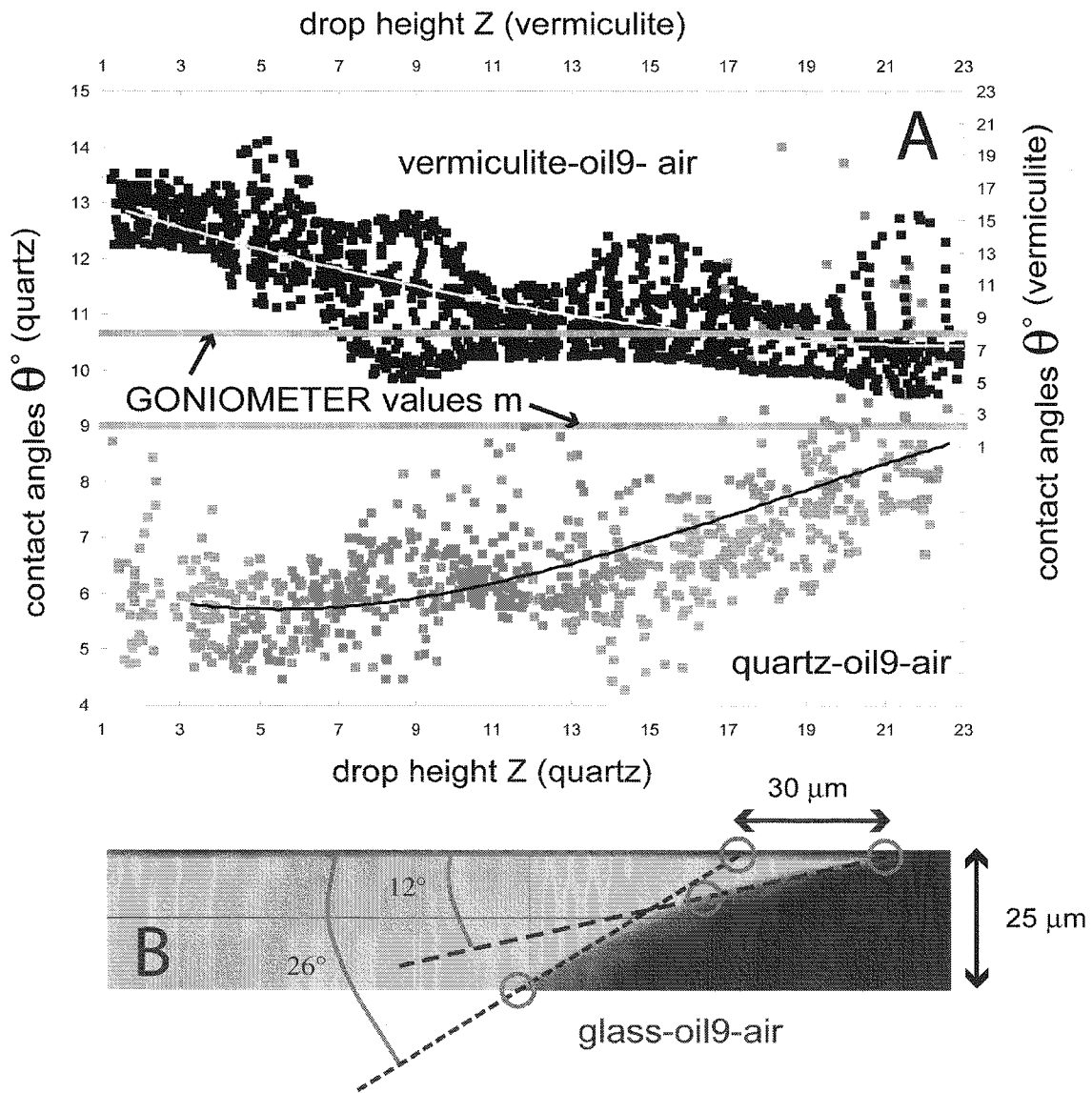


Fig. 11: A) Plot of the contact angles versus the drop height Z for two oil9-solid-air system (Vermiculite and Quartz). A continuous decrease or increase of the  $\theta$  values are observed with increasing Z and the goniometer values of reference are reached only for Z higher than around  $20 \mu\text{m}$ . B) CSLM XZ section of a drop corresponding to the oil9-glass-system illustrating the modification of the drop slope for Z higher than  $12 \mu\text{m}$ . Two main contact angles are defined from two triple points spaced by  $30 \mu\text{m}$  illustrating the difference of  $\theta$  value determination between the goniometer and the CSLM scale of observations.

The morphology of the drop is therefore more complex than a pseudo-half sphere. The problem is that the external perimeter seems to be characterized by a different contact angle than the "inner drop". Indeed, the same observation can be done in the case of the oil9-glass-

air system presented in Fig. 11B where the  $\theta$  values clearly shows two trends. This picture shows that the contact point definition (grey large circle on Fig. 11B) can be move to fit the two main slopes of the profile. Only 30  $\mu\text{m}$  separate the two extreme tangent drawings but produce two angles from  $12^\circ$  to  $26^\circ$ . The goniometer camera does not allow such precision to define a good triple point. In this case, choose the best or more appropriate value is again quite difficult. For this system, the 2D image analysis gives a mean value of  $13.9^\circ \pm 1.3^\circ$ . This value fits relatively correctly the first mode obtained at  $\theta=14^\circ$  in Fig. 9, but the goniometer value given at  $26^\circ$  is strongly different. The goniometer value fits nearly to the second mode of the distribution and is a sort of maximal value that illustrates again the fact that the scale effect is crucial for a precise determination of the contact angle.

## CONCLUSION

Contact angle measurement is a simple and very useful tool to evaluate the wettability and the surface energy of a material in contact with two immiscible fluids. In this paper, two main methodologies of contact angle measurement are presented and compared. The CSLM and the goniometer approaches give the same sizes of order for different oil-solid-air systems. However, the 3D microscopic images of the different droplet taken by CSLM give other important informations as for example the heterogeneous distribution of the fluorochromes inside the drops or, for the main point, the problem of the scale definition of the contact angle. It appears that the drop shape is not regular and that the drop spreading on a solid plate is not homogeneous with the drop height. For lower heights, the gOcad model shows smaller or higher contact angles. Such observations point out the role of the scale needed to correctly estimate the real or most realistic contact angle. This difference between the two technique scales can induce not neglectible errors on the quantification of the main hydraulic parameters as saturation for example. In perspective of this work, the following question could be asked: in the case of oil-water-solid system with  $\theta_{\text{oil}} > 90^\circ$ , is there a real contact of oil with the solid at the scale of nanometer? The answer is not probably identical for all solids and depends on the hydrophobic/hydrophilic properties of their surfaces. Such observations have consequences on the knowledge of crystal growth in oil water geological systems. The presence of a residual film of water on mineral surfaces can be suggested to explain that oil change in a reservoir does not totally inhibit the diagenesis (i.e. mineralogical formation in sediments). The CSLM technique can therefore bring some relevant insights for a better



understanding of monophasic or diphasic fluid flows in porous or fractured rocks and bring some evidence that we need to reconsider contact angle measurements in the case of complex natural fluids.

*Acknowledgments:* A particular thanks is due to Mathieu PETRISSANS and Mohamed HAKKOU from LERMAB UMR (1093), UHP, Vandoeuvre lès Nancy France for the goniometer measurements. Pierrick GAUDIN from ENSG, Nancy, France is too kindly thanked for his preliminary work on the gOcad models .This work was partly supported by the Institut National Polytechnique de Lorraine.

## References

- [1] Cuiec, L., 1977. Study of Problems Related to the Restoration of the Natural State of Core Samples, *J. Can. Petr. Tech.* (Oct.-Dec. 1977) 16: 68-80.
- [2] Anderson, W.G., 1986a. Wettability Literature Survey Part 1: Rock/Oil/Brine interactions and the effects of core handling on wettability. *Journal Petroleum Technology*. October vol38: no11 pp1125-1144.
- [3] Anderson, W.G., 1986b. Wettability Literature Survey – Part 2: Wettability Measurement. *J. Petrol. Tech.*, 38: 1246-1262.
- [4] Craig F.F. Jr., 1971. *The Reservoir Engineering Aspects of Water-flooding*. Society of Petroleum Engineers, Dallas, USA.
- [5] Salathiel R.A., 1973. Oil recovery by surface film drainage in mixed-wettability rocks. *J. Petrol. Technol.*, 1216-1224.
- [6] Morrow N.R., Lim L.T. and Ward J.S., 1986. Effect of Crude-Oil-Induced Wettability Changes on Oil Recovery. *SPEFE J.* Feb. 89-103.
- [7] Anderson W.G. SPE, Conoco Inc. 1987. Wettability Literature Survey-Part 4: Effects of Wettability on Capillary Pressure. *Journal of Petroleum Technology*, Octobre 1987.
- [8] Morrow N.R., 1991. Introduction to interfacial phenomena in oil recovery. *Interfacial Phenomena in Petroleum Recovery*, Surfactant science series, Ed. Morrow N.R, Marcel Dekker, New-York, vol. 36, cap.1, 1-21.
- [9] Jadhunandan P.P, Morrow N.R., 1995. Effect of wettability on water-flood recovery for crude-oil/brine/rock systems. *SPE Reservoir Engineering*, February, 40-46.
- [10] Briant, J. and Cuiec, L., 1971. In proceeding of the 4<sup>th</sup> ARTEP symposium, Rueil Malmaison, June 7-9, 1971, Edition Technip, Paris.
- [11] Crocker, M.E. & Marchin, L.M., 1988. Wettability and adsorption characteristics of crude-oil asphaltenes and polar fractions. *Journal of Petroleum Technology* 40: 470-474.
- [12] Zisman W.A., 1964. Relation of Equilibrium Contact Angle to Liquid and Solid Constitution, *Advances in Chemistry Series No. 43*, American Chemical Society, Washington DC, 1964 Chapter 1.
- [13] Rao D.N., 2002. Measurements of dynamic contact angles in solid-liquid systems at elevated pressures and temperatures. *Journal of Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 206: 203-216.

- [14] Slobod, R.L. and Blum, R.A., 1952. Method for determining the wettability of reservoir rocks. *Petroleum Transactions of the AIME* (1952) 195 1.
- [15] Johansen, R.T. and Dunning, H.N., 1953. Relative wettability tendencies of crude oils by the capillarimetric method. *Producers Monthly* 17 (1953) 20.
- [16] Brown, R.J. and Fatt, I., 1956. Measurement of fractional wettability on oil field rocks by the nuclear magnetic relaxation method. *Petroleum Transactions of AIME* 207 (1956) 262.
- [17] Gatenby, W.A. and Marsden, S.S., 1957. Some wettability characteristics of synthetic porous media. *Producers Monthly* 22 (1957) 5.
- [18] Holbrook, O.C. and Bernard, G.G., 1958. Determination of wettability by dye adsorption. *Petroleum Transactions of the AIME* 213 (1958), 261.
- [19] Amott, E., 1959. Observations relating the wettability of porous rocks. *Petroleum Transactions of the AIME* 216 (1959), 156.
- [20] Raza, S.H., Treiber, L.E. and Archer, D.L., 1968. Wettability of Reservoir Rocks and Evaluation. *Production Monthly*, April (1968), 32, n°4, 2-7.
- [21] Donaldson, E.C., Thomas, R.D. and Lorenz, P.B., 1969. Wettability determination and its effects on recovery efficiency. *Society of Petroleum Engineers Journal* 9 (1969) 13.
- [22] Treiber, L.E., Archer, D.L. and Owens, W., 1972. A laboratory evaluation of the wettability of fifty oil producing reservoirs. *SPE J.*, Dec. 1972, 12: 531-540.
- [23] Frehse, W., 1973. Method for the evaluation of wettability of reservoir rock. *Zeitschrift für Angewandte Geologie*. (1973) 19.
- [24] Swanson, B.F., 1980. Rationalizing the influence of crude wetting on reservoir fluid flow with electrical resistivity behaviour. *Journal of Petroleum Technology* 32 (1980) 1459.
- [25] Anderson, W.G., 1985. Wettability literature survey: Part 2. Wettability measurement. *SPE unsolicited paper* (1985) 13933.
- [26] Howard, J.J., 1994. Wettability and fluid saturations determined from NMR  $T_1$  distributions. *Magnetic Resonance Imaging* 12 (1994) 197-200.
- [27] Leger L. and Joanny JF. Liquid spreading *Rep Prog Phys*; 55 (1992) 431-86.
- [28] Yang M.-W., Lin S.-Y., 2003. A method for correcting the contact angle from the  $\theta/2$  method. *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects* 220: 199-210.
- [29] Li D., 1996. Drop size dependence of contact angles and line tensions of solid-line systems. *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects* 116: 1-23.
- [30] Gu Y., 2001. Drop size dependence of contact angles of oil drops on a solid surface in water. *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects* 181: 215-224.

[31] Zhang N., Chao D.F., 2002. A new laser shadowgraphy method for measurements of dynamic contact angle and simultaneous flow visualization in a sessile drop. *Optics & Laser Technology*. 34: 234-248.

[32] Pironon J., Canals M., Dubessy J., Walgenwitz F., Laplace-Builhe C., 1998. Volumetric reconstruction of individual oil inclusions by confocal scanning laser microscopy. *Eur. J. Mineral.* 10: 1143-1150.

[33] Mallet, J.L., 2002. *Geomodeling*. Oxford University Press, Inc., New York, NY, 624 pp. 2002.

[34] Mallet, J.L., 1992. Discrete smooth interpolation in geometric modelling. *Computer aided design*, 24: 178-191.

**Partie II :**  
**Ecoulements diphasiques liquide-gaz**  
**et liquide-liquide**



## Chapitre II.1

### Écoulements diphasiques en mini et microcanaux

Ce chapitre présente une étude bibliographique sur les principaux travaux réalisés dans le cadre des écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-liquide dans les mini et microcanaux.

Tout d'abord, une description des principales configurations d'écoulement liquide-gaz observées dans les canaux de larges diamètres et de différentes orientations. Ensuite, les principales configurations d'écoulement liquide-gaz observées dans les mini et microcanaux sont analysées. Les différents paramètres agissant sur ces dernières sont également discutés. De plus, les différents modèles utilisés pour décrire les pertes de pression dans les mini et microcanaux sont exposés.

En l'absence de travaux entrepris (à notre connaissance) dans le cadre des microcanaux pour les écoulements liquide-liquide, une analyse des principales études effectuées dans les canaux de larges diamètres est décrite dans le dernier paragraphe.

#### 1. Caractéristiques des écoulements diphasiques dans les microcanaux

Les principaux paramètres caractérisant l'hydrodynamique d'un écoulement liquide-gaz sont:  $\rho_L$ ,  $\rho_G$ ,  $\mu_L$ ,  $\mu_g$ ,  $\sigma$ ,  $D$ ,  $g$ ,  $\theta$ ,  $\phi$ ,  $V_L$  et  $V_G$ . Où :

- $\rho_L$  et  $\rho_G$  sont respectivement les masses volumiques du liquide et du gaz,
- $\mu_L$  et  $\mu_g$  sont respectivement les viscosités dynamiques du liquide et du gaz,

- $\sigma$  est la tension superficielle,
- $D$  est le diamètre hydraulique,
- $g$  est l'accélération de la pesanteur,
- $\phi$  est l'angle d'inclinaison de la conduite,
- $\theta$  est l'angle de contact solide-liquide-gaz,
- $V_L$  et  $V_G$  sont respectivement les vitesses débitantes du liquide et du gaz, c'est-à-dire le rapport du débit du fluide considéré à la section de la conduite.

Le regroupement de ces paramètres sous formes adimensionnelles conduit à cinq nombres principaux :

- Nombre de Etovos : 
$$Eo = \frac{\Delta\rho gD^2}{\sigma} \quad (\text{Eq. 1})$$

- Nombre de Weber pour la phase liquide : 
$$We_L = \frac{\rho_L V_L^2 D}{\sigma} \quad (\text{Eq. 2})$$

- Nombre de Weber pour la phase gazeuse : 
$$We_G = \frac{\rho_G V_G^2 D}{\sigma} \quad (\text{Eq. 3})$$

- Nombre de Reynolds pour la phase liquide : 
$$Re_L = \frac{\rho_L V_L D}{\mu_L} \quad (\text{Eq. 4})$$

- Nombre de Reynolds pour la phase gazeuse : 
$$Re_G = \frac{\rho_G V_G D}{\mu_G} \quad (\text{Eq. 5})$$

A partir des nombres précédents, on peut également définir :

- le nombre de Froude pour la phase liquide : 
$$Fr_L = \frac{V_L^2}{gD} \quad (\text{Eq. 6})$$

- le nombre de Froude pour la phase gazeuse : 
$$Fr_G = \frac{V_G^2}{gD} \quad (\text{Eq. 7})$$

- le nombre capillaire : 
$$Ca = \frac{\mu_L V_L}{\sigma} \quad (\text{Eq. 8})$$

Lorsque  $Eo$ ,  $We$  et  $Ca$  sont faibles, les effets de gravité, d'inertie et de viscosité ne sont plus signifiants vis-à-vis des effets de tension de surface. En revanche, lorsque le nombre de Reynolds ( $Re$ ) est faible, les effets de viscosité sont plus importants que les effets d'inertie.



Plusieurs études ont montré une similitude entre l'hydrodynamique des écoulements diphasiques dans les microcanaux et dans les conduites sous les conditions de la microgravité (Zhao et Rezkallah 1993, Rezkallah 1996, Lowe et Rezkallah 1999, Akbar et al. 2003). L'absence des effets de la gravité rend l'hydrodynamique d'un tel écoulement insensible à l'orientation (horizontale, verticale...) de ces systèmes.

Les études expérimentales des écoulements diphasiques liquide-gaz réalisées dans des canaux de différents diamètres montrent que la transition aux domaines où les effets de tension de surface sont prédominants a lieu pour un diamètre hydraulique compris entre 1 et 2 mm (Damianides et Westwater 1988, Triplett et al. 1999). Quelques critères existent pour déterminer le diamètre pour lequel les forces interfaciales deviennent prédominantes. On peut citer, par exemple, les deux suivants :

Suo et Griffith (1964) ont établi un critère à partir d'une étude analytique de la transition entre les configurations à poches et annulaire. Le diamètre critique pour lequel les forces interfaciales sont prédominantes peut être déduit de la relation suivante:  $\frac{\rho_L g D^2}{\sigma} < 0,88$ .

Un autre critère basé sur l'analyse de la transition d'une configuration stratifiée à une configuration non stratifiée a été proposé par Brauner et Moalem-Maron (1992) :  $Eo < (2\pi)^2$ .

L'ensemble de ces paramètres et critères est essentiel pour caractériser l'hydrodynamique d'un écoulement diphasique aussi bien dans les conduites que dans les mini ou les microcanaux.

## **2. Écoulements diphasiques liquide-gaz**

### **2.1. Configurations d'écoulements diphasiques**

#### **2.1.1 Définitions**

Les modèles diphasiques proposés dans la littérature dépendent des configurations d'écoulements, c'est-à-dire de la topologie des interfaces entre les deux fluides et de la dispersion d'une phase au sein de l'autre phase. Il convient donc d'identifier la cartographie des écoulements étudiés, c'est-à-dire d'identifier les configurations observées en fonction des vitesses débitantes des deux fluides.

La description des configurations d'écoulement prend donc en compte:

- les structures géométriques des interfaces "bulles, poches, annulaire..."
- les dimensions caractéristiques des parties fluides "diamètres des bulles et leur forme géométrique, longueur des poches, épaisseur de film liquide..."

Ces descriptions sont généralement basées sur un examen visuel, souvent qualitatif et subjectif.

### **2.1.2. Principales configurations d'écoulement liquide-gaz en conduites**

Des quatre types d'écoulements diphasiques liquide-gaz, liquide-liquide, solide-gaz, et solide-liquide, les écoulements liquide-gaz sont les plus complexes puisqu'ils combinent les caractéristiques d'une interface déformable et la compressibilité de la phase gazeuse. Pour des débits donnés des deux phases dans un canal déterminé, la distribution interfaciale liquide-gaz peut prendre une infinité de formes. Cependant, plusieurs facteurs tendent à limiter l'étendue des possibilités :

- selon les conditions d'écoulement, il existe des régions du canal où une phase est continue et l'autre discontinue, par exemple un écoulement de petites gouttelettes dans un continuum de gaz ou l'écoulement d'une dispersion de bulles dans un continuum de liquide.

- lorsqu'une phase est dispersée dans une autre, la phase discontinue (bulles ou gouttes) tend à prendre une forme sphérique sous l'influence de la tension superficielle. En général, plus l'influence de la tension superficielle est grande, plus l'élément discontinu est petit. Dans le cas où les bulles (ou les gouttes) sont de grandes tailles, le champ hydrodynamique tend à leur faire perdre leurs formes sphériques.

- il est souvent constaté que la paroi de la conduite reste mouillée par la phase liquide et que la phase gazeuse se concentre au centre du canal. Parmi les exceptions à cette règle, on peut citer le cas de la vapeur produite par l'ébullition sur une paroi chauffante ou le cas des écoulements liquide-gaz dans les microcanaux (Barajas et Panton 1993, Iguchi et Terauchi 2001, Serizawa et al. 2002).

Les figures 1 et 2 montrent un exemple des configurations obtenues lors d'un écoulement liquide-gaz en conduite (large diamètre,  $D > 1\text{cm}$ ) verticale et horizontale respectivement. En effet, ces configurations dépendent essentiellement du débit des deux fluides, de leurs propriétés physiques et également de l'orientation de la conduite. En fonction

des débits des deux fluides et de l'orientation de la conduite, on observe les différentes configurations d'écoulement présentées sur ces deux figures.

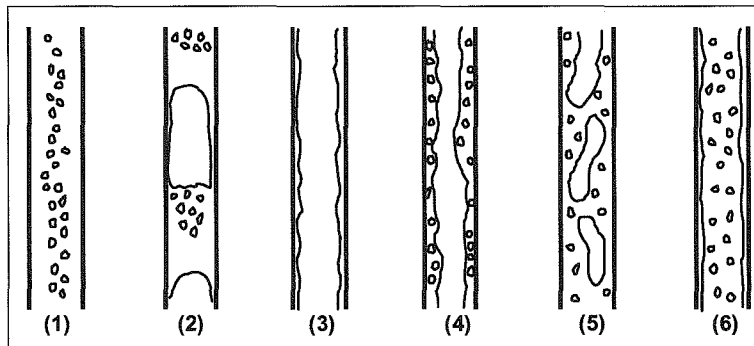


Figure 1 : Ecoulement liquide-gaz co-courants (c'est à dire que les deux fluides s'écoulent dans le même sens) descendants en conduite verticale (Delhaye, 1981): (1): Bulles; (2): Poches; (3): Film tombant; (4): Film tombant à bulles; (5): Churn; (6): Annulaire-dispersé.

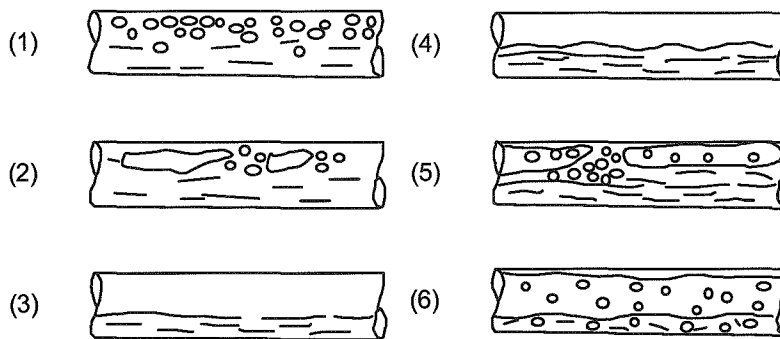


Figure 2 : Exemple de configurations d'écoulements diphasiques eau-air en conduites horizontales (Delhaye, 1981): (1): Bulles; (2): Bulles allongées; (3): Stratifié lisse; (4): Stratifié ondulé; (5): Poches; (6): Annulaire.

Les principales configurations d'un écoulement diphasique sont:

- écoulement à bulles (bubbly flow): cette configuration d'écoulement a lieu pour une faible vitesse débitante de la phase gazeuse par rapport à celle de la phase liquide. Le gaz s'écoule sous forme de bulles sphériques ou ellipsoïdales de dimension millimétrique.

- écoulement à poches (slug flow): en augmentant le débit de gaz, le volume des bulles augmente pour donner lieu à des poches séparées par des bouchons de liquide comprenant par fois de nombreuses bulles de petites tailles. C'est une configuration intermittente.

- écoulement "moussant" (churn flow): les poches s'allongent et leurs interfaces deviennent ondulées. Les bouchons de liquide se rompent. C'est la transition vers la configuration stratifiée. La configuration moussante est également qualifiée d'intermittente.

- écoulement annulaire (annular flow): durant cette structure d'écoulement, le gaz occupe la partie centrale de la conduite et le liquide s'écoule en contact avec la paroi de cette dernière.

En dehors de ces principales configurations d'écoulements, il existe plusieurs structures intermédiaires qui correspondent à la transition d'une configuration à l'autre. Ces configurations de transitions peuvent se produire lors de l'ébullition d'un liquide ou lors d'un écoulement de deux fluides.

### **2.1.3. Configurations d'écoulement dans les mini et les microcanaux**

De nombreuses études expérimentales ont confirmé que les configurations d'écoulements diphasiques dans les microcanaux sont généralement différentes de celles observées dans les larges canaux, (Suo et Griffith 1964, Oya 1971, Barnea et al. 1983, Fukano et Kariyasaki 1993, Galbiati et Andreini 1994, Coleman et Garimella 1999, Ekberg et al. 1999). Par conséquent, toute la littérature relative aux écoulements diphasiques en conduite, n'est généralement pas applicable aux écoulements en microcanaux (Triplett et al. 1999). Sur le tableau 1 sont regroupées quelques principales études expérimentales réalisées dans le cadre de l'étude des écoulements diphasiques liquide-gaz dans les microcanaux.

Les études de Suo et Griffith (1964) sont les premières investigations expérimentales dans les canaux de l'ordre de 1 mm de diamètre. Ces études ont été effectuées dans des canaux horizontaux de 1 et 1,4 mm de diamètre. Les configurations à poches, à bulles et annulaire ont alors été identifiées. La configuration stratifiée n'a pas été observée à cause de la prédominance des effets de tension de surface.

Auteurs	Orientation	Caractéristique du canal	Fluides	$V_{\text{gaz}}$ (m/s)	$V_{\text{liquide}}$ (m/s)
Suo et Griffith (1964)	Horizontal	Circulaire, D = 1 et 1,4 mm	Eau-N <sub>2</sub> , Heptane-N <sub>2</sub> , Heptane-He	---	---
Barnea et al. (1983)	Horizontal et vertical	Verre, Circulaire, D = 4 à 12,3 mm	Eau-air	0,04-60	0,002-10
Triplett et al., (1999-a et 1999-b)	Horizontal	Verre, Circulaire, D = 1,1 et 1,45 mm; semitriangulaire, D = 1,1 et 1,49mm	Eau-air	0,02-80	0,02-8
Damianides et Westwater (1988)	Horizontal	Verre, Circulaire, D = 1 à 5 mm	Eau-air	0,03-100	0,08-10
Fukano et al., (1989)	Horizontal	Verre, Circulaire, D= 1; 2,4; 4,9 mm	Eau-air	0,04-12	0,02-1,2
Fukano et Kariyasaki (1993)	Horizontal et vertical	Verre, Circulaire, D = 1; 2,4; 4,9; 9 et 26 mm	Eau-air	0,04-12	0,02-1,2
Mishima et Hibiki (1996)	Vertical	Verre et aluminium, circulaire, D = 1,05 à 4,08 mm	Eau-air	0,1-50	0,02-2
Baraja et Panton (1993)	Horizontal	Verre, Polyethylene, polyurethane, résine FEP; Circulaire, D = 1,6 mm	Eau-air	0,1-100	0,03-2
Fourar et Bories (1995)	Horizontal	Rectangulaire; verre et brique	Eau-air	0,0-10	0,005-1
Coleman et Garimella (1999)	Horizontal	Circulaire en verre et rectangulaire en plastic, D = 1,3 à 5,5 mm	Eau-air	0,1-100	0,01-10
Yang et Shieh (2001)	Horizontal	Verre; circulaire, D = 1, 2 et 3 mm	Eau-air, R-134a	0,016-91,5	0,006-2,1
Iguchi et Terauchi (2001)	Vertical	Acrylic, Circulaire, D = 5; 10 et 15 mm	Eau-air	0,01-1,2	0,01-1,2
Serizawa et al. (2002)	Horizontal	Silica, quartz, circulaire, D = 10 à 100 $\mu\text{m}$	Eau-air, Eau-vapeur	0,0012-295,3	0,003-17,52

Narroww et al. (1999)	Horizontal	Verre, circulaire, D = .46 mm	Eau-air	0,02-40	0,03-5
Kawahara et al. (2002)	Horizontal	Silica, Circulaire, D = 100 $\mu$ m	Eau-N <sub>2</sub>	0,1-60	0,02-4
Chung et Kawaji (2004)	Horizontal	Circulaire, D = 530; 250; 100 et 50 $\mu$ m	Eau-N <sub>2</sub>	0,02-72,98	0,01-5,77
Zhao et Bi (2001)	Vertical ascendant	Lucite, triangulaire, D <sub>h</sub> = 2,88; 1,44 et 0,86 mm	Eau-air	0,1-100	0,08-6 et 0,1-10 pour D <sub>h</sub> = 0,86mm
Chen et al. (2001)	Horizontal	Circulaire, D= 1,02; 3,17, 5,05 et 7,02 mm	Eau-air, R-410a	x = 0,0001-0,9 pour eau-air x = 0,1-0,9 pour R-410A	
Ekberg et al., (1999)	Horizontal	Verre; D= 6,6 et 33,15 mm	Eau - air	0,02-57	0,1-6,1
Ungar et Crowley (1992)	Horizontal	Circulaires, D= 1,46-3,15 mm	Ammoniaque	Re <sub>L</sub> < 700 450 < Re <sub>G</sub> < 1,1x10 <sup>4</sup>	
Lin et al. (1991)	Horizontal	Circulaire, cuivre, D = 0,66 et 1,17 mm	R - 12	0,00	Inférieur à 7,7
Lee et Lee (2001)	Horizontal	Rectangulaire, D <sub>h</sub> = 0,78, 1,91, 3,64 et 6,67 mm	Eau-air	0,05-18,7	0,03-2,39
Ide et Fukano (2005)	Horizontal	Rectangulaire, D <sub>h</sub> = 1,98 mm	Eau-air	0,5-15	0,1-0,7
Fukano et al. (2005)	Horizontal et vertical	Circulaire et rectangulaire, D <sub>h</sub> = 1 à 9 mm.	Eau-air	Supérieur à 0,1	0,5-20

Tableau 1 : Principales études expérimentales réalisées dans les mini et les microcanaux.

La plupart des transitions entre les différentes configurations d'écoulements diphasiques dans les mini ou microcanaux sont comparées avec celles établies initialement pour les conduites. L'étude expérimentale d'un écoulement diphasique eau-air effectuée par Barnea et al. (1983) dans les canaux de 4 à 12 mm de diamètre montre que les transitions entre les configurations d'écoulements établies théoriquement sans prendre en compte les effets de tension de surface ne permettent pas de prédire les transitions identifiées expérimentalement dans le cas des mini et microcanaux. Ces auteurs ont comparé les transitions identifiées à partir de leurs expériences avec les modèles proposés par Taitel et Dukler (1976) dans le cas des minicanaux orientés horizontalement et avec le modèle de Taitel et al. (1980) dans le cas

des minicanaux orientés verticalement. Barnea et al. (1983) ont alors suggéré d'introduire l'effet de la tension de surface dans le modèle de Taitel et Dukler (1976). En revanche, les transitions entre les différentes configurations identifiées expérimentalement dans le cas des minicanaux orientés verticalement sont correctement prédites par le modèle de Taitel et al. (1980).

Fukano et al. (1989 et 2005) ont identifié quatre configurations d'écoulement eau-air dans les minicanaux de 1 à 9 mm de diamètre: les configurations à bulles, à poches (nommée plug flow), moussante (nommée slug flow) et annulaire. Le signal correspondant aux variations temporelles de la différence de pression pour chaque configuration d'écoulement est également enregistré. Ces études ont mené aux observations suivantes:

- l'absence de la configuration stratifiée ;
- dans le cas de l'écoulement à poches, aucune bulle de gaz n'est observée dans les poches de liquide ;
- l'épaisseur du film liquide autour de chaque poche de gaz est uniforme.

Les transitions entre les différentes configurations identifiées sont en accord avec les transitions établies analytiquement par Barnea et al. (1983), les configurations à poches et moussante sont considérées comme étant une configuration intermittente. En revanche, la comparaison de ces transitions avec celles proposées par Mandhane (1974) présente un grand décalage, c'est-à-dire que les transitions entre les différentes configurations d'écoulement se produisent à des vitesses débitantes de liquide et de gaz différentes. Ceci est attribué à l'effet du diamètre. Cet effet semble non négligeable pour un diamètre inférieur à 5 mm.

L'effet de la gravité sur les structures d'écoulements diphasiques dans les minicanaux a été examiné par Fukano et Kariyasaki (1993) et Fukano et al. (2005). Les expériences sont réalisées dans le cas de microcanaux orientés verticalement et horizontalement. Dans le cas de l'orientation verticale, les expériences sont réalisées dans le cas d'écoulements ascendant et descendant. La comparaison des configurations d'écoulements identifiées, dans les différents cas, montre que l'effet de l'orientation des minicanaux est négligeable.

Triplet et al. (1999) ont examiné l'écoulement diphasique eau-air dans des minicanaux de différents diamètres (1 à 1,49 mm) et de différentes sections (circulaires et semi-triangulaires). Les configurations d'écoulements et leurs cartographies obtenues sont similaires pour les différents canaux. Les principales structures d'écoulement identifiées sont: les configurations à bulles, à poches, moussante, poches-annulaire et annulaire. La

configuration stratifiée n'a pas été observée à cause de la prédominance des effets de tension de surface. Ces structures d'écoulement ont été identifiées au moyen d'une caméra-vidéo. Sur la figure 3 sont montrées les principales structures observées dans le cas d'un minicanal de section circulaire et de diamètre 1,1 mm.

La plupart de ces structures sont en accord avec les investigations des autres auteurs, bien que la dénomination de quelques structures soit différente.

La configuration à bulles est caractérisée par des bulles d'air non-sphériques et de différentes tailles (Fig. 3-a et 3-b).

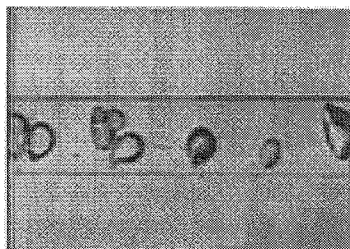
La configuration à poches (Fig. 3-c et 3-d) est caractérisée par des poches d'air pseudo-cylindriques allongées. Ce type d'écoulement est nommé écoulement à poches (slug flow) par certains auteurs (Suo et Griffith 1964, Mishima et Hibiki 1996), "plug flow" par Damianides et Westwater 1988, Barajas et Panton 1993 et "bubble-train flow" par Thulasidas et al. 1997.

Dans le cas d'une configuration à poches dans les larges canaux, les poches de gaz occupent seulement une petite partie de la section du canal, alors que dans le cas des microcanaux elles occupent la majorité de la section (Triplet et al. 1999, Mishima et Hibiki 1996).

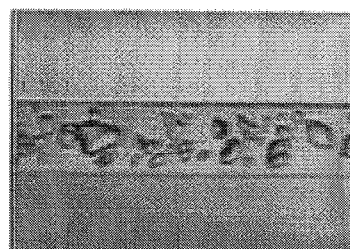
La configuration moussante (churn flow) est présentée sur les figures 3-e et 3-f. Elle est caractérisée par deux propriétés différentes :

- premièrement, les poches d'air deviennent instables lorsque le débit du gaz augmente et la partie aval de chaque poche est déformée et dispersée en petites bulles (Fig. 3-e). Cette configuration d'écoulement est nommée pseudo-poches par Suo et Griffith (1964), churn par Mishima et Hibiki (1996), et "frothy-slug" par Zhao et Rezkallah (1993).

Configuration à bulles (bubbly flow)



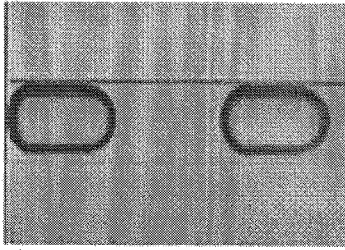
(a)  $V_L = 3,021$  m/s et  $V_G = 0,083$  m/s



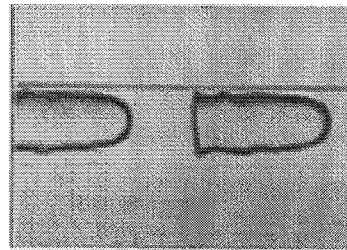
(b)  $V_L = 5,997$  m/s et  $V_G = 0,396$  m/s



Configuration à poches (slug flow)

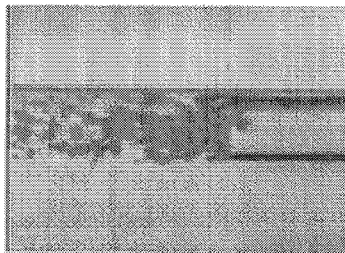


(c)  $V_L = 0,213$  m/s et  $V_G = 0,154$  m/s

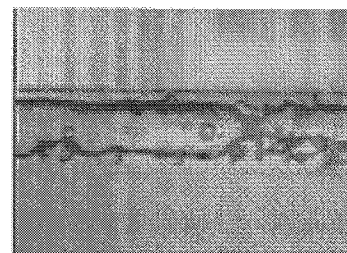


(d)  $V_L = 0,608$  m/s et  $V_G = 0,498$  m/s

Configuration moussante (churn flow) :

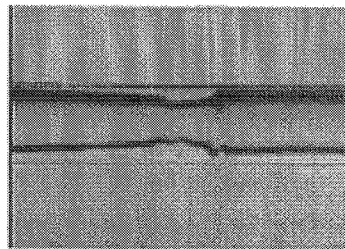


(e)  $V_L = 0,661$  m/s et  $V_G = 6,183$  m/s

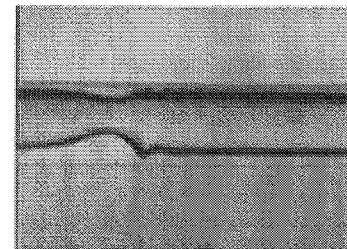


(f)  $V_L = 1,205$  m/s et  $V_G = 4,631$  m/s

Configuration à poches-annulaire (Slug-annular flow) :

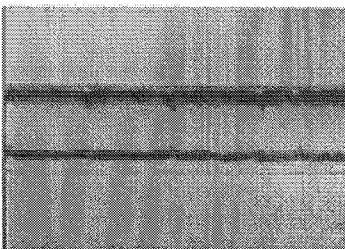


(g)  $V_L = 0,043$  m/s et  $V_G = 4,040$  m/s

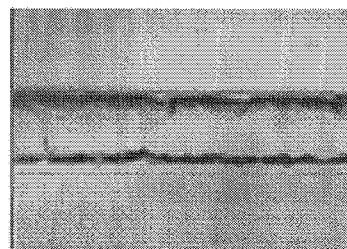


(h)  $V_L = 0,082$  m/s et  $V_G = 6,163$  m/s

Configuration annulaire (annular flow) :



(i)  $V_L = 0,082$  m/s et  $V_G = 73,3$  m/s



(j)  $V_L = 0,271$  m/s et  $V_G = 70,42$  m/s

Figure 3: Photographies représentant les différentes configurations d'écoulement dans un minicanal de section circulaire de 1,1 mm de diamètre: (a) et (b) bulles; (c) et (d) poches; (e) et (f) churn; (g) et (h) poches-annulaire; (i) et (j) annulaire ( Triplett et al. 1999).

- deuxièmement, les poches sont perturbées périodiquement et la configuration annulaire-onduleux apparaît d'une façon périodique (Fig. 3-f).

Cette configuration d'écoulement est nommée à poches-annulaire par Zhao et Rezkallah (1993). En augmentant la vitesse débitante du gaz, les configurations à poches-annulaire et annulaire s'établissent successivement.

L'effet du diamètre et de la géométrie des canaux ainsi que l'effet de la tension de surface ont fait l'objet de l'étude réalisée par Coleman et Garimella (1999) sur des canaux de sections circulaires et rectangulaires. La cartographie réalisée pour les canaux de section circulaire montre que lorsque le diamètre du canal diminue la transition de la configuration intermittente (poches ou moussante) vers la configuration à bulles (ou dispersée) s'établit à des vitesses du liquide progressivement élevées. Cette différence progressive est attribuée aux effets de la tension de surface qui deviennent de plus en plus importants lorsque le diamètre du canal diminue.

La transition entre les configurations intermittente et annulaire (ou annulaire onduleux) s'établit à des vitesses débitantes de gaz de plus en plus élevées lorsque le diamètre du canal diminue. Cette différence a été constatée pour des minicanaux de diamètre 5,5; 2,6 et 1,75 mm. En revanche, pour les minicanaux de diamètre 1,75 et 1,3 mm cette transition, intermittente-annulaire, s'établit pratiquement pour la même vitesse débitante de gaz. Pour démontrer l'influence de la géométrie du canal sur les différentes structures d'écoulements, une comparaison des cartographies a été effectuée pour des canaux de sections circulaires (diamètre hydraulique de 5,5 mm) et rectangulaire (diamètre hydraulique de 5,36 mm). L'effet de la géométrie se manifeste au niveau de la transition vers la configuration dispersée, et au niveau de la transition vers la configuration annulaire. Pour le canal rectangulaire, cette dernière transition s'établit pratiquement à la même vitesse débitante du gaz pour l'ensemble des vitesses du liquide explorées.

Zhao et Bi (2001) ont étudié l'écoulement eau-air dans des minicanaux de section triangulaire orientés verticalement. Les configurations d'écoulements observées dans le cas des minicanaux de 2,88 et 1,44 mm de diamètre hydraulique sont identiques à celles observées généralement dans le cas des conduites: configuration à bulles (appelé "dispersée" et caractérisée par des bulles de forme non-sphérique), à poches, moussante et annulaire. Pour le canal dont le diamètre hydraulique est de 0,86 mm, la configuration à bulles identifiée est différente de celle observée dans les autres canaux. Cette structure d'écoulement nommée

"capillary bubbly flow" est caractérisée par des bulles de forme ellipsoïdale occupant toute la section du canal et qui sont réparties d'une façon régulière tout le long du canal. La comparaison des différentes cartographies réalisées montre que la transition entre la configuration à bulles et à poches s'établit à des vitesses de liquide de plus en plus élevées lorsque le diamètre du canal diminue de 2,88 à 1,44 mm. Cette différence a été également observée dans les travaux de Coleman et Garimella (1999). À partir de la cartographie d'écoulement réalisée pour le microcanal de 0,86 mm de diamètre hydraulique, on aperçoit aussi que le domaine occupé par la configuration moussante (churn flow) est plus rétréci, ceci est également constaté par Triplet et al. (1999).

L'effet du diamètre des canaux est également observé sur la transition intermittente-annulaire, lorsque ce dernier diminue la transition s'établit à des vitesses de gaz de plus en plus importantes (Barnea et al. 1983, Galbiati et Andreini 1992, Mishima et Hibiki 1996, Ide et al. 1997).

Yang et Sheih (2001) ont étudié les structures d'écoulements diphasiques de deux couples de fluides, eau-air et R-134a (liquide utilisé généralement dans les systèmes de refroidissement), dans des canaux de différents diamètres: 1, 2 et 3 mm. Les configurations à bulles, à poches, plug, stratifiée onduleuse et annulaire sont les principales structures d'écoulements observées. La configuration stratifiée a été observée seulement dans le cas des microcanaux de 2 et 3 mm de diamètre. La transition entre ces différentes structures n'est pas très nette dans le cas de l'écoulement eau-air et notamment la transition poches-annulaire contrairement au cas de l'écoulement R-134a où les transitions sont plus claires.

En comparant les configurations d'écoulements identifiées dans les cas de l'écoulement eau-air et R-134a, on peut constater l'effet des propriétés physiques des fluides sur les transitions bulles-poches et poches-annulaire. Seule la tension de surface est considérée comme étant la principale responsable de ces différences.

Notons que la tension de l'interface eau-air est dix fois plus élevée que celle pour R-134a, ce qui permet l'établissement de la transition intermittente-bulles plus facilement dans le cas de l'écoulement eau-air. Pour la transition intermittente-annulaire, elle se développe plus facilement dans le cas de R-134a.

L'étude de Kawahara et al. (2002) a démontré l'absence de la configuration à bulles dans un microcanal de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre; seules les configurations intermittentes et semi-annulaire ont été observées. Cette constatation a été également confirmée par l'étude de

Chung et Kawaji (2004). Les configurations d'écoulements identifiées dans les microcanaux de diamètre hydraulique 250 et 530  $\mu\text{m}$  sont similaires à celles généralement observées dans les minicanaux de diamètre  $D \sim 1 \text{ mm}$ : les configurations à bulles, à poches, moussante, poches-annulaire et annulaire. En revanche, pour les microcanaux de diamètre hydraulique 50 et 100  $\mu\text{m}$  seule la configuration à poches a été identifiée; l'absence des autres structures a été expliquée par l'effet de la tension de surface et par l'effet de la viscosité qui deviennent plus importants.

Les écoulements diphasiques dans les microcanaux sont plus ou moins affectés par des forces de tension surfacique, donc la mouillabilité des fluides peut influencer les structures d'écoulements. Cet effet a été examiné par Barajas et Panton (1993) en utilisant quatre microcanaux horizontaux de même diamètre et de matériaux différents. Le verre (angle de contact  $\theta = 34^\circ$ ), le polyéthylène ( $\theta = 61^\circ$ ), le polyuréthane ( $\theta = 74^\circ$ ) ont été utilisés comme matériaux partiellement mouillant et le "fluoropolymère résine" ( $\theta = 106^\circ$ ) comme un matériel partiellement non-mouillant.

Pour une mouillabilité air-liquide-solide partielle ( $\theta < 90^\circ$ ), les configurations d'écoulements sont peu sensibles à la variation de l'angle de contact ( $\theta$ ). La seule différence observée est entre  $\theta = 34^\circ$  et  $\theta = 61^\circ$ , l'écoulement stratifié devient annulaire et le gaz est en contact avec les parois du canal. En revanche, une grande différence est observée entre le système partiellement non mouillant ( $\theta > 90^\circ$ ) et le système partiellement mouillant. Les principales transitions affectées sont entre les configurations à poches et à bulles, entre les configurations annulaire (le liquide est en contact avec les parois) et dispersée, entre les configurations à poches et annulaire (le gaz étant en contact avec les parois), et entre les configurations à poches et annulaire (le liquide étant en contact avec les parois).

L'effet de la mouillabilité sur les structures d'écoulements diphasiques a également été le sujet de l'étude de Iguchi et Terauchi (2001). Pendant cette étude un seul matériel est utilisé qui est l'acrylique ( $\theta = 77^\circ$ ), ensuite sa mouillabilité est modifiée en couvrant la surface du matériel par une substance hydrophile ( $\theta = 36^\circ$ ) ou par de la paraffine liquide ( $\theta = 104^\circ$ ). Les structures identifiées dans tous les canaux partiellement mouillant sont identiques. Dans le cas du canal partiellement non mouillant ( $\theta = 104^\circ$ ), on observe des bulles et des poches de gaz qui sont en contact avec la paroi. Cet effet est observé pour des vitesses de liquide inférieures à une valeur critique, au-delà de cette valeur les configurations d'écoulements sont semblables à celles des canaux partiellement mouillants. Contrairement aux résultats de Barajas et Panton (1993), la variation de l'angle de contact a un effet négligeable sur la transition bulles-poches.

La différence constatée entre ces deux études peut être liée à la différence des diamètres des canaux utilisés.

Serizawa et al. (2002) ont étudié l'effet de la mouillabilité sur les structures d'écoulement eau-air dans un microcanal en quartz de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre; la mouillabilité de ce dernier est ensuite modifiée en utilisant un traitement chimique. Le microcanal est rendu plus mouillant à l'eau. La différence entre les structures d'écoulement avant et après le traitement chimique peut être constatée à partir des figures 4 et 5. Le changement de la mouillabilité a donc provoqué l'apparition d'une configuration d'écoulement spéciale (skewed flow ou yakitori flow) où une série de poches de gaz, de différentes formes s'enchaînant par des tiges de gaz, s'écoulent au centre du microcanal (Fig. 5-d). La configuration annulaire après le traitement est devenue plus stable. Dans le cas de la configuration à poches, on constate que les poches d'air sont en contact avec les parois du microcanal, ce qui est en accord avec les observations de Iguchi et Terauchi (2001). La comparaison de la cartographie d'écoulement avec les corrélations de Mandhane (1974) montre une grande différence entre les structures d'écoulements dans les microcanaux et celles des tubes à l'échelle ordinaire.

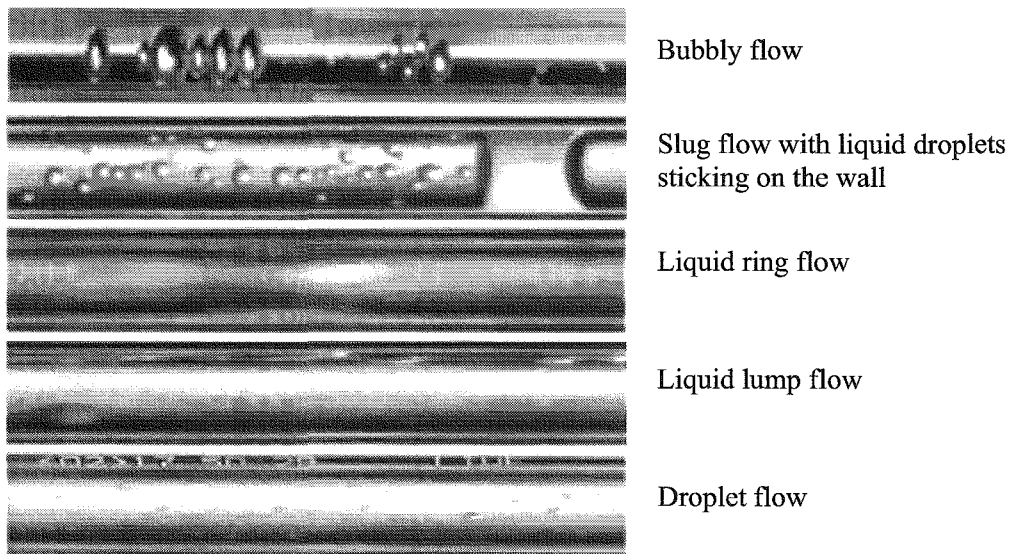


Figure 4 : Configurations d'écoulements dans un capillaire en quartz de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre avant le traitement chimique.

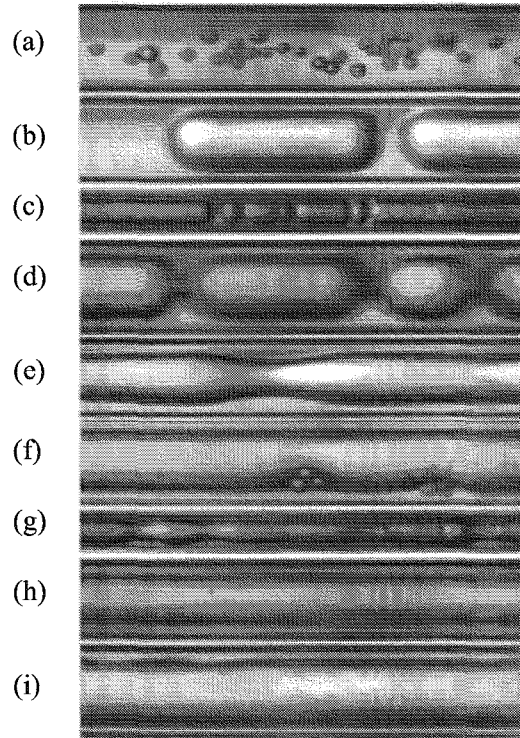


Figure 5: Différentes configurations d'écoulement dans le même tube après le traitement chimique. (a): bubbly flow ; (b): slug flow; (c): transition; (d): skewed flow; (e): liquid ring flow; (f): frothy annular flow; (g): transition; (h): annular flow; (i): rivulet flow.

## 2.2. Pertes de pression

### 2.2.1. Généralités

Pour les écoulements en conduites, la chute de pression est une grandeur essentielle. Cependant, les lois régissant les chutes de pression en écoulements mono ou diphasiques dans des microcanaux ne sont pas bien connues. De nombreuses études expérimentales ont confirmé récemment que les corrélations permettant de prédire la chute de pression dans les larges canaux sont loin d'être utiles dans le cas du régime turbulent en microcanaux de différentes sections, circulaires ou rectangulaires (Olson et Sunden 1994, Acosta et al. 1985, Tong et al. 1997, Stanley et al. 1997). Certains auteurs ont démontré un bon accord entre leurs données expérimentales et les corrélations du coefficient de frottement en régime turbulent dans les canaux lisses de diamètre interne compris entre 1 et 4 mm (Mishima et Hibiki 1996), et dans des canaux rugueux, en tenant compte des caractéristiques de la rugosité (Mikol 1963). Les incertitudes de mesures et l'incertitude associée à la rugosité peuvent donc contribuer à cette contradiction. D'autre part, le manque de compréhension des phénomènes

de turbulence dans les microcanaux contribue au désaccord observé entre les données expérimentales et les corrélations utilisées généralement dans les larges canaux.

## 2.2.2. Perte de pression dans un écoulement diphasique

La perte de pression dans les microcanaux est généralement comparée et calculée par des modèles et des corrélations qui sont proposés pour les larges canaux. Dans cette partie sont donc rappelées les principales méthodes utilisées pour prédire les pertes de pression diphasiques dans les microcanaux.

### 2.2.2.1. Modèle homogène

La méthode la plus simple pour calculer la perte de pression dans un écoulement diphasique est d'assimiler les deux fluides à un seul fluide homogène. Il convient donc de définir les propriétés physiques équivalentes de ce fluide en fonction des propriétés physiques de chacune des phases. On définit alors:

- le coefficient de perte de pression du mélange :

$$\lambda_m = \frac{2D(-dP/dx)}{\rho_m V_m^2} \quad (\text{Eq. 9})$$

- le nombre de Reynolds du mélange :

$$\text{Re}_m = \frac{\rho_m V_m D}{\mu_m} \quad (\text{Eq. 10})$$

où  $\rho_m$  est la masse volumique du mélange des deux fluides définie par :

$$\rho_m = \rho_G \beta_G + \rho_L (1 - \beta_G) \quad (\text{Eq. 11})$$

où  $\rho_G$  et  $\rho_L$  sont respectivement les masses volumique du gaz et du liquide.

$\beta_G$  est le taux de vide, c'est-à-dire la fraction volumique du gaz. Certains auteurs estiment ce paramètre par  $Q_G/(Q_G + Q_L)$ .

$V_m$  est la vitesse débitante du mélange définie par :

$$V_m = \frac{Q_G + Q_L}{A} \quad (\text{Eq. 12})$$

où  $Q_L$  et  $Q_G$  sont respectivement les débits volumiques du liquide et du gaz, et  $A$  la section du canal,

$\mu_m$  est la viscosité dynamique équivalente du mélange diphasique. Plusieurs modèles existent dans la littérature pour prédire cette grandeur et le modèle utilisé affecte la prédiction des pertes de pression (Wong et Ooi 1995, Kawahara et al. 2002). Dans la majorité des modèles proposés, la viscosité dynamique est supposée dépendre de celles des deux fluides, de la température et de la concentration de chaque phase.

- Mc Adams (1954) : 
$$\mu_m = \left( \frac{x}{\mu_G} + \frac{1-x}{\mu_L} \right)^{-1} \quad (\text{Eq. 13})$$

- Cicchitti et al. (1960) : 
$$\mu_m = x\mu_G + (1-x)\mu_L \quad (\text{Eq. 14})$$

- Dukler et al. (1964) : 
$$\mu_m = \mu_G\beta_G + \mu_L\beta_L \quad (\text{Eq. 15})$$

- Lin et al. (1991) : 
$$\mu_m = \frac{\mu_L\mu_G}{\mu_G + x^{1,4}(\mu_L - \mu_G)} \quad (\text{Eq. 16})$$

- Einstein (1906) : 
$$\mu_m = \mu_L(1 + 2,5\beta_G) \quad (\text{Eq. 17})$$

- Beattie et Whalley (1982) : 
$$\mu_m = \mu_G\beta_G + \mu_L(1 - \beta_G)(1 + 2,5\beta_G) \quad (\text{Eq. 18})$$

Le dernier modèle est une combinaison de la viscosité définie par Einstein (1906) et de la viscosité définie par Dukler et al. (1964). Ces différents modèles sont comparés dans l'annexe.

En utilisant les équations (Eq. 9-12) et en tenant compte de la relation de Hagen-Poiseuille régissant un écoulement monophasique laminaire dans une conduite, on obtient la relation suivante :

$$\lambda_m = \frac{64}{\text{Re}_m} \quad (\text{Eq. 19})$$

Le modèle homogène a été utilisé par plusieurs auteurs pour prédire les pertes de pression dans les microcanaux. Ungar et Cornwell (1992) ont validé les résultats expérimentaux obtenus dans des minicanaux de 1,46 à 3,15 mm de diamètre en utilisant la viscosité dynamique définie par Mc Adams (1954). En utilisant le même modèle de la viscosité dynamique du mélange, Triplet et al. (1999-b) ont confirmé que ce dernier permettait de prédire correctement les pertes de pression dans les cas des configurations à bulles et à poches. En revanche, les pertes de pression mesurées dans le cas des configurations poches-annulaire et annulaire dévient par rapport au modèle homogène. Cette déviation est attribuée à une différence de l'hydrodynamique régissant l'écoulement annulaire dans les larges canaux et dans les microcanaux. Cet écart entre le modèle homogène et les pertes de pression correspondantes au cas de la configuration annulaire a également été observé par



Fourar et Bories (1995) lors de l'étude des écoulements diphasiques liquide-gaz dans des fractures de faibles épaisseurs (1 mm). Par contre, cette déviation a été attribuée aux effets d'inerties qui deviennent non négligeables dans le cas d'un écoulement annulaire.

Chen et al. (2001) ont utilisé le modèle de la viscosité défini par Beattie et Whalley (1982) pour interpréter leurs résultats expérimentaux obtenus avec un écoulement eau-air et le réfrigérant R-410a. L'écart observé avec le modèle homogène est de 53 %. En utilisant la viscosité dynamique définie par Mc Adams et al. (1942) cet écart est de l'ordre de 65 %.

Une différence est constatée entre les pertes de pression mesurées dans le cas de l'écoulement eau-air et dans le cas de l'écoulement du R-410a. Pour un même nombre de Reynolds du mélange, les pertes de pression sont plus élevées dans le cas de l'écoulement R-410a. Cet écart a été attribué à la différence de la tension de surface entre l'eau (0,073 N/m à 25°) et R-410a (0,005 N/m à 25°). D'après Chen et al. (2001), plus l'angle de contact air-liquide-solide est petit plus la résistance à l'écoulement est élevée. Ces auteurs ont proposé d'introduire les effets de la tension de surface dans le modèle homogène aux travers du nombre de Weber (Eq. 2) et du nombre de Bond (Bo) défini par:

$$Bo = g(\rho_L - \rho_g) \frac{D^2}{4\sigma} \quad (\text{Eq. 20})$$

Le modèle homogène devient alors:

$$\left( \frac{dP}{dx} \right)_{diph} = \left( \frac{dP}{dx} \right)_{hom} \Omega_{hom} \quad (\text{Eq. 21})$$

$$\text{Pour } Bo < 2,5 \quad \Omega_{hom} = 1 + (0,2 - 0,9 e^{-Bo}) \quad (\text{Eq. 22})$$

$$\text{Pour } Bo \geq 2,5 \quad \Omega_{hom} = 1 + (We^{0,2} / e^{Bo^{0,3}}) - 0,9 e^{-Bo} \quad (\text{Eq. 23})$$

où  $(dP/dx)_{hom}$  est la chute de pression prédite par le modèle homogène en utilisant la viscosité du mélange définie par Beattie et Whalley (1982). Ces corrélations sont validées en utilisant les résultats expérimentaux obtenus par Chen et al. (2001) avec une déviation de 31 %. Une autre expression similaire de  $\Omega_{hom}$  est proposée par Chen et al. (2002).

Kawahara et al. (2002) ont utilisé le modèle homogène avec la viscosité du mélange défini par Dukler et al. (1964) pour prédire les pertes de pression obtenues dans un microcanal de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre. Le modèle a permis de prédire leurs résultats expérimentaux avec une erreur relative moyenne de 20 %.

Le modèle de Dukler et al. (1964) a été également utilisé par Chung et Kawaji (2004). Il permet de prédire les pertes de pression mesurées dans les microcanaux de diamètre 50 et 100  $\mu\text{m}$  à 20%. En revanche, les pertes de pression obtenues dans le cas des microcanaux de 250 et 530  $\mu\text{m}$  de diamètre sont validées en utilisant le modèle de Bettie et Whalley (1982).

### 2.2.2.2. Modèle de Lockhart et Martinelli (1949)

Le modèle de Lockhart et Martinelli (1949), généralement utilisé en génie chimique, a été initialement développé pour décrire les écoulements diphasiques liquide-gaz en conduite. Il introduit plusieurs paramètres :

$$\Phi_G = \sqrt{\frac{(dP/dx)}{(dP/dx)_G}} \quad (\text{Eq. 24})$$

$$\Phi_L = \sqrt{\frac{(dP/dx)}{(dP/dx)_L}} \quad (\text{Eq. 25})$$

$$\chi = \frac{\Phi_G}{\Phi_L} = \sqrt{\frac{(dP/dx)_L}{(dP/dx)_G}} \quad (\text{Eq. 26})$$

où  $\Phi_G$  est le multiplicateur de la phase gazeuse,

$\Phi_L$  est le multiplicateur de la phase liquide,

$\chi$  est le paramètre de Martinelli,

$(dP/dx)$  est la perte de pression mesurée en écoulement diphasique,

$(dP/dx)_L$  (respectivement  $(dP/dx)_G$ ) est la perte de pression monophasique qui serait obtenue si le liquide (respectivement le gaz) s'écoulait seul dans le canal avec la même vitesse débitante qu'en écoulement diphasique.

Plusieurs corrélations basées sur les multiplicateurs diphasiques ont été proposées. Ces corrélations ne tiennent pas compte des configurations d'écoulements.

Plusieurs corrélations entre les multiplicateurs de phases et le paramètre de Martinelli ont été développées par certains auteurs (Soliman et al. 1968, Troniewski et al. 1984). La corrélation la plus utilisée est celle proposée par Chisholm et Laird (1958) :

$$\Phi_L^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \quad (\text{Eq. 27})$$

où  $C$  est un coefficient dont la valeur dépend du régime d'écoulement (laminaire ou turbulent) selon le tableau 2. Une expression alternative de cette corrélation est la suivante (Chisholm 1967):

$$\Phi_G^2 = 1 + C\chi + \chi^2 \quad (\text{Eq. 28})$$

Ces corrélations signifient que la perte de pression diphasique est la somme de la perte de pression monophasique liquide, gazeuse et un terme qui tient compte de l'interaction entre les deux phases :

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_{diph} = \left(\frac{dP}{dx}\right)_L + C \left(\frac{dP}{dx}\right)_L^{1/2} \left(\frac{dP}{dx}\right)_G^{1/2} + \left(\frac{dP}{dx}\right)_G \quad (\text{Eq. 29})$$

Dans toutes les équations précédentes le coefficient  $C$  dépend du régime d'écoulement de la phase liquide et de la phase gazeuse. Les valeurs de  $C$  sont regroupées dans le tableau ci-dessous selon le régime d'écoulement de chaque fluide :

Liquide	Gaz	$C$
<i>laminaire</i>	<i>laminaire</i>	5
<i>turbulent</i>	<i>laminaire</i>	10
<i>laminaire</i>	<i>turbulent</i>	12
<i>turbulent</i>	<i>turbulent</i>	20

Tableau 2 : Valeurs du coefficient  $C$  en fonction du régime d'écoulement de chaque fluide.

Plusieurs corrélations tenant compte des propriétés physiques de chaque phase et du débit massique du mélange diphasique ont été décrites par Collier et al. (1994). Une de ces corrélations est celle proposée par Friedel (1979), qui est basée sur un grand nombre de paramètres :

$$\Phi_L^2 = A + 3,21 x^{0,78} (1-x)^{0,224} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0,91} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0,7} Fr_m^{-0,0454} We_m^{-0,035} \quad (\text{Eq. 30})$$

où

$$A = (1-x)^2 + x^2 \rho_L \lambda_G (\rho_G \lambda_L)^{-1} \quad (\text{Eq. 31})$$

$$Fr_m = \frac{V_m^2}{gD} \quad (\text{Eq. 32})$$

$$We_m = \frac{\rho_m V_m^2 D}{\sigma} \quad (\text{Eq. 33})$$

Selon Friedel, le coefficient de frottement monophasique peut être calculé sous la forme suivante :

Pour le régime laminaire : 
$$\lambda_i = \frac{64}{Re_i} \quad (\text{Eq. 34})$$

Pour le régime turbulent : 
$$\lambda_i = 0,25 \left\{ 0,86859 \ln \left[ Re_i / (1,964 \ln Re_i - 3,8215) \right] \right\}^{-2} \quad (\text{Eq. 35})$$

avec  $Re_i = \rho_i V_i D / \mu_i$ .

La corrélation de Friedel (1979) tient compte de l'effet de la tension de surface (nombre de Weber) et de l'effet de la gravité (nombre de Froude). La dépendance en puissance du nombre de Weber (0,035) et du nombre de Froude (0,045) n'est pas très importante. Pour les canaux de petits diamètres, l'effet de la tension de surface est plus important que l'effet de la gravité. La modification suggérée par Chen et al. (2001) a donc pour objet de mieux tenir compte de cette différence dans les microcanaux :

$$\left( \frac{dP}{dx} \right) = \left( \frac{dP}{dx} \right)_{Friedel} \Omega \quad (\text{Eq. 36})$$

Pour  $Bo < 2,5$  
$$\Omega = \frac{0,033 Re_{Lo}^{0,45}}{Re_G^{0,09} (1 + 0,4 e^{-Bo})} \quad (\text{Eq. 37})$$

Pour  $Bo \geq 2,5$  
$$\Omega = \frac{We^{0,2}}{(2,5 + 0,06 Bo)} \quad (\text{Eq. 38})$$

où  $(dP/dz)_{Friedel}$  est le gradient de pression prédit par la corrélation de Friedel.

Cette corrélation est validée par les résultats expérimentaux de Chen et al. (2001) avec une erreur de 20 %. Ces corrélations ont également été validées par les résultats expérimentaux de Hasiizume (1983) (diamètre du canal est de 10 mm).

D'autres corrélations similaires à celle de Friedel (1979) sont proposées par Fukano et al. (1989), Fukano et Kariyasaki (1993), Ide et Fukano (2005) et Fukano et al. (2005).

Plusieurs études ont montré que le paramètre  $C$  apparaissant dans les corrélations de Chisholm (1967) dépend du diamètre du canal. Mishima et al. (1993) ont montré que la valeur de  $C$  diminue lorsque le diamètre du canal diminue. Les expériences effectuées dans des

canaux rectangulaires ont permis d'établir une relation entre ces deux derniers paramètres, elle est de la forme:

$$C = 21(1 - e^{-270D}) \quad (\text{Eq. 39})$$

où  $D$  est le diamètre hydraulique du canal.

Cette corrélation est valable pour des canaux dont le diamètre hydraulique est entre 0,1 et 10 mm. Une autre corrélation similaire a été obtenue par Sugawara (1967) dans le cas des minicanaux circulaires, la corrélation est la suivante:

$$C = 21(1 - 1,056e^{-331D}) \quad (\text{Eq. 40})$$

Les résultats obtenus par Michima et Hibiki (1996) montrent que dans le cas des canaux circulaires avec un diamètre allant de 1,05 à 3,12 mm, le paramètre de Chisholm prend la forme suivante:

$$C = 21(1 - e^{-333D}) \quad (\text{Eq. 41})$$

Une corrélation qui peut être utilisée dans le cas d'un écoulement horizontal ou vertical en canal circulaires et rectangulaire est :

$$C = 21(1 - e^{-319D_h}) \quad (\text{Eq. 42})$$

Dans cette dernière corrélation le diamètre hydraulique du canal rectangulaire est déterminé par :  $D_h = 2sw/(s + w)$

où  $s$  et  $w$  sont respectivement la largeur et la profondeur du canal.

English et Kandlikar (2005) ont développé la corrélation de Mishima et Hibiki (1996) pour le cas du régime laminaire-laminaire :

- pour les canaux de section circulaire :  $C = 5(1 - e^{-333D}) \quad (\text{Eq. 43})$

- pour les canaux de section non circulaire :  $C = 5(1 - e^{-319D_h}) \quad (\text{Eq. 44})$

Notons que cette dernière valeur de  $C$  tend vers la valeur de Chisholm ( $C = 5$ ) pour un diamètre hydraulique supérieur à 1cm.

Lee et Lee (2001) suggèrent de tenir compte du diamètre du canal, des vitesses débitantes des deux phases et des effets de la tension de surface. La forme de  $C$  devient alors:

$$C = k Ca^l \psi^m Re_L^n \quad (\text{Eq. 45})$$

avec 
$$\psi = \frac{\mu_L^2}{\rho_L \sigma D_h} \quad (\text{Eq. 46})$$

$Ca$  est le nombre capillaire du mélange en utilisant la viscosité dynamique du liquide,

$Re_L$  est le nombre de Reynolds de la phase liquide,

$K, l, m$  et  $n$  sont des constantes.

Les différentes constantes dépendent des régimes d'écoulement (laminaire ou turbulent) et sont déterminées expérimentalement.

Une corrélation similaire a été également proposée par Yue et al. (2004) pour valider les pertes de pressions obtenues dans écoulement diphasique eau- $N_2$  (azote). Elle est de la forme suivante :

$$C = k\chi^m Re_L^n \quad (\text{Eq. 47})$$

avec  $\chi$  le paramètre de Martinelli,

$K, m$  et  $n$  sont des constantes.

Kawahar et al. (2002) ont constaté que la valeur du paramètre  $C$  est constante dans le cas d'un microcanal de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre et donc ne dépend pas des vitesses débitantes des deux phases. Ce résultat est également confirmé par Chung et Kawaji (2004) dans le cas des microcanaux de 50 et 100  $\mu\text{m}$  de diamètre et ces constantes sont égales respectivement à 0,15 et 0,22. En revanche le paramètre  $C$  dépend des vitesses débitantes des fluides dans les microcanaux de diamètre 530  $\mu\text{m}$  et 250  $\mu\text{m}$ .

Une autre corrélation similaire à celle de Lee et Lee (2001) et Yue et al. (2004) est proposée par Lee et Mudawar (2005).

Aux études expérimentales présentées précédemment s'ajoutent des études portant sur des écoulements diphasiques dans des fractures à parois rugueuses et lisses de différentes ouvertures réalisées par Fourar (1992). Les études ont été réalisées avec des écoulements eau-air dans des fractures artificielles constituées de plaques en verre à paroi lisses. L'écoulement est caractérisé par plusieurs configurations d'écoulement (bulles, bulles digitantes, complexe, annulaire et gouttes) qui dépendent des vitesses débitantes des deux fluides. Les mesures de pertes de pression et de saturations ont été effectuées et montrent que le passage d'une configuration à une autre se fait de manière continue. Contrairement à ce qui se passe parfois en écoulements diphasiques en conduites, aucune discontinuité n'a été observé dans l'évolution de la perte de pression ou de la saturation en fonction des vitesses débitantes. A condition que les effets d'inerties soient négligeables devant les effets visqueux, l'écoulement diphasique eau-air peut être donc décrit par un seul modèle. Les résultats obtenus sont

également confirmés par des expériences réalisées en fractures isolées, de différentes ouvertures, constituées de briques en terre cuite.

### 3. Écoulements diphasiques liquide-liquide

Les études sur les écoulements diphasiques sont généralement focalisées sur le mélange liquide-gaz. Une large bibliographie traitant tous les aspects de cet écoulement est donc disponible. Généralement les mécanismes d'interactions et les aspects d'un écoulement liquide-liquide sont différents de ceux des systèmes liquide-gaz (Brauner et Moalem Mraon 1989).

L'importance des écoulements liquide-liquide est issue principalement du domaine pétrolier lors du transport de l'huile brute au moyen des conduites (pipes).

Comme dans le cas des écoulements diphasiques liquide-gaz, le comportement d'un écoulement liquide-liquide est déterminé par les propriétés physiques et les débits des fluides, la géométrie du système, la configuration d'écoulement associé, etc... En revanche, les modèles proposés pour les écoulements liquide-gaz ne peuvent pas être tous appliqués directement aux cas des écoulements liquide-liquide. Plusieurs études ont donc été réalisées pour analyser les systèmes liquide-liquide.

Certaines configurations d'écoulements ont été étudiées séparément. Par exemple, la configuration stratifiée par Russell et al. (1959), Charles (1960), Charles et al. (1961), Charles et Lilleht (1965), Wang et Charles (1981), Brauner et Moalem Mraon (1989), Gao et al. (2003).

Wang et al. (1990), ont étudié les pertes de pression, les configurations d'écoulement et le taux de vide d'un écoulement diphasique liquide-liquide dans les conditions de la microgravité. L'étude est réalisée dans le cas du régime turbulent-turbulent. Les principales structures d'écoulement identifiées sont: les configurations à gouttes et annulaire. Les valeurs des pertes de pression et des taux de vides mesurées sont bien corrélées en utilisant le modèle de Lockhart et Martinelli, mais les corrélations obtenues sont très différentes de celles connues pour les écoulements liquide-gaz. La corrélation obtenue est :

$$\Phi_L^2 = 1 + \frac{2,6}{\chi} + \frac{0,1}{\chi^2} \quad (\text{Eq. 48})$$

Alors que dans le cas des écoulements liquide-gaz dans les conduites celle-ci est :

$$\Phi_L^2 = 1 + \frac{20}{\chi} + \frac{1}{\chi^2} \quad (\text{Eq. 49})$$

L'écoulement dans les conditions de microgravité a été également l'objectif de l'étude de Fujii et al. (1994). Ces auteurs ont utilisé deux liquides, l'eau et l'huile de silicone, de densités égales. Cette étude a été réalisée dans un tube horizontal de 25 mm de diamètre. Sept configurations d'écoulement ont été identifiées:

- quatre configurations d'écoulement correspondent au cas où le liquide le plus visqueux est en contact avec la paroi du tube: la configuration à gouttes, à poches, semi-annulaire et annulaire.

- trois configurations d'écoulement correspondent au cas inverse, c'est-à-dire le cas où le liquide le moins visqueux est en contact avec la paroi du canal: annulaire inversé, à poches inversé et à gouttes inversé.

Les transitions entre les différentes configurations observées sont comparées avec les transitions établies analytiquement par Taitel et Dukler (1976) et de Weisman et al. (1979). Ces corrélations ont été initialement développées pour les écoulements liquide-gaz dans les conduites. Seules les corrélations de Taitel et Dukler (1976) sont en accord avec les transitions identifiées à partir de leurs expériences. La seule variation observée au niveau des pertes de pression en fonction des variations des configurations d'écoulement est lors de l'inversion des phases. Pendant cette transition, une chute brusque est constatée au niveau des pertes de pression. Les pertes de pression mesurées dans le cas où le liquide le moins visqueux est en contact avec la paroi sont très inférieures à celles mesurées dans le cas où il s'écoule au centre du canal.

La configuration annulaire, où la phase la moins visqueuse est en contact avec la paroi du canal, est l'une des configurations la plus intéressante dans le cas des écoulements liquide-liquide, ceci à cause de la réduction importante au niveau de la perte de pression (Chernikan et al. 1956, Joseph et al. 1996, Rovinsky et al. 1997, Bannwart 1998 et 2001). Cette configuration est également le sujet de l'étude théorique de Brauner (1991). Une analyse adimensionnelle montre que contrairement aux écoulements liquide-gaz, où les pertes de pression sont bien corrélées avec le paramètre de Martinelli ( $\chi$ ), les pertes de pression dans les systèmes liquide-liquide dépendent généralement du paramètre  $\chi$  et du rapport des débits volumiques des deux phases. Cette dépendance est démontrée pour plusieurs couples de liquides de différentes propriétés physiques.



Nädler et Mewes (1997) ont rapporté une étude expérimentale sur l'écoulement d'une émulsion d'eau et d'huile où les deux liquides sont injectés séparément dans un tube horizontal de 59 mm de diamètre. Dans le cas d'une émulsion d'eau dans l'huile les pertes de pression diphasiques sont supérieures à la perte de pression monophasique huile avec le même débit qu'en écoulement diphasique. Un maximum de perte de pression est donc mesuré pour une fraction volumique d'eau comprise entre 0,1 et 0,2. Par contre, dans le cas d'une émulsion d'huile dans l'eau les pertes de pression diphasique restent inférieures à la perte de pression monophasique huile et supérieures à la perte de pression monophasique eau. L'écoulement d'une émulsion a été également le sujet de l'étude de Abdobal (2002), les expériences ont été effectuées dans des milieux poreux horizontaux réalisés avec du sable de quartz dans deux cas de figure :

- milieu mouillable à l'eau (sable non traité),
- milieu rendu partiellement mouillable à l'huile par un traitement chimique (Soliconate de potassium, sable traité).

Les résultats expérimentaux de Abdobal (2002) ont montrés que les modèles développés pour les écoulements liquide-gaz sont inadaptés à la description des écoulements liquide-liquide tout au moins lorsque ceux-ci se font sous forme d'une émulsion où l'huile est dispersée en gouttelettes dans l'eau. Ces résultats ont montré également que pour un débit d'huile fixé, lorsque le débit d'eau augmente, une forte augmentation de la perte de pression puis une diminution.

Berreta et al. (1997a-b) ont étudié expérimentalement l'écoulement diphasique eau-huile dans un tube horizontal de 3 mm de diamètre. Cinq structures d'écoulement ont été identifiées visuellement: gouttes d'huile dispersées dans l'eau, à poches, à bulles, moussante et annulaire. Dans le cas de la configuration à bulles (bubbly flow) les gouttes d'huile occupent toute la section du canal. Pour toutes les configurations d'écoulements observées, l'eau reste en contact avec la paroi du canal. La transition entre la configuration dispersée et la configuration intermittente (poches, bulles ou moussante) s'établit pour une fraction volumique d'huile entre 0,2 et 0,3. La réduction de la perte de pression est obtenue dès l'injection de la phase la moins visqueuse, la valeur minimale de celle-ci est donc atteinte pour une fraction volumique d'eau comprise entre 0,3 et 0,5.

L'effet des propriétés de la surface des parois a été étudié par Angeli et Hewitt (1998) en utilisant deux tubes différents: le premier est en acier inoxydable ( $D_h = 24,3$  mm) et le deuxième est en acrylique ( $D_h = 24$  mm). Dans toutes les conditions expérimentales, les pertes de pression diphasiques sont plus élevées dans le cas du tube en acier. Cette différence est

donc expliquée par la différence des caractéristiques de mouillabilité entre les deux matériaux. L'effet de la mouillabilité est également observé sur les structures d'écoulement (Angeli et Hewitt, 2000).

## 4. Conclusions

A la lumière de cette analyse bibliographique, il apparaît que:

Le comportement des écoulements diphasiques liquide-gaz en microcanaux est différent de celui dans les canaux de grands diamètres. En effet, dans le cas des canaux de faibles diamètres, les phénomènes interfaciaux deviennent significatifs. Par conséquent, les structures d'écoulements et les lois régissant ces écoulements sont différentes de celles établies en conduite.

Les principales structures d'écoulements diphasiques liquide-gaz observées dans les microcanaux sont :

- configuration à bulles : elle est généralement caractérisées par des bulles de gaz de différentes tailles et d'une forme semi ou non sphérique ;

- configuration à poches : dans ce cas on observe généralement les poches de gaz de forme cylindrique et de différentes longueurs qui s'écoulent au centre du microcanal. Cependant, quelques fois ces poches d'air peuvent s'écouler en contact avec la paroi du microcanal, c'est-à-dire que les poches d'air occupent toute la section du microcanal (Barajas et Panton 1993, Serizawa et al. 2002, Iguchi et Terauchi 2001),

- configuration moussante : caractérisée par des poches de gaz déformées en aval et avec des petites bulles de gaz qui s'écoulent dans les poches du liquide,

- configuration poches-annulaire : cette structure d'écoulement est généralement caractérisée par des très longues poches de gaz qui sont intercalées par des poches de petites longueurs. Cette configuration est généralement observée lors de la transition entre les configurations à poches et annulaire,

- configuration annulaire-onduleuse : le gaz s'écoule au centre du microcanal et le liquide s'écoule en contact avec la paroi de ce dernier avec une interface liquide-gaz qui est déformée,

- configuration semi-annulaire : cette structure est caractérisée par l'écoulement du gaz au centre du microcanal et le liquide s'écoule en contact avec la paroi de ce dernier avec le liquide qui occupe toute la section du microcanal alternativement (Kawahara et al. 2002),

- configuration annulaire : le gaz s'écoule au centre du microcanal et le liquide en contact avec la paroi. Dans cette structure on peut également observée l'inverse, c'est-à-dire le gaz en contact avec la paroi du microcanal et le liquide au centre (Barajas et Panton 1993).

La prédiction des pertes de pression dans les microcanaux au moyen des modèles développés pour les conduites a généralement nécessité la prise en compte des effets de la tension de surface. En effet, ces modèles sont généralement basés sur les corrélations de Lockhart-Martinelli en essayons d'introduire les effets de la tension de surface au travers le paramètre  $C$  ou sur le modèle homogène en introduisant des facteurs correcteurs de ces effets. Néanmoins, la proposition des autres modèles autres que théoriques est nécessaire et surtout des modèles spécifiques aux écoulements liquide-liquide.



## **Chapitre II.2**

### **Dispositif et procédures expérimentales**

Ce chapitre décrit le dispositif expérimental utilisé pour étudier les écoulements diphasiques liquide-liquide et liquide-gaz dans un microcanal.

Le schéma d'ensemble du dispositif expérimental et ses principaux éléments seront présentés dans un premier temps. Ensuite, les propriétés physiques des fluides utilisés et les paramètres mesurés seront caractérisés. Enfin, les procédures expérimentales et les différentes expériences réalisées ainsi que les résultats expérimentaux obtenus en écoulements monophasiques seront détaillés.

#### **1. Schéma du dispositif expérimental**

Un schéma simplifié du dispositif expérimental est représenté sur la figure 1.

L'installation se compose principalement des éléments suivants :

- une cellule d'expérimentation,
- le circuit de liquide et de gaz,
- un dispositif optique,
- des équipements périphériques.

Ces différents éléments sont décrits en détail dans les paragraphes qui suivent.

L'objectif de ces expériences est de mesurer la perte de pression diphasique en fonction des débits d'injections des deux fluides, des propriétés physiques des fluides et de la nature du

milieu, et également d'analyser qualitativement et quantitativement les différentes structures de l'écoulement.

A l'entrée de la cellule d'expérimentation, les deux fluides sont injectés simultanément. A la sortie de celle-ci, les liquides sont récupérés dans des éprouvettes graduées.

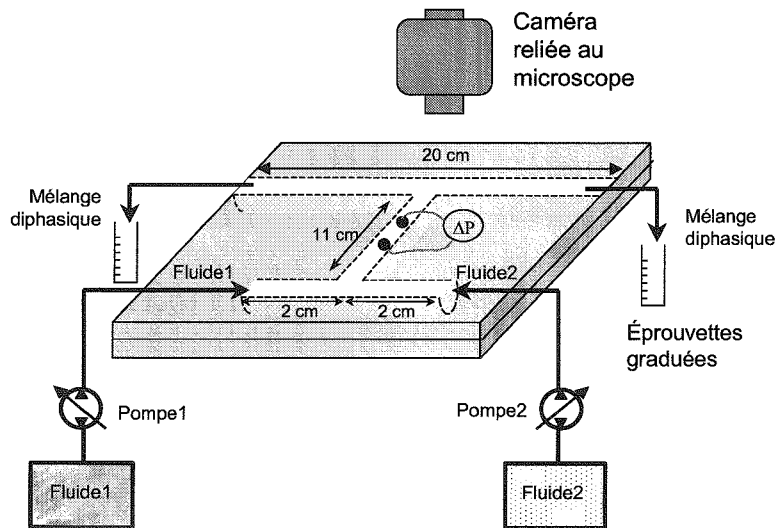


Figure 1: Schéma simplifié du dispositif expérimental.

Ce dispositif expérimental a été utilisé pour les écoulements diphasiques liquide-liquide et liquide-gaz.

## 2. Les circuits des fluides

Les circuits des deux fluides, liquide et gaz, avant leur injection dans le milieu sont décrits dans les paragraphes qui suivent. Dans le cas des écoulements liquide-liquide les circuits des fluides sont identiques.

### 2.1. Circuit liquide

Les expériences sont réalisées avec deux liquides : l'eau et l'huile. Le circuit liquide comprend les éléments suivants :

- un bac de stockage,
- une pompe volumétrique PHARMACIA P-500 permettant d'imposer un débit (Q) constant et faiblement pulsatoire et de faire varier continûment le débit de 0 à 500 ml.h<sup>-1</sup>.

Ces différents éléments sont reliés par des tubes souples et transparents.

## 2.2. Circuit gaz

Pour l'ensemble des expériences effectuées, deux gaz ont été utilisés : l'air et le CO<sub>2</sub>. Le circuit se compose des éléments suivants :

- un compresseur fournissant le gaz sous pression à environ 5 bar ,
- un débitmètre permettant de régler et de mesurer le débit du gaz de 0 à 10 l.h<sup>-1</sup>.

## 3. Dispositif optique

Le dispositif optique permettant de visualiser les structures d'écoulements se compose de :

- un microscope stéréoscopique OLYMPUS muni des grossissements (x7,5 ; x10 ; x15 ; x20),
- une caméra analogique SONY, Exwave HAD Color Digital,
- une caméra numérique SONY (25 images par seconde).

Ces trois éléments sont couplés et permettent d'enregistrer un film visualisant l'écoulement au sein du canal (Fig. 2). La cellule d'expérimentation est illuminée par transmission ce qui permet une bonne visualisation des configurations d'écoulements.

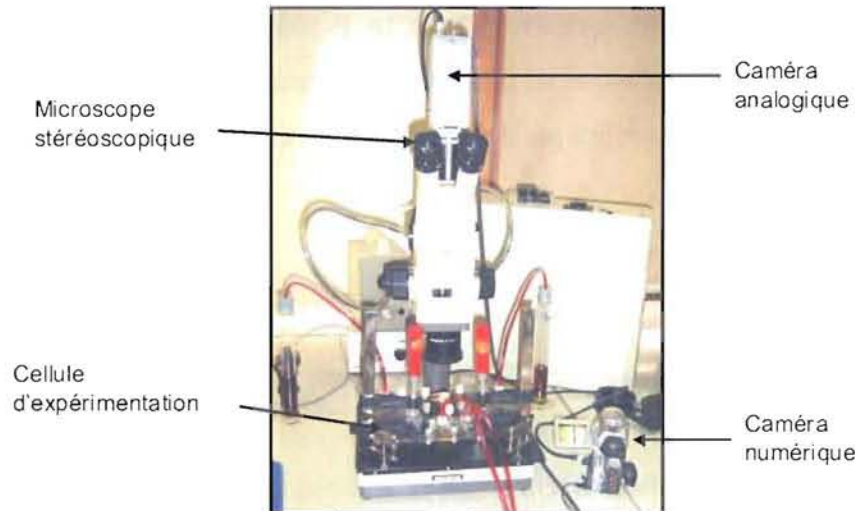


Figure 2: Photographie du dispositif optique.

Ce dispositif facilite la manipulation de l'enregistrement numérique. Toutefois un dispositif simplifié sans caméra analogique intermédiaire peut être également choisi.

#### 4. Cellule d'expérimentation

Deux cellules ont été réalisées à partir de matière transparente afin de visualiser les configurations d'écoulements diphasiques. La première cellule est réalisée en verre et la deuxième en quartz. Chacune d'elle est constituée de deux plaques :

- la première plaque (plaque du dessous) comporte la gravure d'un microcanal en forme de T et seize trous de 4 mm de diamètre qui sont répartis symétriquement au niveau de la plaque (Fig. 3). La profondeur, la largeur et la forme géométrique sont constantes tout le long du canal gravé.

- la deuxième plaque (plaque du dessus) comporte deux trous d'injections, deux trous d'évacuation des fluides et également seize trous de même diamètre que ceux de la première plaque répartis symétriquement. Les deux plaques sont mises en contact, et l'étanchéité est assurée par des vis au travers des seize trous et par l'utilisation de serres-joints.



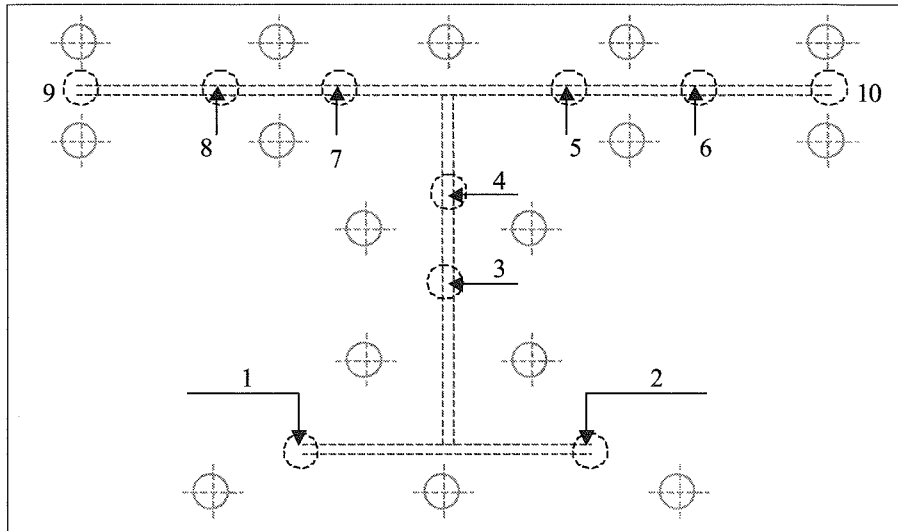


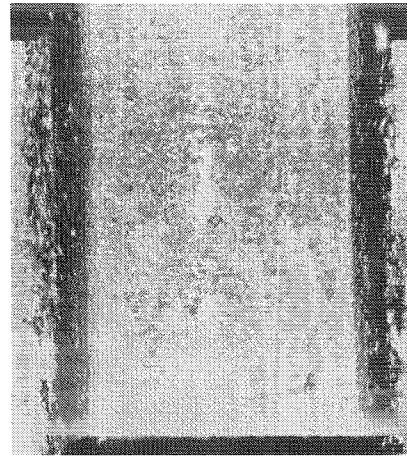
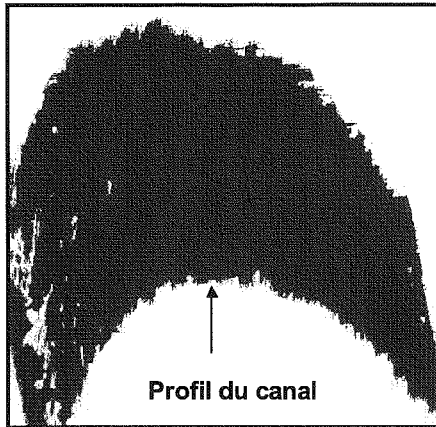
Figure 3 : Schéma détaillé de la cellule d'expérimentation (les trous en gris servent pour l'étanchéité des deux plaques et les trous en noir servent pour l'injection et la récupération des fluides ainsi que la mesure des différences de pression).

Légende :

- trous 1 et 2 : entrées des deux fluides monophasiques,
- trous 9 et 10 : sorties des deux fluides diphasiques ,
- trous 3 et 4 : prises de pression au niveau du canal étudié,
- trous 5, 6, 7, 8 : prises de pression.

Les trous sans numérotations assurent l'étanchéité entre les deux plaques grâce à des vis.

Le microcanal en verre est gravé par sablage (société Petitjean à Nancy) et celui en quartz au moyen d'une scie en diamant (société Micropierre à Besançon). La géométrie de chaque canal est caractérisée au moyen du microscope confocal à balayage laser (cf. chapitre I.1). Le balayage par le laser d'une portion de la longueur du microcanal en XY, qui correspond au plan de la plaque contenant la gravure, fournit une image du plan confocal. Ensuite, le balayage en Z, suivant la profondeur du microcanal, permet d'obtenir des images en provenance de différents plans focaux et ainsi de reconstruire une structure en trois dimensions comme le montre la figure 4.



4-a) Image en 3D du microcanal en verre

4-b) Image en 3D du microcanal en quartz

Figure 4 : Image CSLM en 3D illustrant la géométrie des microcanaux.

Les figures 5 et 6 représentent une coupe suivant l'axe Z des images en 3D du microcanal en verre et celui en quartz respectivement. Les images 5-a et 6-a sont prises en réflexion, c'est-à-dire à partir de la lumière réfléchie sur la surface des microcanaux, au moyen du microscope (CSLM) et les images 5-b et 6-b sont prises en fluorescence. Dans ce dernier cas, une goutte d'huile fluorescente est déposée sur le microcanal. On peut donc distinguer l'interface entre l'huile fluorescente et la surface du microcanal qui n'est pas fluorescente par le contraste de couleur.

On remarque que les images prises en réflexion présentent des perturbations du signal réfléchi, c'est-à-dire qu'au lieu d'avoir un profil de la section du microcanal unique et bien défini on obtient un profil complexe qui rend difficile la quantification de la section du microcanal. Ces perturbations du signal sont attribuées à la rugosité de la surface du microcanal. Notons que pour le microcanal en verre ces perturbations sont plus importantes que pour celui en quartz. Il existe donc une différence entre l'état des surfaces des deux microcanaux. Celle-ci est liée à la technique de gravure et les observations montrent que la technique de gravure par une scie en diamant est plus précise. La quantification de la section de chaque microcanal à partir de ces images sera discutée dans le cadre de la détermination des diamètres hydrauliques de ces microcanaux (cf. §. 9 suivant).

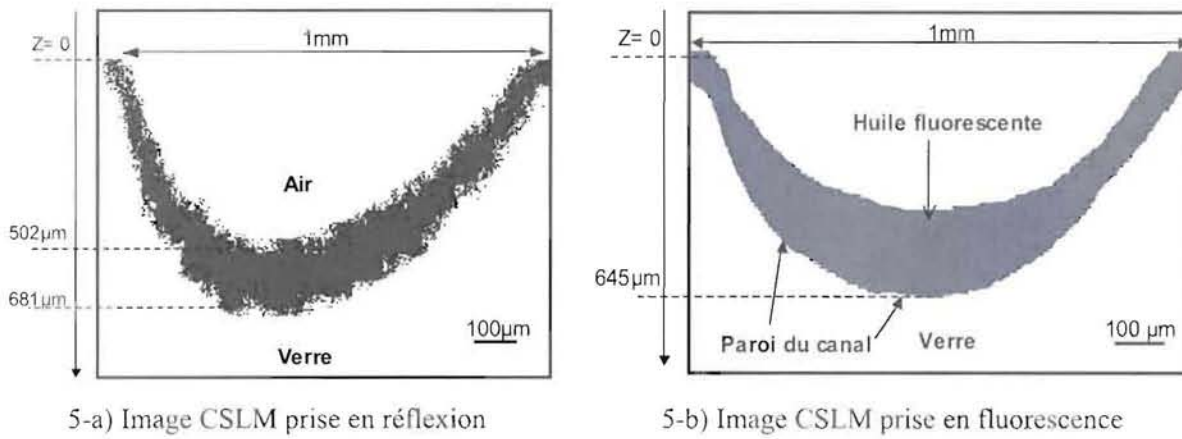


Figure 5 : Image CSLM illustrant la géométrie de la section du canal en verre.

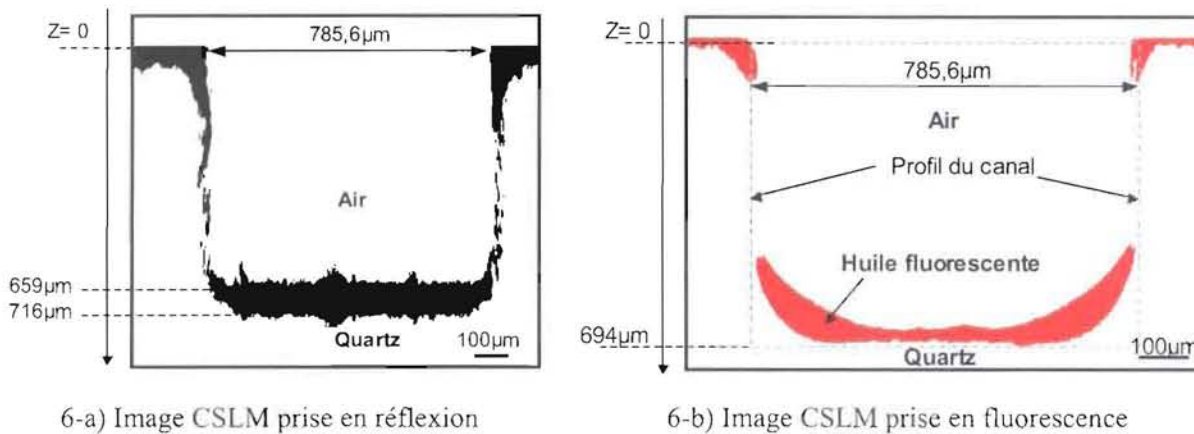


Figure 6 : Image CSLM illustrant la géométrie de la section du canal en quartz.

Une autre cellule d'expérimentation de plus petites dimensions a été réalisée en verre pour visualiser les structures d'écoulements diphasiques liquide-liquide au moyen du microscope confocal (Fig. 7). Elle est constituée de deux plaques :

- la première plaque (plaque du dessus) comporte la gravure d'un microcanal en forme T de mêmes caractéristiques que le microcanal gravé sur la plaque de verre de grande dimension avec 18 trous de 2 mm et 4 trous de 4 mm qui servent à injecter et à récupérer les deux fluides. Cette plaque a une largeur de 5 cm, une longueur de 10 cm et une épaisseur de 5 mm.

- la deuxième plaque (plaque du dessous) comporte 18 trous de même diamètre que la première plaque. Elle a la même largeur et la même longueur que la première plaque mais avec une épaisseur de 1 mm. L'épaisseur de celle-ci est limitée à cause de la distance focale du microscope.

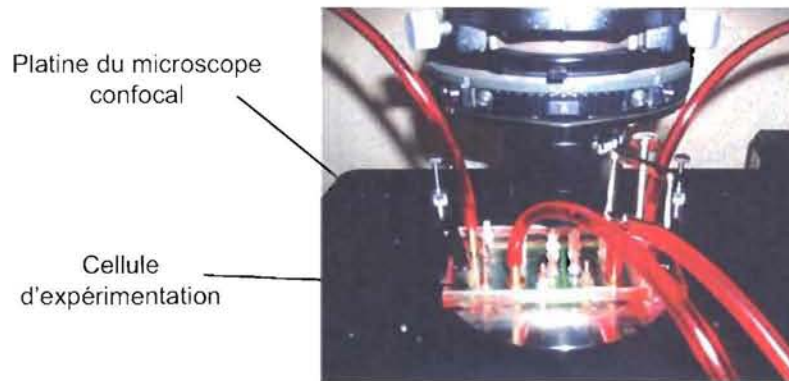


Figure 7 : Cellule d'expérimentation adaptable à la sur-platine du microscope confocal à balayage laser.

## 5. Les paramètres mesurés

Les grandeurs mesurées au cours des différentes expériences sont les suivantes:

- les débits d'injections des deux fluides,
- la température de chaque liquide à l'entrée du milieu,
- la perte de pression dans le microcanal.

### 5.1. Mesure des débits d'injection des fluides

Pour les liquides, le débit est donné directement par la pompe avec une précision de  $\pm 1.5\%$  (ou  $\pm 0.5$  ml/h).

Pour le gaz, l'appareil de mesure est un débitmètre massique (Brooks). Il est relié à un afficheur qui permet une visualisation d'un débit volumique en litre par heure. La gamme de mesure est de 0 à 10 l.h<sup>-1</sup> avec une précision de  $\pm 1\%$ .

### 5.2. Mesure de la perte de pression

La mesure de la différence de pression est effectuée au moyen d'un capteur différentiel (5PSI D), la précision de la mesure du capteur est égale à 0,25% de la pleine échelle. Ce capteur est relié à un voltmètre qui permet de lire une différence de pression moyenne.

Dans tous les cas, deux prises de pression, espacées de 4 cm, sont placées sur la plaque du dessus à 5 cm de l'entrée du canal pour éviter les effets d'entrée.

## 6. Les fluides

Les fluides utilisés sont l'air, le dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>), l'eau distillée et l'huile. Les propriétés physiques de ces fluides sont regroupées dans le tableau 1. L'huile utilisée (le Marcol) est une huile paraffinique et newtonienne.

Fluide	$\rho$ (Kg.m <sup>-3</sup> )	$\mu$ (mPa.s)	$\sigma_{\text{air-liquide}}$ (mN.m <sup>-1</sup> )	$\sigma_{\text{eau-huile}}$ (mN.m <sup>-1</sup> )
Air	1,22	$1,82 \cdot 10^{-5}$		
CO <sub>2</sub>	1,87	$1,37 \cdot 10^{-5}$		
Eau	999	1	71	
Huile	843	28,7	32	30

Tableau 1 : Propriétés physiques des fluides utilisés à 20°C.

où  $\rho$  est la masse volumique,  
 $\mu$  est la viscosité dynamique,  
 $\sigma$  est la tension superficielle.

La viscosité dynamique d'un fluide est une grandeur qui varie en fonction de la température. Cette variation est très importante pour les huiles et peut donc influencer les mesures des pertes de pression. Les expériences sont effectuées à une température ambiante et la température des liquides varie entre 16°C et 24°C. Pour tenir compte de cette variation, il est nécessaire de connaître l'évolution de la viscosité dynamique de chaque fluide en fonction de la température. Celle de l'huile a été mesurée avec un rhéomètre TA Instrument (AR 1000) à différentes températures. L'évolution de la viscosité en fonction de la température est représentée sur la figure 8.

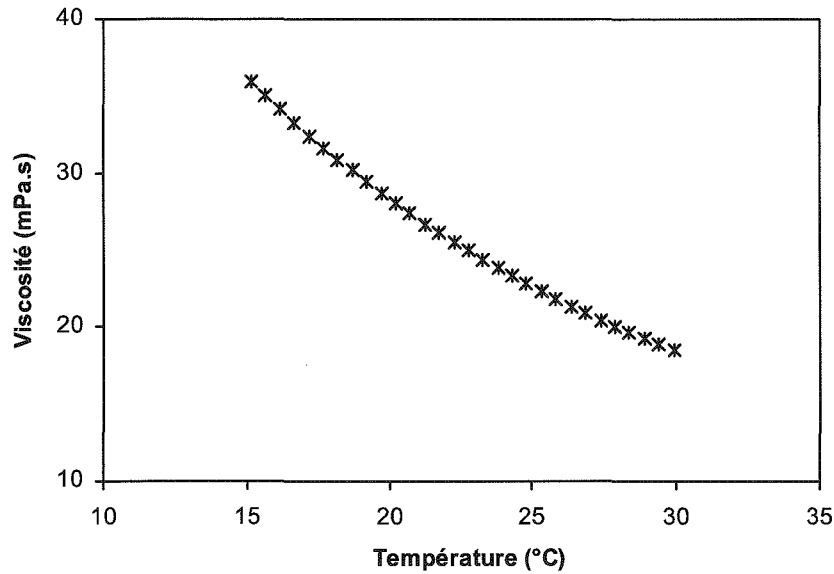


Figure 8: Evolution de la viscosité de l'huile (Marcol) en fonction de la température.

Les points expérimentaux peuvent être ajustés par un polynôme de deuxième degré dont les coefficients ont été déterminés par la méthode des moindres carrés :

$$\mu(T) = 0,036T^2 - 2,79T + 69,78 \quad \text{pour } 15 < T < 30 \text{ } ^\circ\text{C}$$

On constate que, comme pour tous les liquides, la viscosité dynamique diminue lorsque la température augmente. Cette variation a été prise en compte.

Les mesures de la tension interfaciale ont été réalisées à l'aide d'un tensiomètre à 20°C.

## 7. Procédures expérimentales

Les différentes procédures expérimentales utilisées pour les écoulements monophasiques et pour les écoulements diphasiques liquide-liquide et liquide-gaz sont présentées dans cette partie. Pour l'ensemble de ces expériences, l'écoulement est horizontal. Les fluides sont injectés dans la cellule d'expérimentation à température ambiante ( $T = 20 \pm 4^\circ\text{C}$ ).

## 7.1. Ecoulements monophasiques

Des expériences en écoulement monophasique ont été réalisées préalablement pour déterminer le diamètre hydraulique des microcanaux.

Pour chaque expérience, un débit du fluide est fixé, puis il est augmenté par paliers de valeurs croissantes. Pour chaque débit on mesure la différence de pression et la température du fluide à l'entrée du système. Ces expériences sont donc réalisées pour l'eau, l'huile et l'air.

## 7.2. Ecoulements diphasiques liquide-liquide

En écoulement diphasique eau-huile, deux types d'expériences ont été réalisées : le cas où le milieu est initialement saturé en huile et le cas où il est initialement saturé en eau.

### 7.2.1. Milieu préalablement saturé en huile

Dans ce cas, l'huile est injectée initialement à un débit fixé en suivant le même protocole que pour un écoulement monophasique huile. De l'eau est ensuite injectée à un débit constant. Lorsque le régime stationnaire est atteint, la différence de pression est mesurée et la configuration d'écoulement est enregistrée par la caméra. Le débit de l'eau est ensuite augmenté et les mêmes opérations sont recommencées. Cette expérience est réalisée pour différents débits d'huile. Entre deux valeurs de débits ( $Q_{\text{huile}}$ ) différentes, le milieu est nettoyé par injection de dichloro-méthane ( $\text{CH}_2\text{Cl}_2$  : solvant organique des huiles) au moyen d'une seringue, ensuite de l'air sec est injecté pour sécher le milieu.

### **7.2.2. Milieu préalablement saturé en eau**

Le protocole décrit précédemment est également suivi. Au début de chaque expérience, de l'eau est injectée à un débit fixé, puis l'huile est injectée en augmentant son débit par paliers de valeurs croissantes. Pour chacun de ces débits la perte de pression diphasique est mesurée et la configuration d'écoulement est enregistrée lorsque le régime stationnaire est atteint. Cette expérience est réalisée pour différents débits d'eau. Entre deux valeurs de débits ( $Q_{\text{eau}}$ ) différentes, le milieu est nettoyé suivant le même protocole que pour le milieu initialement saturé en huile.

### **7.3. Ecoulements diphasiques liquide-gaz**

En écoulement diphasique liquide-gaz, le microcanal est préalablement saturé en eau (ou en huile) à un débit fixé. Le gaz est ensuite injecté à un débit constant. Lorsque le régime stationnaire est atteint, la différence de pression est mesurée et la configuration d'écoulement est enregistrée par la caméra. Le débit du gaz est ensuite augmenté et les mêmes opérations sont recommencées. Cette expérience est alors répétée à différents débits d'eau (ou d'huile).

## **8. Expériences réalisées**

L'ensemble des expériences réalisées pour les écoulements diphasiques liquide-liquide et pour les écoulements liquide-gaz est présenté dans le tableau 2.



	Fluides	Microcanal
Ecoulements liquide-liquide	Eau-huile: saturation en huile	Microcanal en verre
	Eau-huile: saturation en eau	
	Eau-huile: saturation en huile	Microcanal en quartz
	Eau-huile: saturation en eau	
Ecoulements liquide-gaz	Eau-air	Microcanal en verre
	Huile-air	
	Huile-CO <sub>2</sub>	
	Eau-air	Microcanal en quartz
	Huile-air	

Tableau 2 : Expériences réalisées pour les écoulements liquide-liquide et liquide-gaz.

Dans le cas des écoulements liquide-liquide, saturation en huile (ou en eau) désigne le cas où le microcanal est préalablement saturé en huile (ou en eau).

## 9. Ecoulements monophasiques: diamètre hydraulique des microcanaux

Les résultats expérimentaux obtenus en écoulement monophasique dans les microcanaux en verre et en quartz sont présentés dans cette partie.

Les expériences sont réalisées en suivant le protocole décrit dans le paragraphe (7.1). L'écoulement est horizontal. Chaque fluide est injecté dans le microcanal à différents débits  $Q$ . Pour chaque débit donné, la perte de pression est mesurée lorsque le régime stationnaire est atteint. Ces expériences nous permettent de déterminer les diamètres hydrauliques des microcanaux en verre et en quartz.

### 9.1. Microcanal en verre

Pour le microcanal constitué de plaques de verre, les écoulements monophasiques sont réalisés avec de l'huile, de l'eau et de l'air.

Pour l'air, les effets de compressibilité ont été considérés comme négligeables. En effet, dans toute la gamme des débits explorée, la différence de pression est faible par rapport à la pression atmosphérique.

### 9.1.1. Evolution de la perte de pression en fonction du débit volumique

Les figures 9, 10 et 11 représentent l'évolution des pertes de pression mesurées en fonction des débits volumiques respectivement dans le cas d'un écoulement d'huile, d'eau et d'air.

A partir de ces figures, pour la gamme de débits étudiés, une relation linéaire entre les pertes de pression et le débit volumique est observée pour chaque fluide. Cette relation est décrite par la loi de Poiseuille (Fourar et Chèze, 2002), elle a la forme suivante :

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{128 \mu(T)}{\pi D^4} Q \quad (\text{Eq. 1})$$

où  $\Delta P/L$  est la différence de pression par unité de longueur,  
 $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide,  
 $D$  est le diamètre du canal,  
 $Q$  est le débit volumique du fluide.

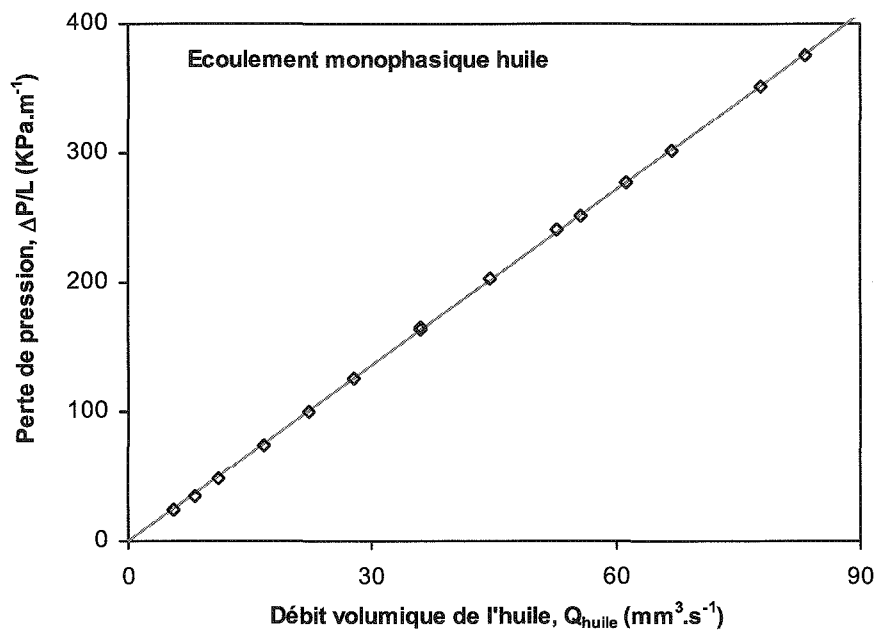


Figure 9: Pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction du débit volumique ( $Q_{\text{huile}}$ ) pour l'écoulement monophasique huile.

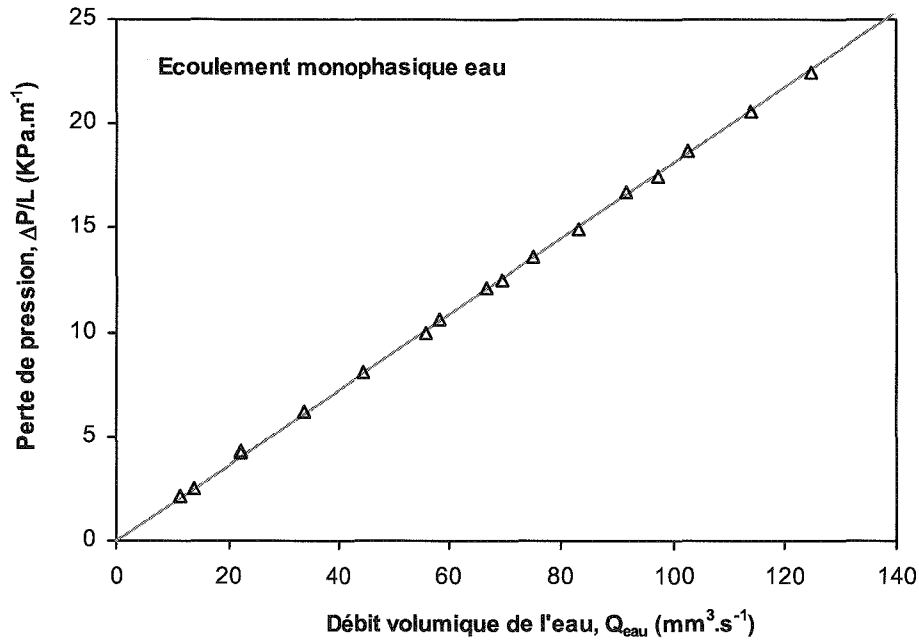


Figure 10: Pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction du débit volumique ( $Q_{eau}$ ) pour l'écoulement monophasique eau.

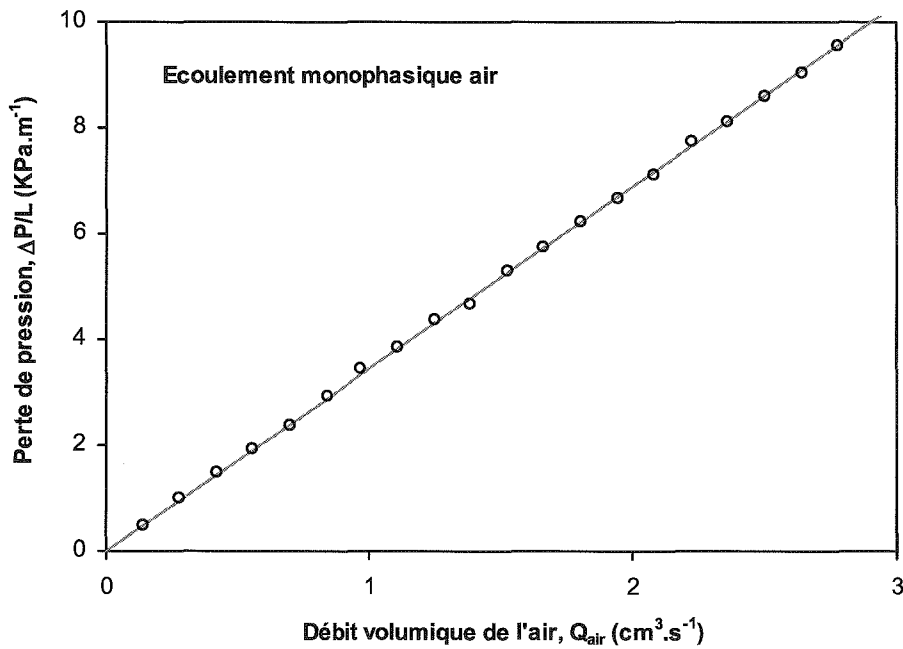


Figure 11: Pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction du débit volumique ( $Q_{air}$ ) pour l'écoulement monophasique air.

On remarque que :

- pour un débit d'huile allant de 0 à 90 mm<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup>, les pertes de pression augmentent linéairement de 0 à 400 KPa.m<sup>-1</sup> (Fig. 9),

- pour un débit d'eau allant de 0 à 140 mm<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup>, les pertes de pression augmentent linéairement de 0 à 25 KPa.m<sup>-1</sup> (Fig. 10),

- pour un débit d'air allant de 0 à 3 cm<sup>3</sup>.s<sup>-1</sup>, les pertes de pression augmentent linéairement de 0 à 10 KPa.m<sup>-1</sup> (Fig. 11).

Ces trois résultats montrent que pour une même température et pour des valeurs de débit égales pour l'huile, l'eau et l'air, les pertes de pression seront plus élevées dans le cas du fluide le plus visqueux (Eq. 1).

### 9.1.2. Diamètre hydraulique du microcanal en verre

Pour déterminer le diamètre hydraulique du microcanal en verre, une équation linéaire qui relie la perte de pression et le débit volumique du fluide a été déterminée par la méthode des moindres carrés. A l'aide de la loi de Poiseuille nous avons alors déduit le diamètre équivalent du canal.

Le diamètre équivalent ( $D_{eq}$ ) représente le diamètre d'une conduite circulaire qui provoquerait, à un même débit volumique  $Q$ , la même perte de charge que la conduite non circulaire considérée. La détermination de cette grandeur est donc expérimentale.

Le diamètre hydraulique ( $D_h$ ) représente le diamètre d'une conduite circulaire qui provoquerait, à une même vitesse débitante  $V$ , la même perte de charge que la conduite non circulaire considérée.

Les deux microcanaux sont assimilés à des tubes de sections circulaires et de diamètre égal au diamètre équivalent  $D = D_{eq}$ . Dans ce cas, les diamètres hydraulique et équivalent sont égaux.

Pour comparer les diamètres hydrauliques obtenus à partir de chaque fluide, l'écart relatif entre la valeur obtenue avec l'huile et celle obtenue avec l'eau et l'air a été calculé (tableau 3) :

$$\text{- Ecart relatif : } \quad \langle e \rangle = \left| \frac{D_{huile} - D_{fluide}}{D_{huile}} \right| \times 100 \quad (\text{Eq. 2})$$

où  $D$  est le diamètre hydraulique.

Les valeurs obtenues pour chaque fluide sont regroupées dans le tableau 3.

Fluides	Diamètre hydraulique ( $\mu\text{m}$ )	Température ( $^{\circ}\text{C}$ )	Ecart relatif (%)
Huile	677	22,5	
Eau	675	19	0,3
Air	700	20	3,4

Tableau 3 : Valeurs expérimentales du diamètre hydraulique pour le microcanal en verre.

On constate que les diamètres hydrauliques déterminés à partir des écoulements monophasiques huile et eau sont égaux et leur valeur est légèrement inférieure à celle obtenue en écoulement monophasique air.

Signalons que dans tous les calculs qui suivent le diamètre hydraulique choisi est celui déterminé à partir de l'écoulement monophasique huile ( $D = 677 \mu\text{m}$ ).

Le diamètre hydraulique est également calculé à partir des images prises au moyen du microscope confocal à balayage laser (Figs. 5-a et 5-b). Et ceci en utilisant la définition du diamètre hydraulique qui est :

$$D_h = \frac{4A}{P} \quad (\text{Eq. 3})$$

où  $A$  est la section mouillée du microcanal,

$P$  est le périmètre mouillé du microcanal.

La surface mouillée et le périmètre mouillé sont calculés à partir des images (5-a et 5-b) en déterminant le contour de la section du microcanal. Sur le tableau 4 sont regroupées les valeurs des diamètres hydrauliques déterminées à partir des images en réflexion et en fluorescence. Ces valeurs sont comparées avec le diamètre déterminé expérimentalement à partir de l'écoulement monophasique huile en calculant l'écart relatif suivant :

- Ecart relatif :

$$\langle e \rangle = \left| \frac{D_{\text{huile}} - D_{\text{confocal}}}{D_{\text{huile}}} \right| \times 100 \quad (\text{Eq. 4})$$

où  $D_{\text{huile}}$  est le diamètre hydraulique déterminé à partir de l'écoulement monophasique huile,

$D_{\text{confocal}}$  est le diamètre déterminé à partir des images prises par le microscope confocal.

On constate donc que le diamètre calculé à partir de l'image prise en fluorescence est plus proche de celui déterminé expérimentalement à partir de l'écoulement monophasique huile.

	Diamètre hydraulique ( $\mu\text{m}$ )	Ecart relatif (%)
Image en réflexion	707	4,43
Image en fluorescence	667,5	1,4

Tableau 4 : Diamètres hydrauliques calculés à partir des images en réflexion et fluorescence comparés avec celui déterminé à partir de l'écoulement monophasique huile. Microcanal en verre.

### 9.1.3. Comparaison des différents fluides

Pour comparer les résultats obtenus avec les différents fluides dans le microcanal en verre, le coefficient de perte de pression (Eq. 4) a été représenté en fonction du nombre de Reynolds (Eq. 5) sur la figure 11.

Sur la figure 12 est également représentée la loi régissant les écoulements monophasiques en régime laminaire dans une conduite. Cette loi est établie comme suit :

- le coefficient de perte de pression: 
$$\lambda = \frac{2D(-dP/dx)}{\rho V^2} \quad (\text{Eq. 5})$$

- le nombre de Reynolds : 
$$\text{Re} = \frac{\rho VD}{\mu} \quad (\text{Eq. 6})$$

où  $\rho$  est la masse volumique du fluide,

$V$  est la vitesse débitante du fluide,

$dP/dx$  est la différence de pression par unité de longueur,

$D$  est le diamètre hydraulique déterminé à partir de l'écoulement monophasique huile,

$\mu$  est la viscosité dynamique du fluide.

A partir des relations (Eq. 5 et 6) et en tenant compte de la loi de Poiseuille (Eq. 1), la relation adimensionnelle suivante est définie :

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \quad (\text{Eq. 7})$$

Les points expérimentaux obtenus avec l'huile, l'eau et l'air sont superposables (Fig. 12) et sont régis par la relation des écoulements monophasiques (Eq. 7). Cette représentation montre aussi que pour la gamme des débits explorée le régime d'écoulement est laminaire.

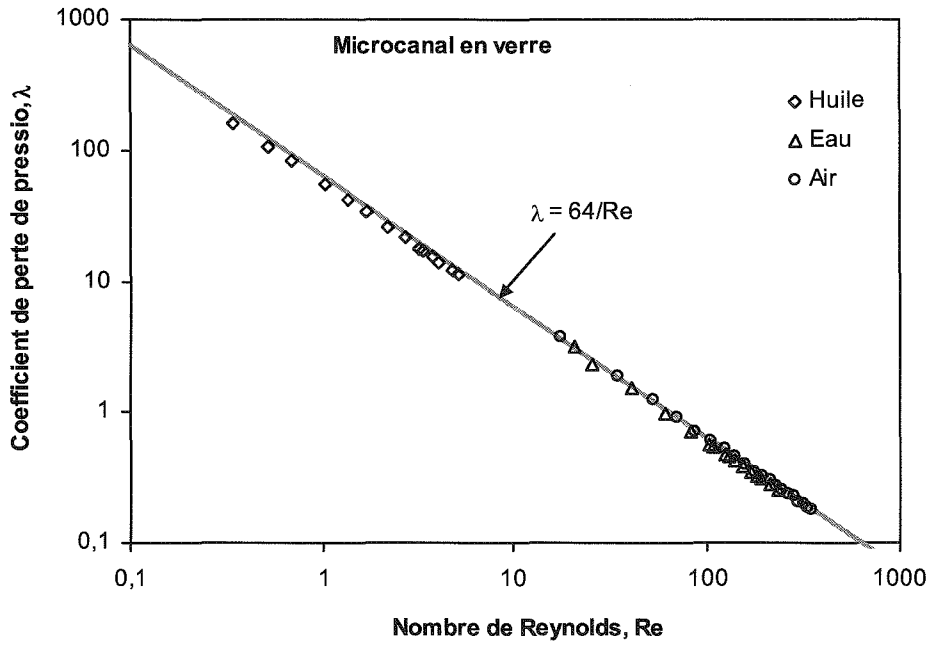


Figure 12: Coefficient de perte de pression en fonction du nombre de Reynolds pour le microcanal en verre.

## 9.2. Microcanal en quartz

Les résultats expérimentaux obtenus en écoulement monophasique huile, eau et air sont présentés dans cette partie. À partir de ces résultats le diamètre hydraulique du microcanal a été déterminé.

### 9.2.1. Evolution de la perte de pression en fonction du débit volumique

Les figures 13, 14 et 15 représentent l'évolution des pertes de pression mesurées en fonction des débits volumiques dans le cas d'un écoulement monophasique d'huile, d'eau et d'air.

Pour les trois fluides et pour la gamme de débits étudiés, la relation entre la perte de pression et le débit volumique est linéaire.

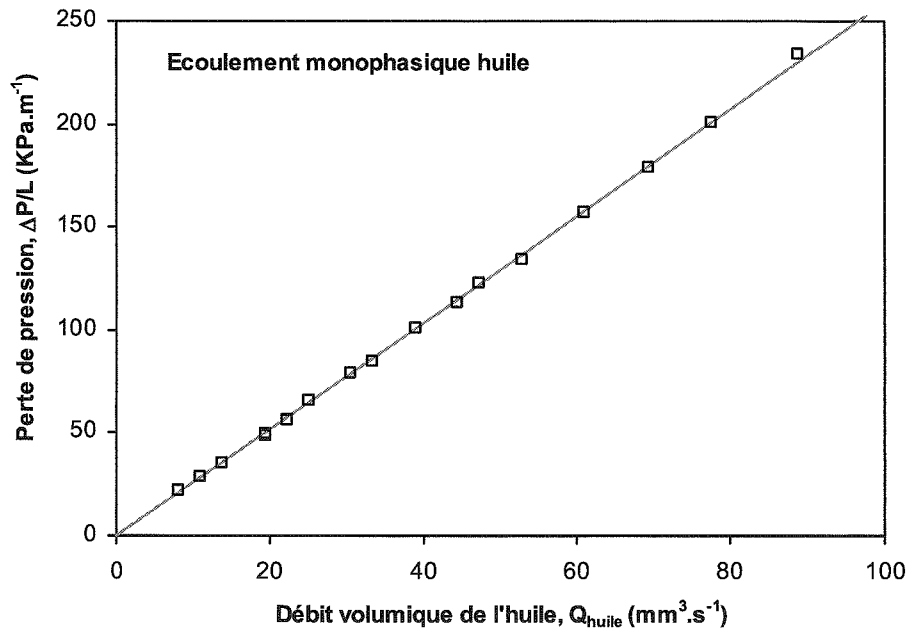


Figure 13 : Pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction du débit volumique ( $Q_{\text{huile}}$ ) pour l'écoulement monophasique huile.

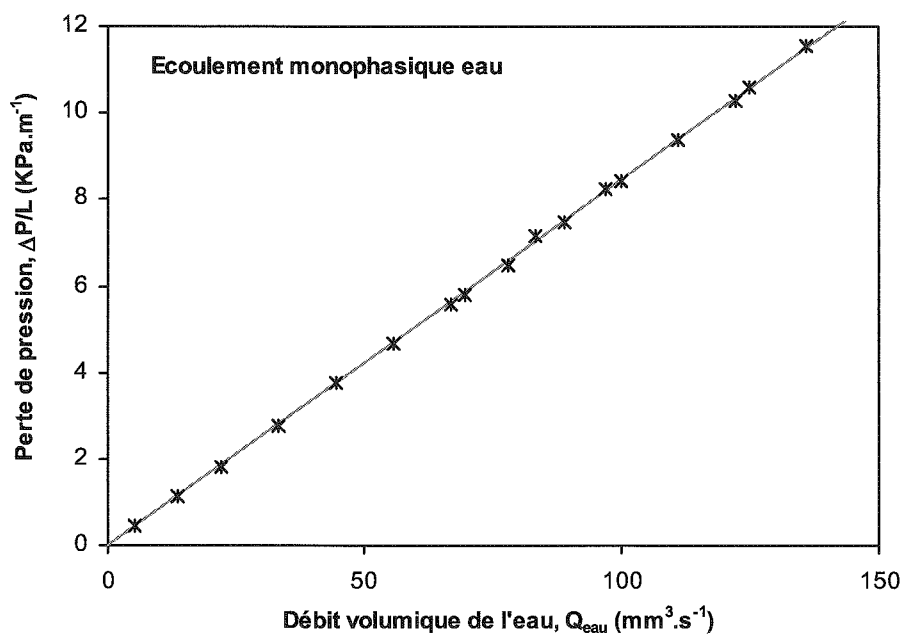


Figure 14 : Pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction du débit volumique ( $Q_{\text{eau}}$ ) pour l'écoulement monophasique eau.



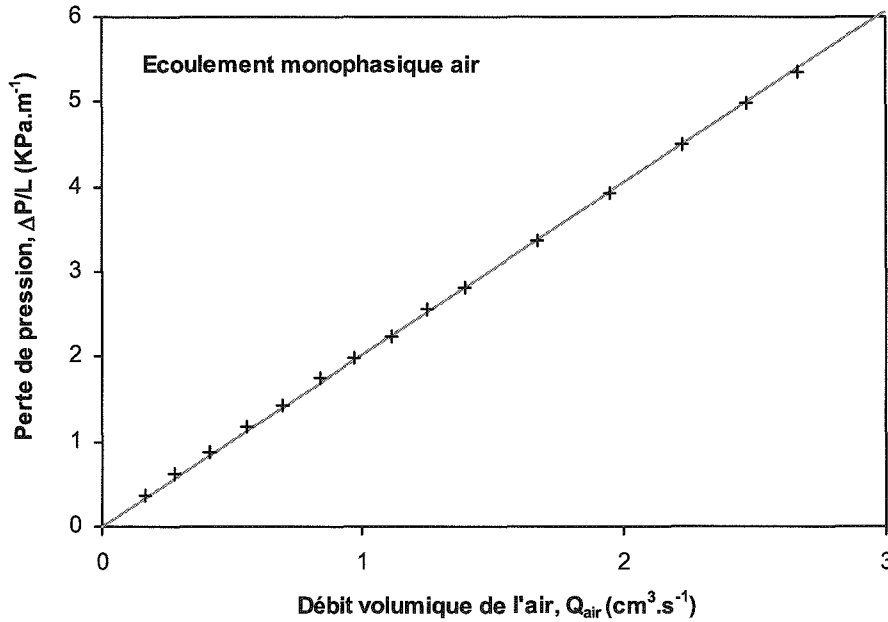


Figure 15 : Pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction du débit volumique ( $Q_{\text{air}}$ ) pour l'écoulement monophasique air.

- pour un débit d'huile allant de 0 à  $100 \text{ mm}^3\cdot\text{s}^{-1}$ , les pertes de pression augmentent linéairement de 0 à  $250 \text{ KPa}\cdot\text{m}^{-1}$  (Fig. 13),
- pour un débit d'eau allant de 0 à  $140 \text{ mm}^3\cdot\text{s}^{-1}$ , les pertes de pression augmentent linéairement de 0 à  $12 \text{ KPa}\cdot\text{m}^{-1}$  (Fig. 14),
- pour un débit d'air allant de 0 à  $3 \text{ cm}^3\cdot\text{s}^{-1}$ , les pertes de pression augmentent linéairement de 0 à  $6 \text{ KPa}\cdot\text{m}^{-1}$  (Fig. 15).

Ces résultats montrent que, pour une même température et pour des valeurs de débit égales pour l'huile, l'eau et l'air, les pertes de pression seront plus élevées dans le cas de l'huile.

### 9.2.2. Détermination du diamètre hydraulique du microcanal en quartz

Par la méthode des moindres carrés, une équation linéaire a été déterminée. A l'aide de la loi de Poiseuille le diamètre équivalent du canal (Eq. 1) a donc été défini: Les valeurs obtenues pour chaque fluide sont regroupées dans le tableau 5 :

Fluides	Diamètre hydraulique ( $\mu\text{m}$ )	Température ( $^{\circ}\text{C}$ )	Ecart relatif (%)
Huile	787	20,3	
Eau	823	23	4,57
Air	780	19	0,89

Tableau 5 : Valeurs expérimentales du diamètre hydraulique pour le microcanal en quartz.

Comme pour le microcanal en verre, le diamètre hydraulique est également calculé à partir des images prises en réflexion et en fluorescence au moyen de l'imagerie par microscopie confocale à balayage laser (Fig. 6). Ces valeurs sont regroupées dans le tableau 6 et sont comparées avec la valeur déterminée à partir de l'écoulement monophasique huile.

	Diamètre hydraulique ( $\mu\text{m}$ )	Ecart relatif (%)
Image en réflexion	786	0,12
Image en fluorescence	793	0,76

Tableau 6 : Diamètres hydrauliques calculés à partir des images en réflexion et fluorescence comparés avec celui déterminé à partir de l'écoulement monophasique huile. Microcanal en quartz.

Ces comparaisons montrent que le diamètre déterminé expérimentalement à partir des mesures des pertes de pression et des débits volumiques est très proche de celui calculé à partir des images en réflexion et en fluorescence.

### 9.2.3. Comparaison entre les fluides

Pour comparer les résultats obtenus avec les différents fluides dans le microcanal en quartz, nous avons tracé le coefficient de perte de pression en fonction du nombre de Reynolds sur la figure 16. Sur cette figure est également représentée la relation définie par l'équation 7. Comme pour le microcanal en verre, la vitesse débitante de chaque fluide est obtenue en utilisant la valeur du diamètre hydraulique déterminée à partir de l'écoulement monophasique huile.

Cette figure montre, comme pour le cas du microcanal en verre, que les résultats expérimentaux obtenus avec les trois fluides sont superposables et qu'ils sont régis par la loi des écoulements monophasiques (Eq. 7).

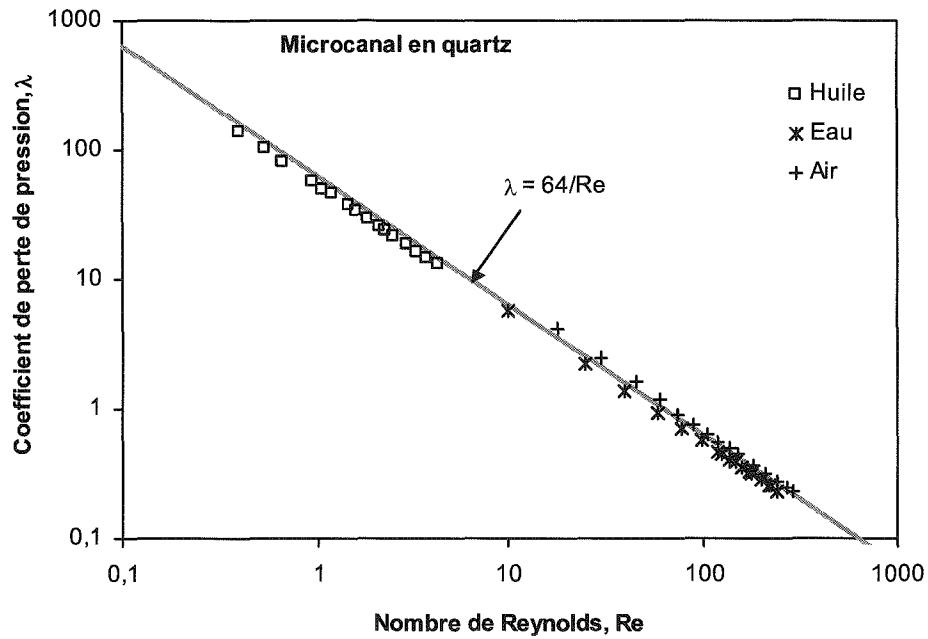


Figure 16 : Coefficient de perte de pression en fonction du nombre de Reynolds. Microcanal en quartz.

#### 9.2.4. Influence des propriétés physiques des fluides

La figure 17 compare les pertes de pression en fonction du débit volumique entre l'eau et l'huile, dans le cas du microcanal en quartz. L'eau est injectée à 23°C et l'huile à 20,3°C. On observe que pour un débit volumique fixé, les pertes de pression obtenues avec de l'huile sont pratiquement trente fois plus élevées que celles obtenues avec de l'eau. Le rapport entre les pertes de pression correspond approximativement à celui des viscosités des deux liquides. Les pertes de pression sont donc régies par les propriétés physiques des fluides et notamment la viscosité dynamique.

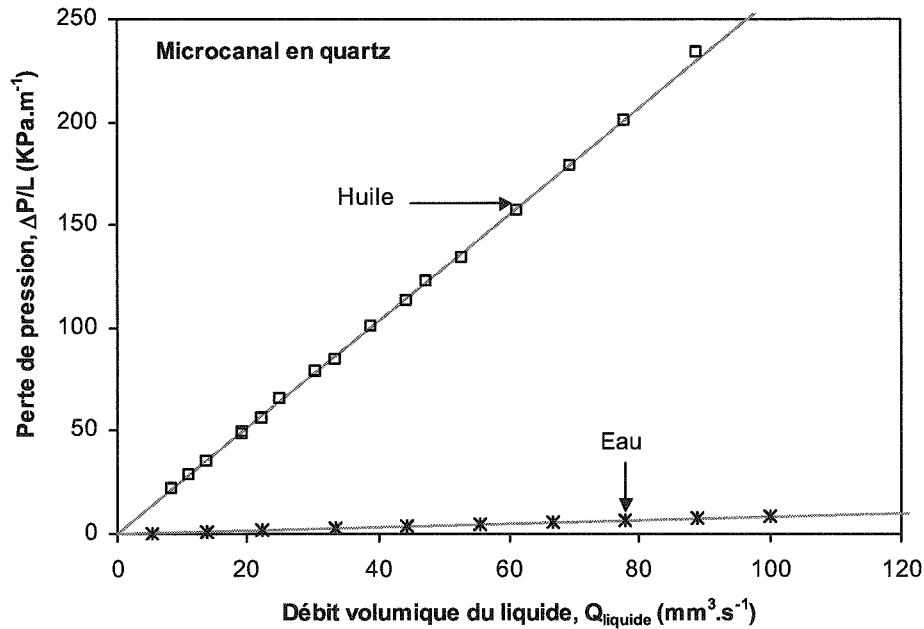


Figure 17 : Comparaison entre l'eau et l'huile des pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction du débit volumique ( $Q_{\text{liquide}}$ ).

### 9.2.5. Influence de diamètre du microcanal

La figure 18 compare pour un écoulement d'huile, les pertes de pression en fonction du débit volumique entre les deux microcanaux. Pour le microcanal en verre l'huile est injectée à 22,5 °C. Pour le microcanal en quartz, elle est injectée à 20,3 °C. On observe que pour un débit volumique fixé, les pertes de pression sont plus grandes pour le microcanal en verre ( $D_h = 677 \mu\text{m}$ ) que pour celui en quartz ( $D_h = 787 \mu\text{m}$ ).

Pour un débit volumique de fluide fixé, les pertes de pression augmentent lorsque le diamètre hydraulique du microcanal diminue.

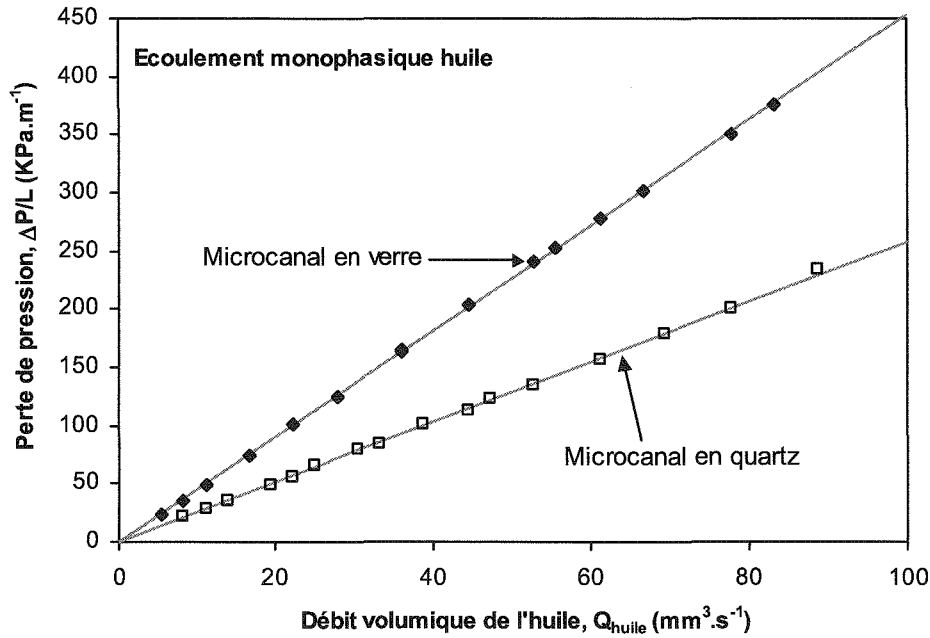


Figure 18 : Ecoulement monophasique huile. Comparaison entre les deux milieux des pertes de pression en fonction du débit volumique.

## 10. Conclusions

Dans ce chapitre, les dispositifs expérimentaux qui ont permis d'effectuer les expériences en écoulement diphasique liquide-liquide et liquide-gaz ont été présentés.

Les résultats expérimentaux obtenus lors d'un écoulement monophasique dans les deux types de microcanaux étudiés : microcanal en verre et en quartz ont été exposés. La loi des écoulements monophasiques en régime laminaire permet de décrire correctement ces résultats. Ce qui montre que dans la plage de variation des nombres de Reynolds étudiés, en monophasique, les effets inertiels sont négligeables devant les effets visqueux.

Ces résultats ont également permis de déterminer les diamètres hydrauliques des deux microcanaux. Ces derniers ont aussi été calculés à partir des images prises au moyen du microscope confocal à balayage laser. Les diamètres obtenus par les différentes méthodes sont proches.

Les diamètres choisis dans les calculs qui suivent sont ceux déterminés à partir des expériences de l'écoulement monophasique huile. Il est égal à 677  $\mu\text{m}$  dans le cas du microcanal en verre et à 787  $\mu\text{m}$  dans le cas du microcanal en quartz.



## **Chapitre II.3**

# **Ecoulements diphasiques liquide-gaz / Résultats expérimentaux et interprétations**

Les résultats expérimentaux obtenus pour les écoulements diphasiques liquide-gaz ainsi que leurs interprétations sont présentés dans ce chapitre. Les expériences sont réalisées en suivant les procédures décrites dans le chapitre II.2.

Deux parties sont présentées. Dans la première partie, les différentes configurations d'écoulements sont décrites qualitativement et les transitions entre les configurations d'écoulements sont analysées. Ensuite, les mesures de perte de pression en fonction des débits d'injection sont présentées.

Dans la deuxième partie, les différents résultats expérimentaux sont interprétés au moyen du modèle homogène puis à partir de corrélations basées sur l'approche de Lockhart-Martinelli. Les différents résultats sont ensuite comparés et discutés.

### **1. Résultats expérimentaux**

#### **1.1. Les configurations d'écoulements**

Suivant la procédure expérimentale décrite au chapitre II.2 (§.7.3), pour chaque expérience, le débit du liquide est fixé et le gaz est injecté en augmentant son débit par paliers de valeurs croissantes. Comme signalé précédemment, les expériences sont réalisées avec de l'eau distillée, de l'huile, de l'air et du CO<sub>2</sub> dans les microcanaux en verre et en quartz.

### 1.1.1. Microcanal en verre

#### 1.1.1.1. Ecoulements eau-air

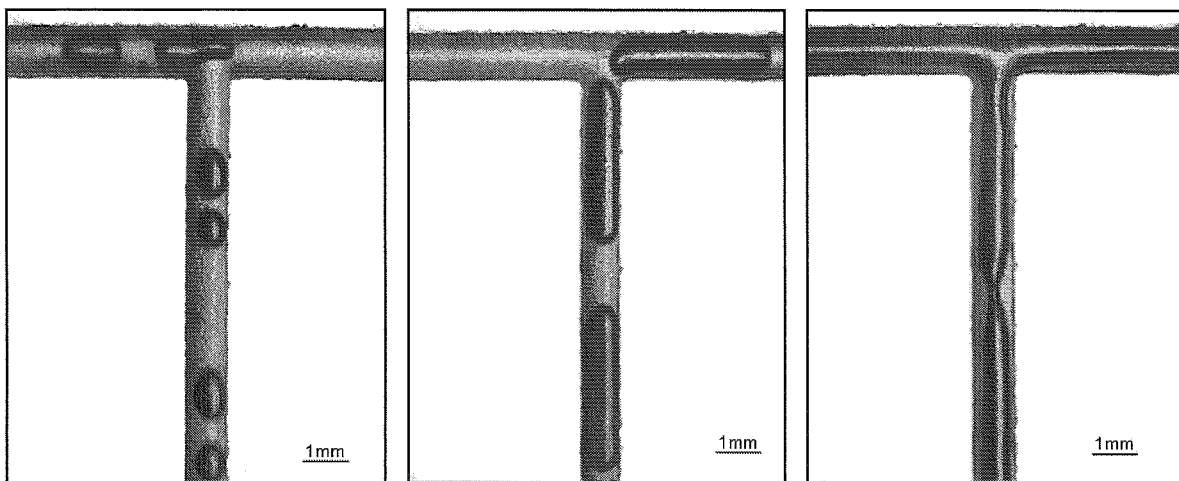
Dans le cas de l'écoulement eau-air cinq configurations d'écoulements ont été identifiées et photographiées:

- configuration à bulles (Fig. 1-a),
- configuration à poches (Fig. 1-b),
- configuration à poches-annulaire (Fig. 1-c),
- configuration semi-annulaire (Fig. 1-d et 1-e),
- configuration annulaire (Fig. 1-f).

Pour des forts débits d'eau, à faible débit d'air on observe des bulles d'air de forme pseudo-sphérique et de différents diamètres qui sont dispersées dans l'eau (Fig. 1-a). Il s'agit de la configuration à bulles. Lorsque le débit d'air augmente, la taille des bulles augmente et la configuration à poches se développe (Fig. 1-b). Ces poches d'air sont caractérisées par des formes pseudo-cylindriques de différentes tailles et d'un diamètre qui est pratiquement égal à la largeur du microcanal.

En augmentant le débit d'air, la longueur des poches augmente et la configuration poches-annulaire se développe (Fig. 1-c). Cette configuration d'écoulement est observée pour des vitesses débitantes d'eau supérieure à 0,11 m/s et est caractérisée par une alternance entre de longues poches d'air intercalées par des poches de petites tailles. Lorsqu'on augmente ensuite le débit d'air, on observe un écoulement annulaire qui n'est pas parfaitement établi. En effet, l'eau s'écoule en contact avec la paroi et la phase gazeuse s'écoulant au centre du microcanal est caractérisée par une discontinuité, c'est-à-dire que le liquide occupe toute la section du microcanal par intermittence comme le montre les figures 1-d et 1-e. Cette configuration d'écoulement est qualifiée de semi-annulaire. L'écoulement annulaire se développe à partir de cette dernière en augmentant le débit de l'air (Fig. 1-f).

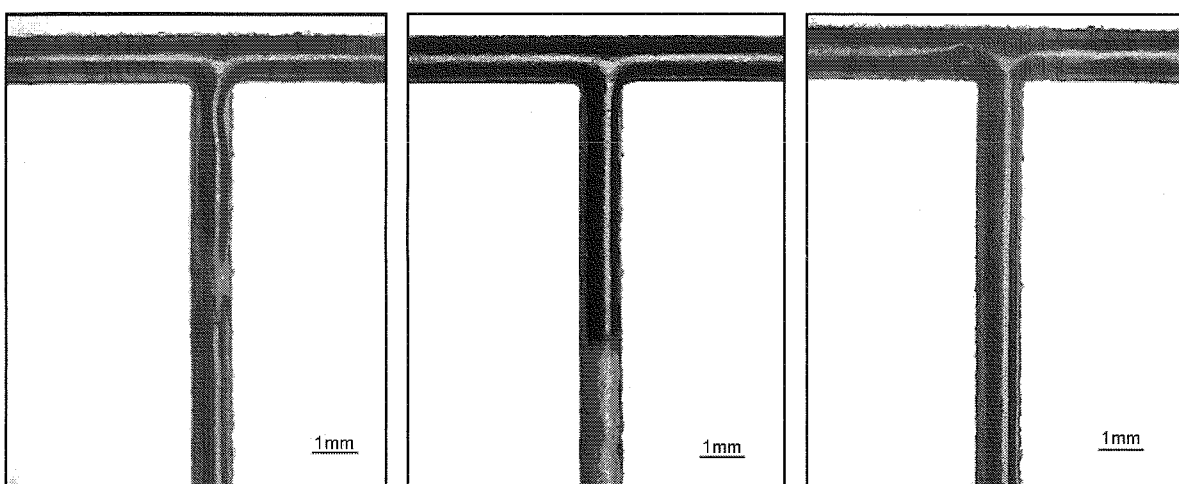




1-a: configuration à bulles

1-b: configuration à poches

1-c: configuration poches-annulaire



1-d: configuration semi-annulaire

1-e: configuration semi-annulaire

1-f: configuration annulaire

Figure 1: Différentes configurations d'écoulement diphasique eau-air. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

L'identification des différentes configurations d'écoulements pour l'ensemble des débits d'eau et d'air explorés a permis d'établir la cartographie d'écoulement représentée sur la figure 2 en reportant la vitesse débitante d'eau en fonction de la vitesse débitante d'air.

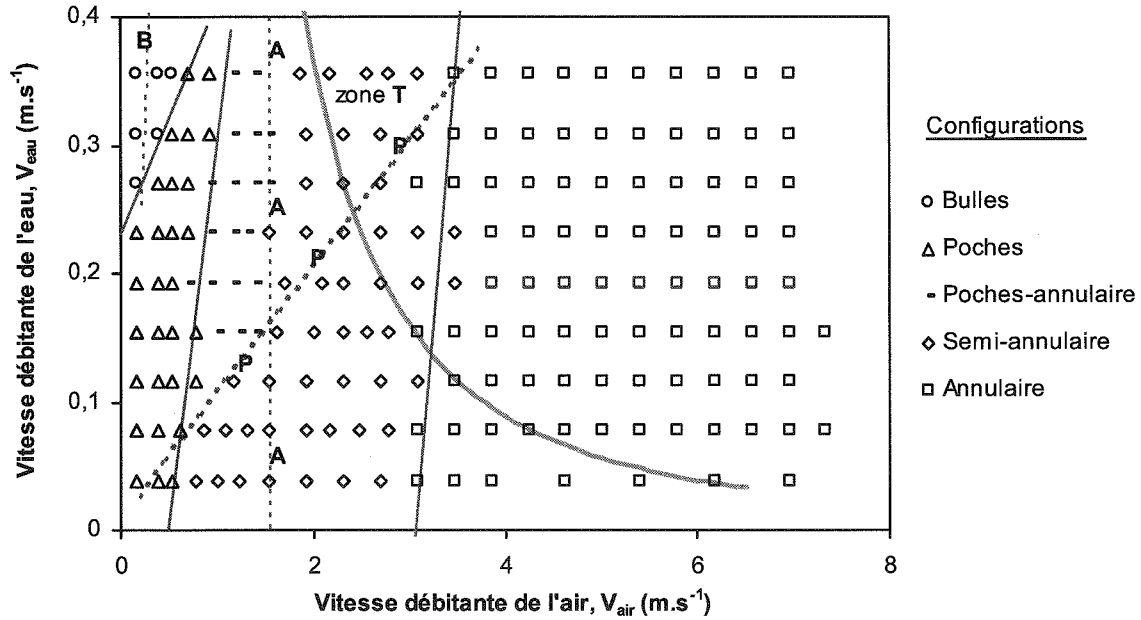


Figure 2: Cartographie de l'écoulement eau-air. Les lignes noires correspondent aux transitions établies expérimentalement, les lignes en pointillés correspondent aux corrélations de Mishima et Ishii (1984) et la courbe grise correspond à la transition de Weisman et al. (1979). Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

On constate que la transition entre les écoulements à bulles et à poches est bien vérifiée, et la droite de transition a pour équation :

$$V_{eau} = 0,18 V_{air} + 0,23 \quad (\text{Eq. 1})$$

Cette transition est décalée vers des vitesses débitantes d'air plus élevées par rapport à la transition bulles-poches établie analytiquement par Mishima et Ishii (1984) et qui est représentée sur cette cartographie d'écoulement (Fig. 2) par des pointillés et désignée par la lettre (B).

La transition entre les configurations à poches et à poches-annulaire apparaît nettement sur la figure 2, celle-ci est représentée par une droite qui a pour équation :

$$V_{eau} = 0,6 V_{air} - 0,3 \quad (\text{Eq. 2})$$

La transition poches-intermittente est comparée avec celle de Mishima et Ishii (1984) et qui est représentée sur la figure 2 par une droite en pointillés et désignée par la lettre (P). On remarque donc que cette transition dévie de la transition poches-intermittente déduite de cette étude. Cette déviation augmente au fur et à mesure que la vitesse débitante de l'eau augmente. Signalons que l'écoulement intermittent correspond aux configurations semi-annulaire et

poches-annulaire. Et que la transition de Mishima et Ishii (1984) représentée par la droite (P) correspond à la transition entre les configurations à poches et moussant.

La transition vers l'écoulement annulaire est identifiée sur la figure 2 par la droite d'équation :

$$V_{eau} = 0,85 V_{air} - 2,6 \quad (\text{Eq. 3})$$

Cette transition est comparée avec celle établie analytiquement par Mishima et Ishii (1984) et qui est représentée par une droite en pointillés et désignée par la lettre (A). Celle-ci s'établit à des vitesses débitantes d'air plus faibles par rapport à la transition déduite de nos expériences.

L'intersection observée entre les transitions de Mishima et Ishii qui sont représentées par les droites (P) et (A) délimite, d'après ces auteurs, une zone (la zone T) où la distinction entre les configurations à poches et annulaire est difficile. Cette zone correspond à une partie de la cartographie occupée par la configuration qualifiée de semi-annulaire.

La transition vers la configuration annulaire est également comparée avec celle établie par Weisman et al. (1979) qui est représentée sur la figure 2 par la courbe grise. On peut donc constater que celle-ci présente aussi un décalage par rapport à la transition vers l'écoulement annulaire établie à partir de notre cartographie.

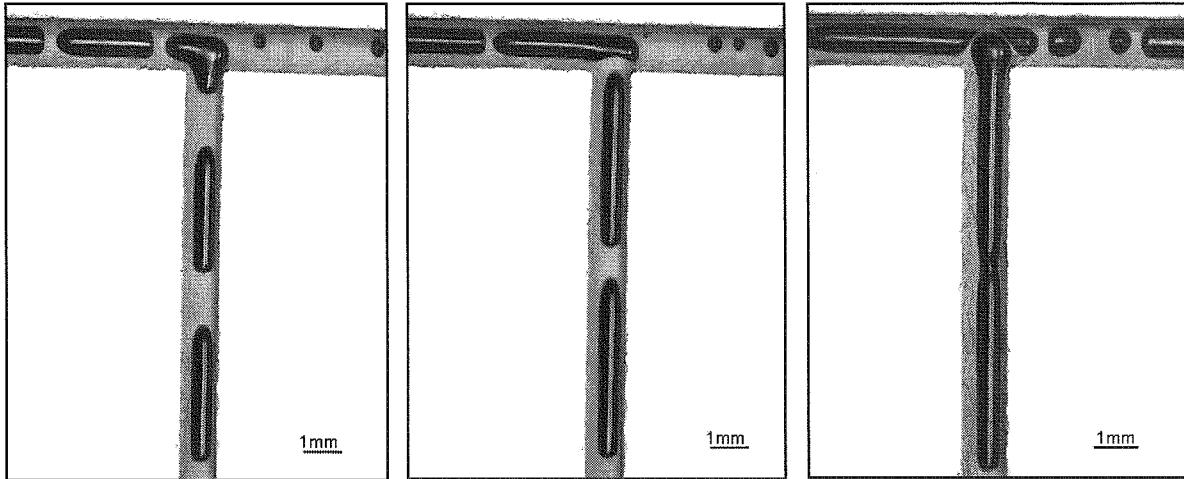
#### 1.1.1.2. Ecoulements huile-air

Dans le cas de l'écoulement diphasique huile-air trois configurations d'écoulements ont été identifiées:

- configuration à poches (Fig. 3-a et 3-b),
- configuration à poches-annulaire (Fig. 3-c et 3-d),
- configuration annulaire-onduleux (Fig. 3-e et 3-f).

Pour un débit d'huile donné, à faible débit d'air on observe des poches d'air de forme pseudo cylindriques et de différentes longueurs qui s'écoulent dans l'huile comme le montre les figures 3-a et 3-b. La largeur des poches reste inférieure à celle du microcanal, contrairement à la largeur des poches d'air observée précédemment dans le cas de l'écoulement eau-air (Fig. 1-b).

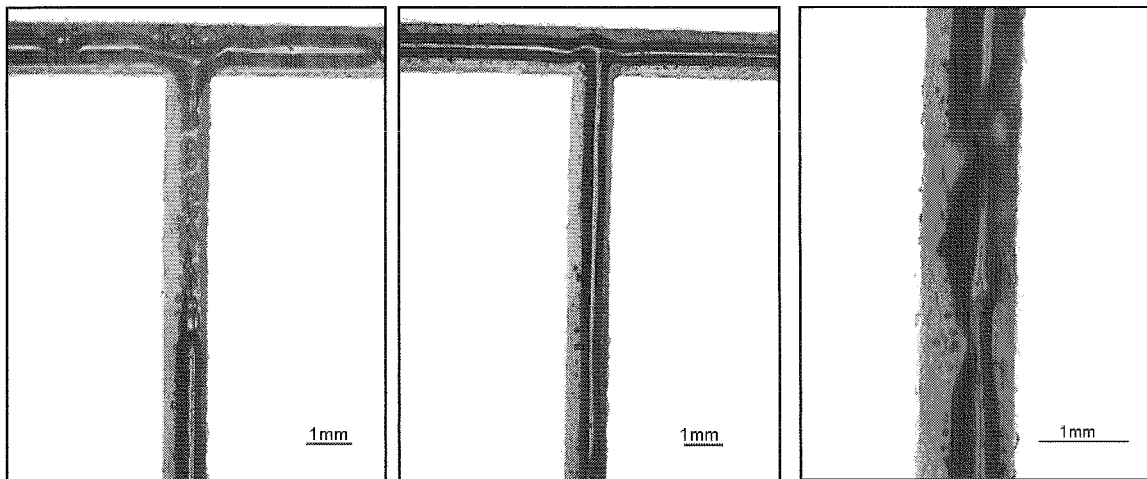
Lorsque le débit d'air augmente, la longueur des poches augmente et la configuration poches-annulaire se développe (Fig. 3-c et 3-d). Cette structure est caractérisée, comme pour l'écoulement eau-air, par de longues poches intercalées par des poches d'air de petites tailles.



3-a: configuration à poches

3-b: configuration à poches

3-c: configuration à poches-annulaire



3-d: configuration à poches-annulaire

3-e: configuration annulaire

3-f: configuration annulaire

Figure 3: Différentes configurations identifiées dans le cas de l'écoulement huile-air. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

Lorsqu'on augmente ensuite le débit d'air, la configuration annulaire-onduleux se développe. Elle est caractérisée par un écoulement d'air au centre du microcanal, l'huile étant en contact avec la paroi. L'interface air-huile est onduleuse (Fig. 3-e). Durant cette configuration, on observe également des bulles d'air de très petites tailles qui sont dispersées dans la phase huile (Fig. 3-f), ce qui n'a pas été observé dans le cas de l'écoulement annulaire obtenu avec l'écoulement eau-air.

La cartographie d'écoulement représentée sur la figure 4 est réalisée à partir des configurations d'écoulements identifiées pour l'ensemble des débits d'huile et d'air explorés.

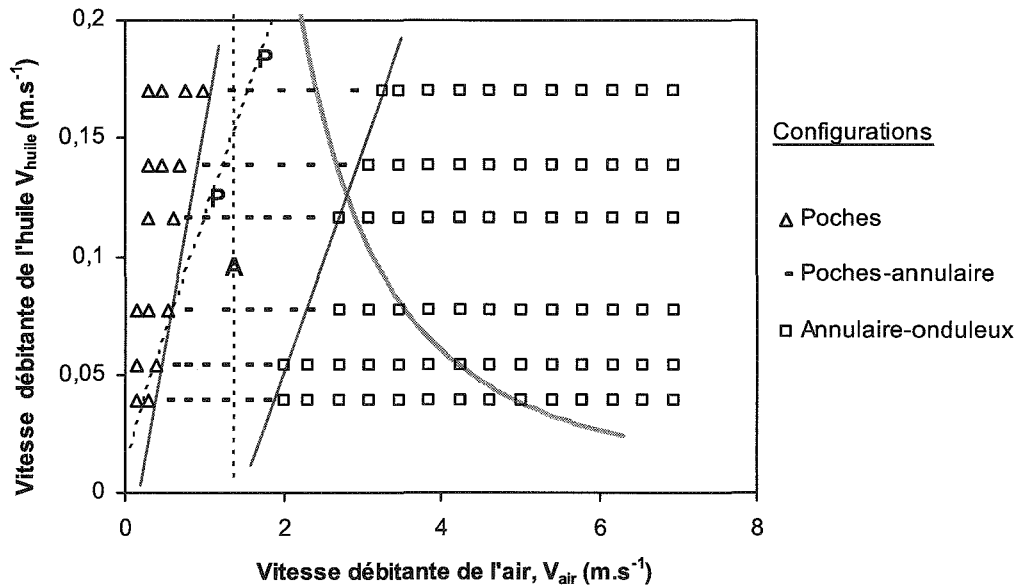


Figure 4: Cartographie de l'écoulement huile-air. Les lignes noires correspondent aux transitions établies expérimentalement, les lignes en pointillés correspondent aux corrélations de Mishima et Ishii (1984) et la courbe grise correspond à la transition de Weisman et al. (1979). Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

On remarque que la transition entre les configurations à poches et à poches-annulaire est nette. Elle est représentée par une droite d'équation :

$$V_{huile} = 0,18 V_{air} - 0,03 \quad (\text{Eq. 4})$$

Cette transition est comparée avec celle établie analytiquement par Mishima et Ishii (1984) qui est représentée par la ligne en pointillés et désignée par la lettre (P). On constate donc que ces deux transitions sont très proches. En revanche, la transition de Mishima et Ishii (1984) vers la configuration annulaire, représentée par la droite désignée par la lettre (A), s'écarte de la transition déduite de notre cartographie. En effet, cette transition prévoit la configuration annulaire à des vitesses débitantes du gaz plus faibles.

La transition vers la configuration annulaire établie par Weisman et al. (1979), représentée par la courbe grise, dévie également de cette transition vers la configuration annulaire-onduleux aux faibles vitesses débitantes d'huile.

## 1.1.2. Microcanal en quartz

### 1.1.2.1. Ecoulements eau-air

Quatre configurations d'écoulements ont été identifiées dans le cas de l'écoulement eau-air dans le microcanal en quartz:

- configuration à poches (Fig. 5-a et 5-b),
- configuration à poches-annulaire (Fig. 5-c et 5-d),
- configuration semi-annulaire (Fig. 5-e),
- configuration annulaire (Fig. 5-f).

Pour des forts débits d'eau, à faible débit d'air on observe des poches d'air qui sont caractérisées par des formes pseudo cylindriques de différentes tailles (Fig. 5-a et 5-b) et dont le diamètre est égal à la largeur du microcanal.

En augmentant le débit d'air, la longueur des poches augmente et on observe une alternance entre des longues poches d'air et des poches de petites tailles comme le montre la figure 5-c ou des étranglements comme le montre la figure 5-d. Cette configuration d'écoulement est qualifiée de poches-annulaire. Cette structure d'écoulement a les mêmes caractéristiques que celle observée dans le cas du microcanal en verre. C'est-à-dire une alternance entre les configurations à poches et annulaire.

Lorsque on augmente ensuite le débit d'air, on observe une configuration annulaire avec une discontinuité au niveau de la phase gazeuse, c'est-à-dire que l'eau occupe toute la section du microcanal par intermittence comme le montre la figure 5-e. Cette configuration d'écoulement est donc nommée semi-annulaire. La configuration annulaire se développe à partir de cette dernière en augmentant le débit d'air (Fig. 5-f).

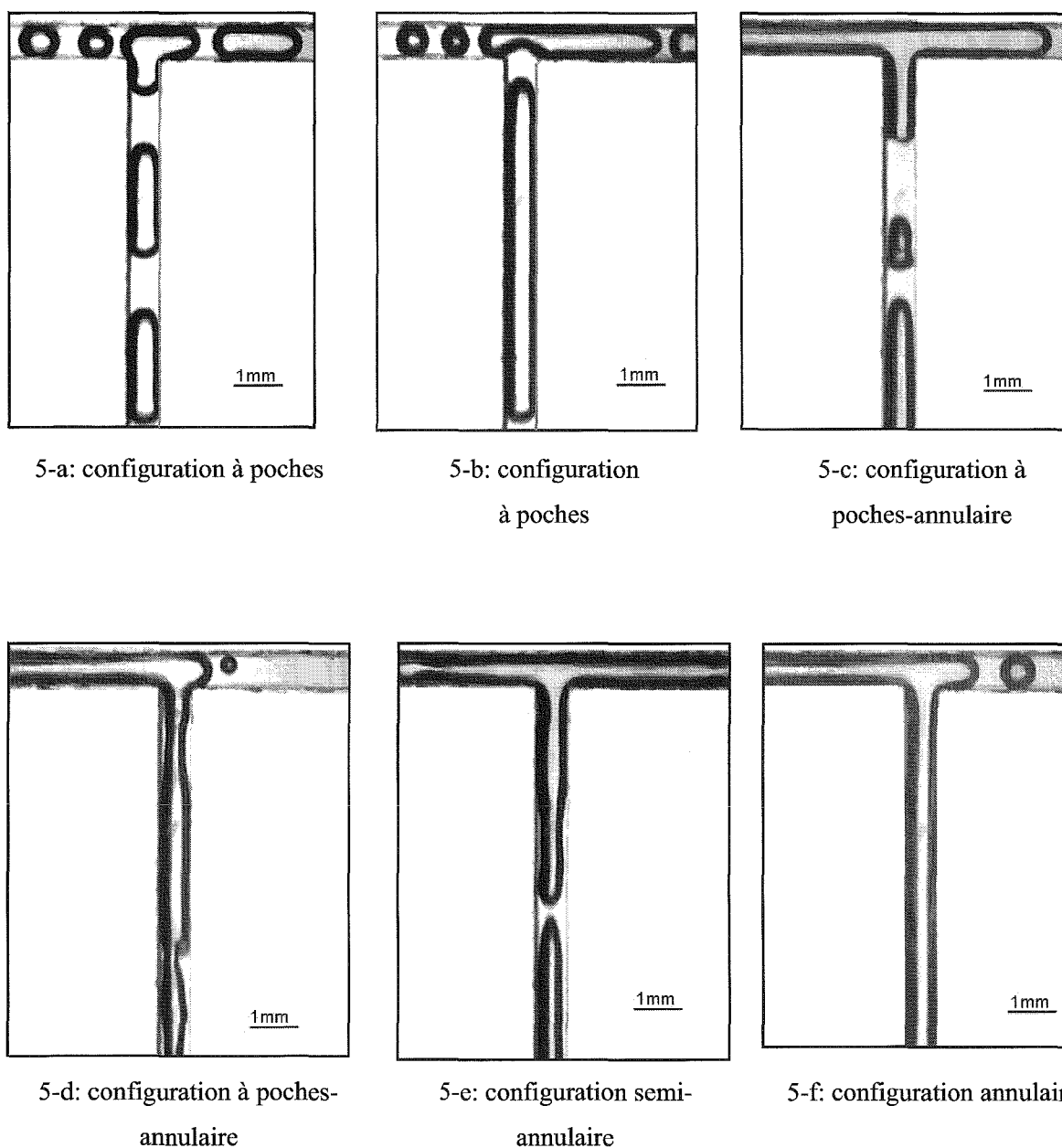


Figure 5: Différentes configurations d'écoulements identifiées dans le cas de l'écoulement eau-air. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz.

L'ensemble des configurations d'écoulements identifiées pour la gamme de débits d'eau et d'air explorée a permis de réaliser la cartographie d'écoulement représentée sur la figure 6. La vitesse débitante de l'eau est représentée en fonction de la vitesse débitante du gaz.

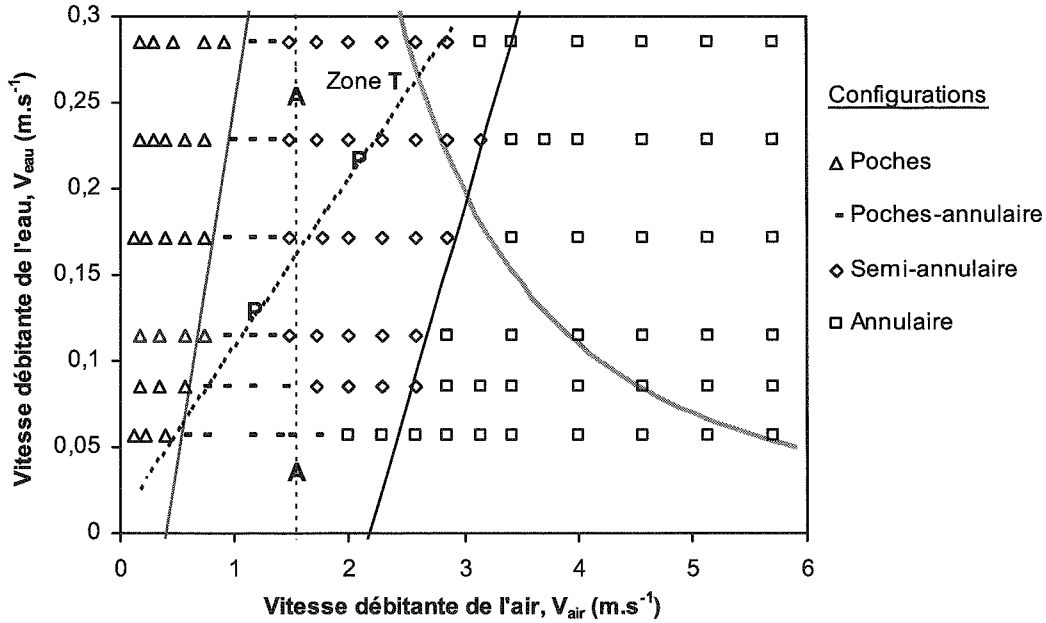


Figure 6: Cartographie de l'écoulement eau-air. Les lignes noires correspondent aux transitions établies expérimentalement, les lignes en pointillés correspondent aux corrélations de Mishima et Ishii (1984) et la courbe grise correspond à la transition de Weisman et al. (1979). Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz.

On observe qu'il y'a une transition nette entre les configurations à poches et à poches-annulaire qui a pour équation:

$$V_{eau} = 0,42 V_{air} - 0,17 \quad (\text{Eq. 5})$$

Cette transition est comparée avec celle de Mishima et Ishii (1984) qui est représentée par une droite en pointillés désignée par la lettre (P). On remarque que cette transition s'écarte de la transition entre les configurations à poches et à poches-annulaire déduite de nos expériences (Fig. 6). Cet écart est d'autant plus important que la vitesse débitante d'eau augmente.

La transition vers la configuration annulaire est identifiée sur la figure 6 par une droite d'équation :

$$V_{eau} = 0,23 V_{air} - 0,05 \quad (\text{Eq. 6})$$

Cette transition est comparée avec celle établie analytiquement par Mishima et Ishii (1984) représentée sur la figure 6 par une droite en pointillés et désignée par la lettre (A). Celle-ci est décalée vers des vitesses débitantes d'air plus faibles.



L'intersection observée entre les transitions de Mishima et Ishii représentées par la droite (P) et la droite (A) délimite, comme pour le cas de la cartographie d'écoulement eau-air réalisée dans le microcanal en verre (Fig. 2), une zone (zone T) où les configurations à poches et annulaire se chevauchent. Celle-ci correspond à une partie de la zone occupée par la configuration semi-annulaire.

La transition vers la configuration annulaire est également comparée avec celle de Weisman et al. (1979) qui est représentée par la courbe grise. On remarque que cette dernière est aussi décalée de la transition vers la configuration annulaire établie à partir de nos expériences.

### **1.1.2.2. Ecoulements huile-air**

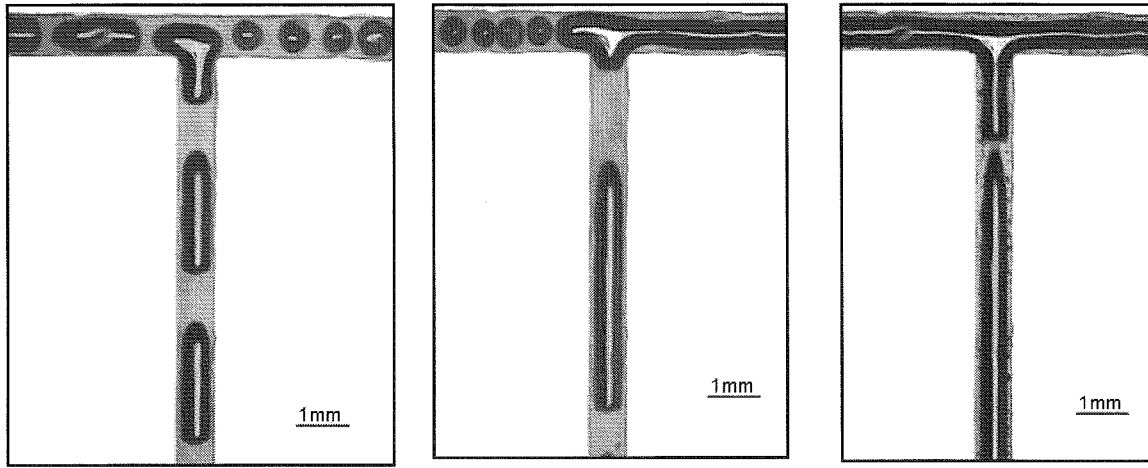
Comme pour l'écoulement huile-air dans le microcanal en verre, trois configurations d'écoulements ont été identifiées:

- configuration à poches (Fig. 7-a et 7-b),
- configuration à poches-annulaire (Fig. 7-c),
- configuration annulaire-onduleux (Fig. 7-d et 7-e).

Pour un débit d'huile donné, à faible débit d'air on observe des poches d'air de différentes longueurs et de formes pseudo cylindriques qui s'écoulent dans l'huile (Fig. 7-a et 7-b). Comme pour le cas de l'écoulement huile-air dans le microcanal en verre, le diamètre des poches d'air reste inférieur à la largeur du microcanal.

Lorsqu'on augmente le débit d'air, la longueur des poches augmente et la configuration d'écoulement se transforme en poches-annulaire (Fig. 7-c). Celle-ci est caractérisée, comme pour les écoulements eau-air et huile-air précédents, par une alternance entre de longues poches d'air et des poches de petites tailles. En augmentant ensuite le débit d'air, la configuration annulaire-onduleux se développe. Cette configuration est caractérisée par des poches d'air de différentes tailles qui se sont connectées entre elles comme le montre les figures 7-d et 7-e.

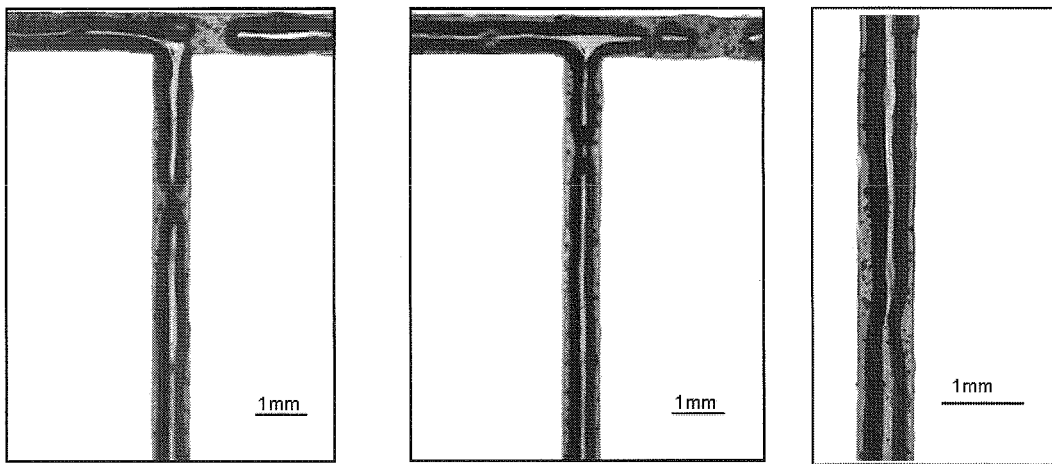
Durant cette configuration on observe aussi, comme dans le cas du microcanal en verre, des bulles d'air de petites tailles qui sont dispersées dans la phase huile (Fig. 7-f).



7-a: configuration à poches

7-b: configuration à poches

7-c: configuration à poches-annulaire



7-d: configuration annulaire-onduleux

7-e: configuration annulaire-onduleux

7-f: configuration annulaire-onduleux

Figure 7: Différentes configurations d'écoulements identifiées dans le cas de l'écoulement huile-air. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz.

En identifiant les différentes configurations d'écoulements pour l'ensemble des débits de l'huile et de l'air explorés, on a pu établir la cartographie d'écoulement représentée sur la figure 8.

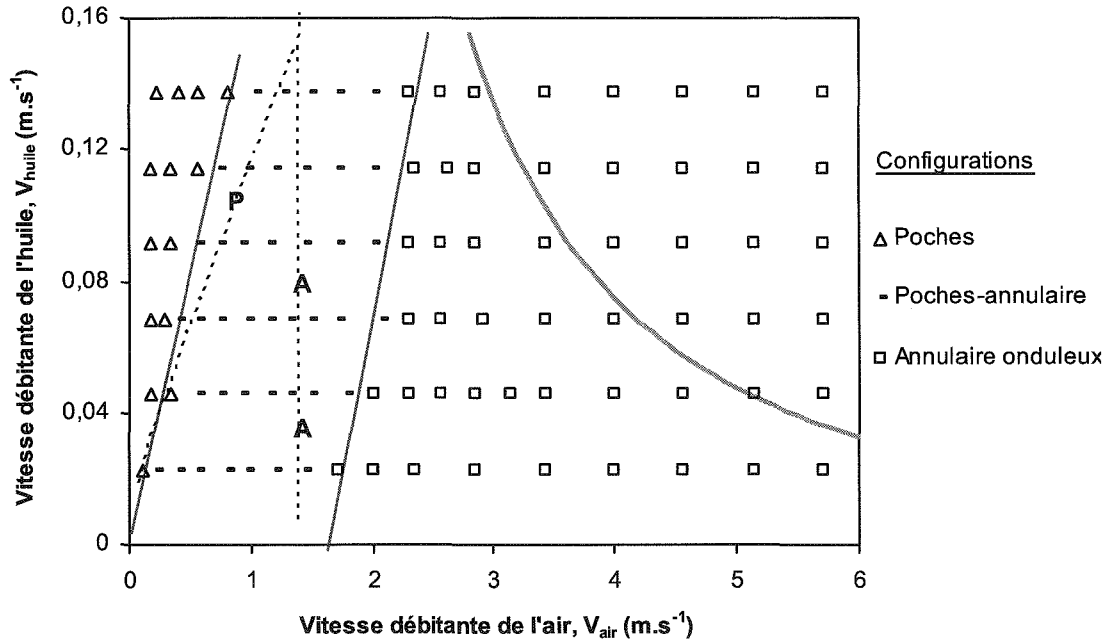


Figure 8: Cartographie de l'écoulement huile-air. Les lignes noires correspondent aux transitions établies expérimentalement, les lignes en pointillés correspondent aux corrélations de Mishima et Ishii (1984) et la courbe grise correspond à la transition de Weisman et al. (1979). Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz.

On observe à partir de cette figure (Fig. 8) que la transition entre la configuration à poches et la configuration à poches-annulaire est nette. Elle est représentée par une droite d'équation :

$$V_{huile} = 0,165 V_{air} \quad (\text{Eq. 7})$$

Cette transition correspond à une fraction volumique d'air égale à 0,14. Celle-ci est comparée avec la transition de Mishima et Ishii (1984) qui est représentée par la ligne en pointillés et désignée par la lettre (P). Cette comparaison montre donc un accord entre ces deux transitions. En revanche, la transition de Mishima et Ishii (1984) vers la configuration annulaire, représentée par la droite en pointillés et désigné par la lettre (A), dévie de la transition déduite de notre cartographie et dont l'équation prend la forme suivante :

$$V_{huile} = 0,19 V_{air} - 0,31 \quad (\text{Eq. 8})$$

La transition vers la configuration annulaire de Weisman et al. (1979), représentée par la courbe grise, s'écarte également de cette transition vers la configuration annulaire-onduleux.

### **1.1.3. Comparaisons**

Les configurations d'écoulements identifiées pour les écoulements eau-air et huile-air montrent l'influence des propriétés physiques des liquides sur ces dernières. Peu de travaux examinant cet effet existent dans la littérature. Baker (1954), Mandhane et al. (1974), Taitel et al. (1978), Weisman et al. (1979) et Furukawa et Fukano (2001) ont étudié cet effet dans le cas de larges canaux verticaux et horizontaux. Yang et Shieh (2001) ont remarqué l'influence des propriétés physiques des fluides sur les transitions entre les configurations d'écoulements eau-air et R-134a (Chap. II.1) dans des minicanaux de 2 et 3 mm de diamètre.

Au cours de ce travail, la première différence observée entre l'écoulement eau-air et huile-air est l'épaisseur du film liquide entourant les poches de gaz. Dans le cas du couple de fluides huile-air, l'épaisseur du film d'huile entourant les poches d'air est plus élevée que celle de l'eau (Fig. 1-b, 3-a, 3-b, 5-a, 5-b, 7-a et 7-b). Cette remarque est conforme avec celle de Furukawa et Fukano (2001). D'après ces auteurs, plus la viscosité du liquide augmente plus l'épaisseur du film liquide entourant les poches de gaz est grande. Notons que les expériences de Furukawa et Fukano (2001) ont été réalisées dans un tube vertical de 19,2 mm de diamètre.

La deuxième différence observée entre les configurations d'écoulement eau-air et huile-air concerne l'écoulement annulaire. Les interfaces huile-gaz sont très onduleuses, alors que les interfaces eau-air sont pratiquement lisses. A cette différence s'ajoute aussi les petites bulles d'air observées dans le cas du film d'huile. Les travaux de Furukawa et Fukano (2001) montrent que plus la viscosité du liquide augmente, plus la configuration annulaire est onduleuse.

Dans notre cas, la viscosité dynamique de l'huile est approximativement 29 fois supérieure à celle de l'eau et la tension de surface de l'huile est environ deux fois moins élevée que celle de l'eau. Ces deux propriétés physiques différentes peuvent engendrer les différences observées entre les structures d'écoulements eau-air et huile-air. En se basant sur les travaux de Furukawa et Fukano (2001), la différence de viscosité dynamique des liquides peut être responsable de ces différences. Il est intéressant de remarquer que les travaux de Furukawa et Fukano (2001) sont en accord avec nos observations, bien que la taille des canaux soit très différente.

## 1.2. Pertes de pression

Toutes les gammes de débits atteintes, pour chacun des deux microcanaux, en écoulements diphasiques sont traduites en termes de nombres de Reynolds ( $Re$ ), et répertoriées dans le tableau 1.

	Nombre de Reynolds ( $Re$ )			
	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	$Re_{min}$	$Re_{max}$	$Re_{min}$	$Re_{max}$
Eau	26,13	233,23	43,4	216
Huile	0,58	3,12	0,51	3,18
Air	10,51	332	6,03	301,4
CO <sub>2</sub>	21	677		

Tableau 1 : Gammes des nombres de Reynolds ( $Re$ ) explorées pour les deux microcanaux en écoulements diphasiques liquide-gaz.

Le nombre de Reynolds traduit le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité. On constate, à l'exception de l'huile à faibles vitesses débitantes, que tous les autres fluides sont caractérisés par des nombres de Reynolds relativement élevés. En plus des gammes de nombres de Reynolds, celles du nombre Capillaire  $Ca$  (tableau 2) et du nombre de Bond  $Bo$  (tableau 3) sont également données.

Le nombre Capillaire  $Ca$  traduit le rapport des forces visqueuses et des forces capillaires.

$$Ca = \frac{\mu_L(V_L + V_G)}{\sigma} \quad (\text{Eq. 9})$$

où  $V_L$  et  $V_G$  sont respectivement les vitesses débitantes du liquide et du gaz,

$\mu_L$  est la viscosité du liquide,

$\sigma$  est la tension interfaciale entre les deux fluides.

	Nombre Capillaire (Ca)			
	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	Ca <sub>min</sub>	Ca <sub>max</sub>	Ca <sub>min</sub>	Ca <sub>max</sub>
Eau-air	0,004	0,108	0,0024	0,084
Huile-air	0,23	6,47	0,12	5,02
Huile-CO <sub>2</sub>	0,23	6,508		

Tableau 2 : Gammes des nombres Capillaire (Ca) explorées pour les deux microcanaux en écoulements diphasiques liquide-gaz.

On remarque que, pour les écoulements eau-air, le nombre Capillaire est inférieur à l'unité, les forces de tension de surface ne sont donc pas négligeables devant les forces visqueuses. Pour les écoulements huile-air et huile-CO<sub>2</sub>, les forces de tension de surface sont dominantes seulement aux faibles vitesses débitantes des deux fluides.

	Nombre de Bonde (Bo)	
	Microcanal en verre	Microcanal en quartz
Eau-air	0,064	0,087
Huile-air	0,12	0,163
Huile-CO <sub>2</sub>	0,12	

Tableau 3 : Gammes des nombres de Bond (Bo) explorées pour les deux microcanaux en écoulements diphasiques liquide-gaz.

Le nombre de Bond Bo traduit le rapport des forces de gravité aux forces de tension de surface :

$$Bo = \frac{(\rho_L - \rho_G)gD^2}{\sigma} \quad (\text{Eq. 10})$$

où  $\rho_L$  et  $\rho_G$  sont respectivement les masses volumiques du liquide et du gaz,

D est le diamètre hydraulique du microcanal.

Les valeurs de Bo présentées dans le tableau 3 montrent que les effets de gravité sont négligeables devant les effets de tension de surfaces.

## 1.2.1. Evolution de la perte de pression en fonction des débits

### 1.2.1.1. Microcanal en verre

Les résultats de mesures des pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'air ( $V_{\text{air}}$ ) sont présentés sur la figure 9 pour l'écoulement eau-air et sur la figure 10 pour l'écoulement huile-air. Les courbes obtenues sont paramétrées par la vitesse débitante du liquide ( $V_L$ ). Les configurations d'écoulements exposées dans le paragraphe (1.1.1) sont également présentées sur ces figures et chaque symbole représente donc une configuration d'écoulement spécifique.

Les résultats expérimentaux obtenus montrent que :

- pour une vitesse débitante liquide ( $V_L$ ) constante, la perte de pression ( $\Delta P/L$ ) croît dès l'injection de l'air dans le microcanal, et cet accroissement correspond aux cas des configurations à bulles et à poches. En augmentant la vitesse débitante de l'air ( $V_{\text{air}}$ ), on constate que les pertes de pression diminuent jusqu'à une valeur minimale. Celle-ci reste supérieure à la perte de pression monophasique du liquide seul. La visualisation des structures d'écoulements a montré que cette diminution de la perte de pression correspond au cas de la configuration poches-annulaire décrite dans le paragraphe précédent (1.1.1). La chute de pression est négligeable pour les faibles vitesses débitantes du liquide ( $V_{\text{eau}} < 7,72 \text{ cm/s}$  et  $V_{\text{huile}} < 3,08 \text{ cm/s}$ ) où la configuration poches-annulaire est absente comme nous l'avons constaté à partir des figures 2 et 4. D'autre part, la diminution de la perte de pression est d'autant plus importante que les vitesses débitantes du liquide sont élevées. Lorsqu'on augmente ensuite la vitesse débitante de l'air ( $V_{\text{air}}$ ), cas de l'écoulement annulaire, la perte de pression augmente d'une façon quasi-linéaire ;
- pour une vitesse débitante d'air ( $V_{\text{air}}$ ) constante, la perte de pression ( $\Delta P/L$ ) augmente lorsque la vitesse débitante du liquide ( $V_L$ ) augmente.

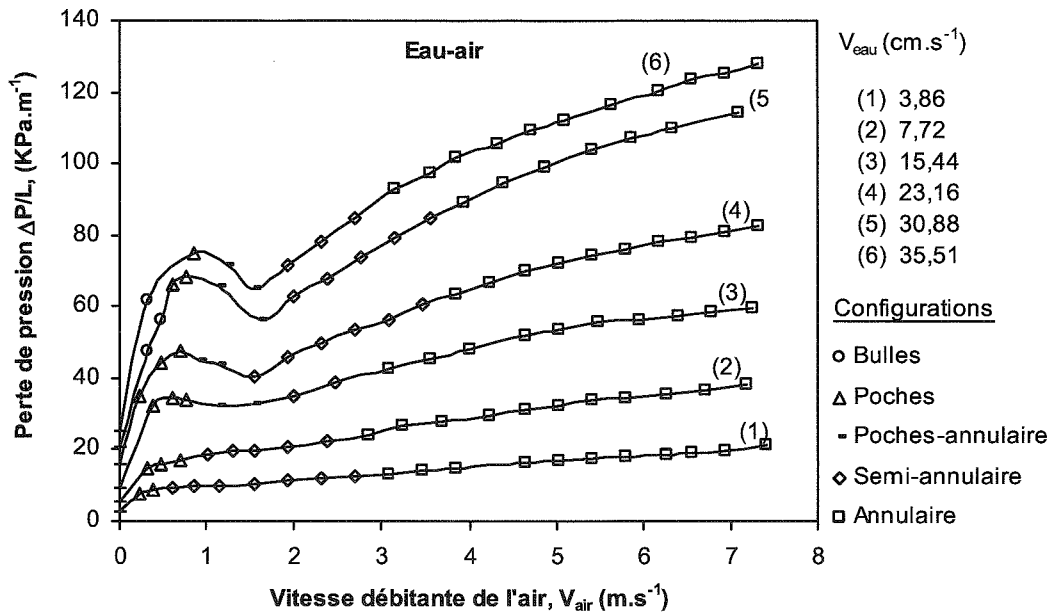


Figure 9: Pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'air ( $V_{air}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'eau ( $V_{eau}$ ) étudiées. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

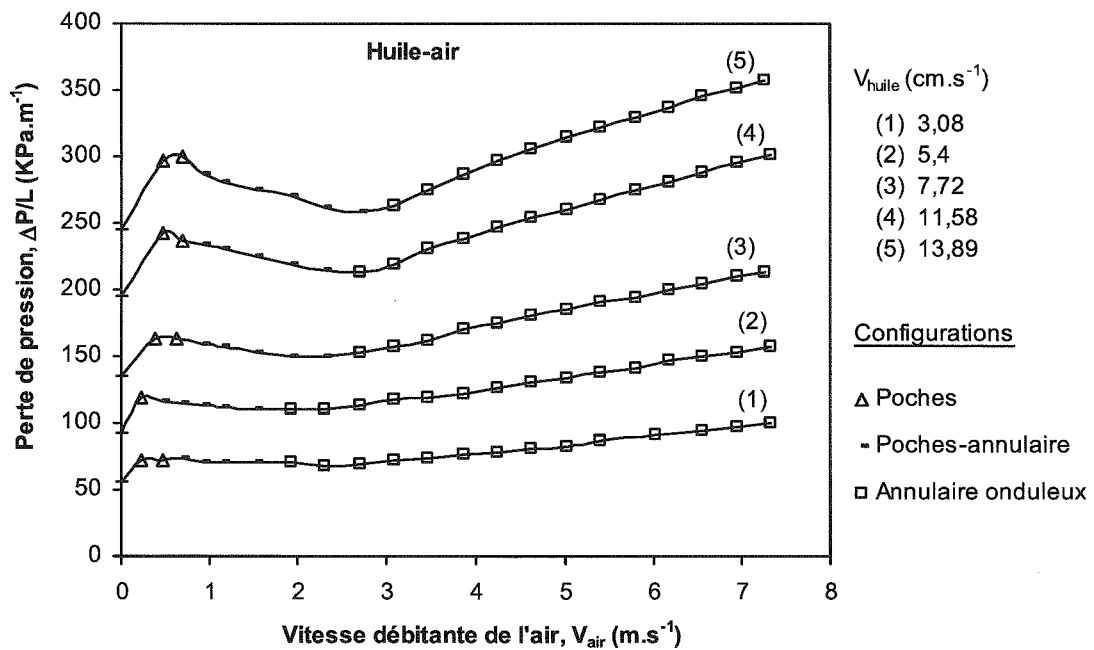


Figure 10: Pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'air ( $V_{air}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'huile ( $V_{huile}$ ) étudiées. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.



Signalons que les pertes de pression mesurées à une vitesse débitante d'air nulle ( $V_{\text{air}} = 0$ ) correspondent au cas de l'écoulement monophasique du liquide.

Dans le cas de l'écoulement huile-gaz dans le microcanal en verre, des expériences ont également été réalisées en utilisant le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) à la place de l'air. La figure 11 représente donc les pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de  $\text{CO}_2$  ( $V_{\text{CO}_2}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'huile explorées.

Signalons que les configurations d'écoulements identifiées sont les mêmes que celles observées dans le cas de l'écoulement huile-air dans le microcanal en verre (Fig. 3). Chaque symbole représenté sur la figure 11 correspond donc à une structure d'écoulement spécifique.

On s'aperçoit donc que pour un débit d'huile fixé, l'évolution des pertes de pression en fonction de la vitesse débitante de  $\text{CO}_2$  est la même que celle observée dans le cas de l'écoulement diphasique huile-air décrit précédemment (Fig. 10).

La comparaison des résultats de mesures des pertes de pression pour les écoulements huile-air et huile- $\text{CO}_2$  sera examinée sous une présentation adimensionnelle dans les paragraphes qui suivent.

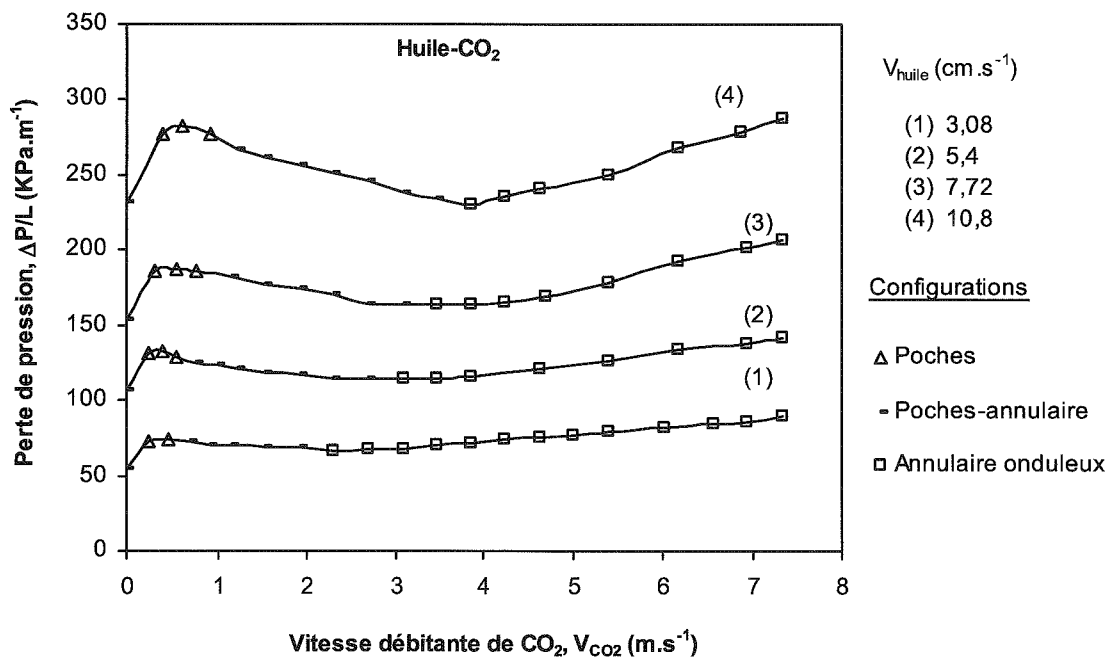


Figure 11: Pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de  $\text{CO}_2$  ( $V_{\text{CO}_2}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'huile ( $V_{\text{huile}}$ ) étudiées. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

### 1.2.1.2. Microcanal en quartz

Les figures 12 et 13 représentent l'évolution de la perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'air ( $V_{\text{air}}$ ), à différentes vitesses débitantes du liquide ( $V_L$ ), pour un écoulement eau-air et pour un écoulement huile-air respectivement. Les configurations d'écoulements exposées dans le paragraphe précédent (1.1.2) sont aussi présentées sur ces figures.

Comme pour le cas du microcanal en verre, ces résultats expérimentaux montrent que :

- pour une vitesse débitante du liquide ( $V_L$ ) fixée, la perte de pression ( $\Delta P/L$ ) augmente dès l'injection de l'air dans le microcanal, et cette augmentation correspond au cas de la configuration à poches. En augmentant la vitesse débitante de l'air ( $V_{\text{air}}$ ), on constate que les pertes de pression diminuent jusqu'à une valeur minimale. Celle-ci reste supérieure à la perte de pression monophasique du liquide seul. La visualisation des structures d'écoulements montre que la diminution de la perte de pression correspond au cas de la configuration poches-annulaire décrite dans le paragraphe précédent (1.1.2). Ensuite en augmentant la vitesse débitante de l'air ( $V_{\text{air}}$ ), la perte de pression augmente ;
- la chute de pression est d'autant plus importante que les vitesses débitantes des liquides sont élevées ;
- pour les configurations annulaire et annulaire-onduleux, pour les écoulements eau-air et huile-air respectivement, la perte de pression augmente d'une façon quasi-linéaire en fonction de la vitesse débitante du gaz ;
- pour une vitesse débitante d'air ( $V_{\text{air}}$ ) fixée, la perte de pression ( $\Delta P/L$ ) augmente lorsque la vitesse débitante du liquide ( $V_L$ ) augmente.

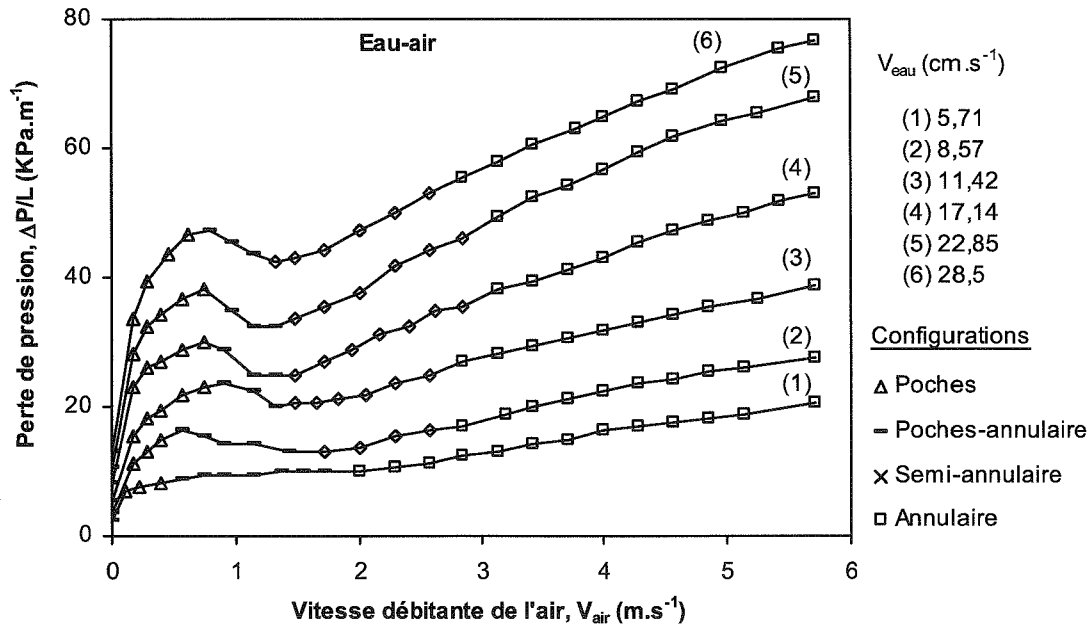


Figure 12: Perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'air ( $V_{air}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'eau ( $V_{eau}$ ) étudiées. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz.

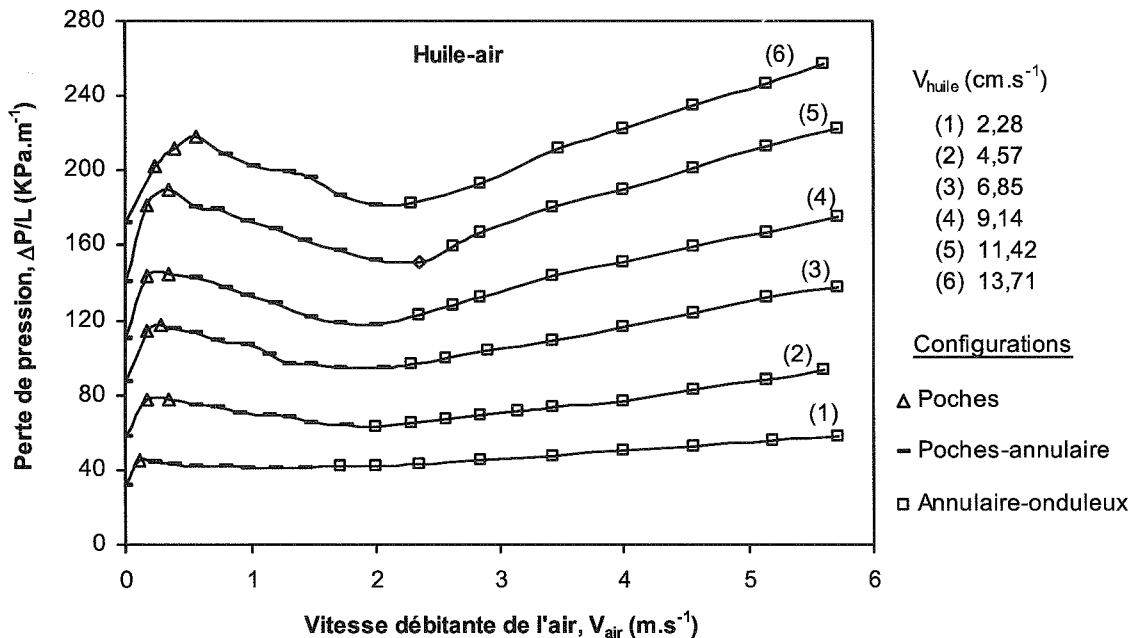


Figure 13: Perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'air ( $V_{air}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'huile ( $V_{huile}$ ) étudiées. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz.

### 1.3. Etude de la reproductibilité

Afin de vérifier la reproductibilité des mesures, nous avons réalisé deux expériences similaires pour chaque débit de liquide donné tout en suivant la procédure décrite dans le paragraphe 7.3 du chapitre II.2. Ces expériences de reproductibilité sont faites, pour l'eau et pour l'huile, dans le cas du microcanal en verre et en quartz.

L'évolution de la perte de pression en fonction de la vitesse débitante du gaz est représentée sur la figure 14, pour l'écoulement eau-air et sur la figure 15 pour l'écoulement huile-air. Ces résultats expérimentaux correspondent à ceux obtenus dans le microcanal en verre.

Sur les figures 14 et 15 chaque série de points correspond à une expérience.

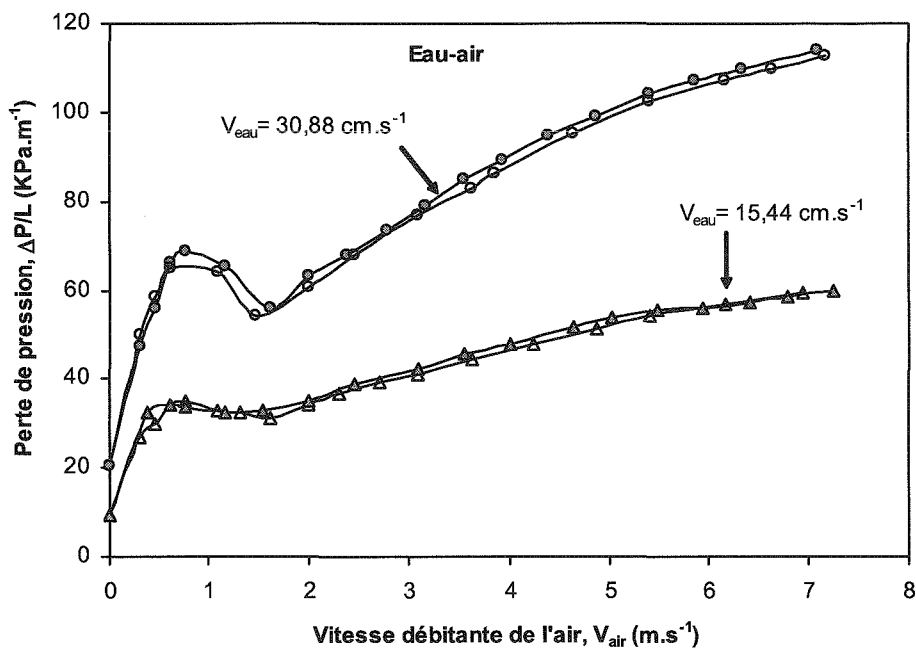


Figure 14 : Perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'air ( $V_{\text{air}}$ ) pour les vitesses débitantes de l'eau ( $V_{\text{eau}}$ ) étudiées ( $V_{\text{eau}} = 15,44$  et  $30,88 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Microcanal en verre.

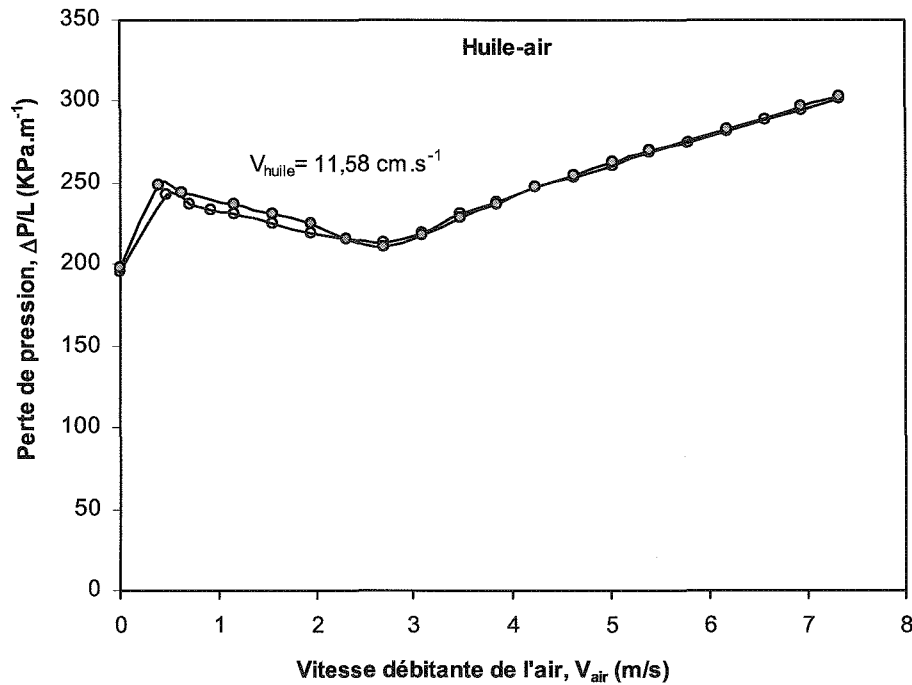


Figure 15 : Perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'air ( $V_{air}$ ) pour la vitesse débitante de l'huile étudiée ( $V_{huile} = 11,58 \text{ cm.s}^{-1}$ ). Microcanal en verre.

On constate donc, aux erreurs de mesure près, que les pertes de pressions sont identiques.

## 1.4. Discussions

La décroissance de la perte de pression observée au niveau de la transition entre les configurations à poches et à poches-annulaire est généralement observée dans le cas de la configuration à poches par plusieurs auteurs dans le cas d'un écoulement vertical. Grall (2001) a observé dans le cas d'un écoulement huile-gaz en capillaires verticaux, avec et sans constriction, que les pertes de pression diphasiques sont inférieures à celles relevées en écoulements monophasiques. Cette tendance a été expliquée par le changement de signe des contraintes pariétales. En effet, le long des poches de gaz, à faibles vitesses débitantes de gaz, les contraintes pariétales sont positives et le film liquide entourant la poche se déplace alors vers le bas pour contre balancer les forces de gravité, atténuant de ce fait les pertes de pression diphasiques (Souhar 1982, Grall 2001).

Cette diminution est également observée par plusieurs auteurs dans le cas des écoulements horizontaux. Morgante et Fabre (2005) ont observé que les pertes de pression mesurées dans un écoulement diphasique eau-azote ( $N_2$ ) sont inférieures à celles relevées en

écoulement monophasique eau ( $V_{N_2} = 0$ ). Les expériences ont été réalisées dans des capillaires orientés horizontalement et de sections circulaire et rectangulaire. Cette décroissance au niveau de la perte de pression correspond au cas d'une configuration intermittente qui se situe entre la configuration à poches "slug flow" et une autre configuration d'écoulement nommée "plug flow". Pour les faibles vitesses débitantes du liquide, les pertes de pression diminuent dès l'injection du gaz dans le milieu. En revanche, pour les vitesses débitantes du liquide plus élevées, les pertes de pression augmentent d'abord puis diminuent au fur et à mesure que la vitesse débitante du gaz augmente.

## 2. Interprétation des résultats

Dans cette partie, les résultats expérimentaux eau-air et huile-air sont interprétés au moyen du modèle homogène et des corrélations basées sur l'approche de Lockhart-Martinelli.

### 2.1. Modèle homogène

Les résultats expérimentaux des écoulements eau-air et huile-air obtenus avec le microcanal en verre et en quartz sont analysés à partir du modèle homogène présenté dans le chapitre II.1.

Pour chaque couple de débits deux paramètres ont été déterminés (Chap. II.1, §. 2.2.2):

- le coefficient de perte de pression du mélange :

$$\lambda_m = \frac{2D(-dP/dx)}{\rho_m V_m^2} \quad (\text{Eq. 11})$$

- le nombre de Reynolds du mélange :

$$\text{Re}_m = \frac{\rho_m V_m D}{\mu_m} \quad (\text{Eq. 12})$$

Lorsque les deux fluides sont assimilés à un seul fluide homogène, la relation entre le coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) et le nombre de Reynolds ( $\text{Re}_m$ ) dans le cas d'un régime laminaire s'écrit :

$$\lambda_m = \frac{64}{\text{Re}_m} \quad (\text{Eq. 13})$$

### 2.1.1. Ecoulements eau-air

Les figures 16 et 17 représentent le coefficient de perte de pression du mélange ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ), dans le cas du microcanal en verre et dans le cas du microcanal en quartz.

Les propriétés physiques du fluide homogène sont définies comme suit :

- la viscosité dynamique du mélange est déterminée à partir du modèle de Beattie et

Whalley (1982) :

$$\mu_m = \mu_G \beta_G + \mu_L (1 - \beta_G)(1 + 2,5 \beta_G) \quad (\text{Eq. 14})$$

- la masse volumique du mélange est :

$$\rho_m = \rho_G \beta_G + \rho_L (1 - \beta_G) \quad (\text{Eq. 15})$$

- la vitesse débitante du mélange est :

$$V_m = \frac{Q_G + Q_L}{A} \quad (\text{Eq. 16})$$

où  $\rho_G$  et  $\rho_L$  sont respectivement la masse volumique du gaz et du liquide,

$\mu_G$  et  $\mu_L$  sont respectivement la viscosité dynamique du gaz et du liquide,

$Q_G$  et  $Q_L$  sont respectivement les débits volumiques du gaz et du liquide,

$A$  est la section du canal,

$\beta_G$  est la fraction volumique du gaz estimée par  $Q_G/(Q_G + Q_L)$ .

La loi d'écoulement monophasique en régime laminaire ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ) est également représentée sur ces figures.

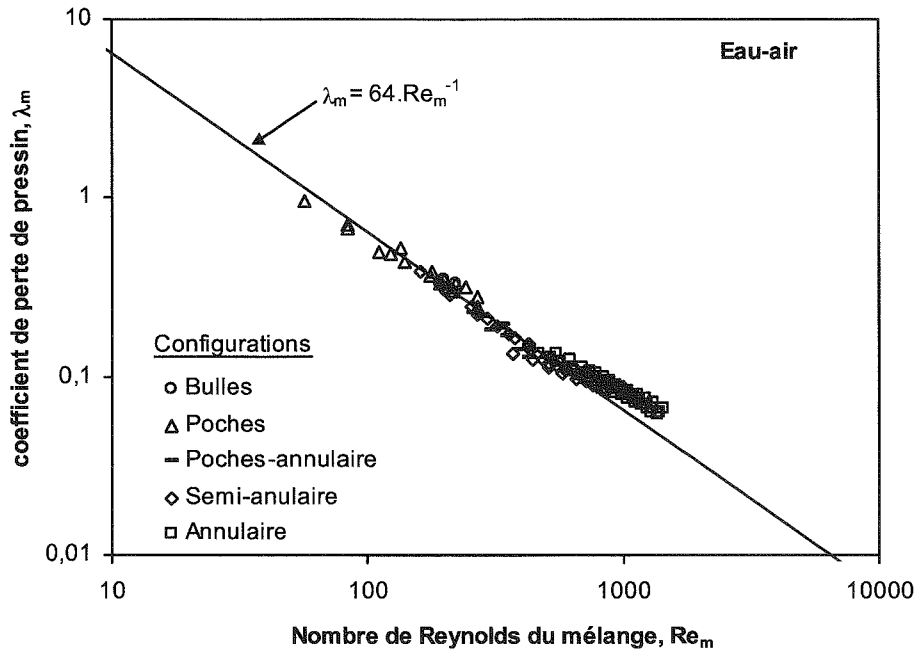


Figure 16 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée à partir du modèle de Beattie et Whalley (1982). Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

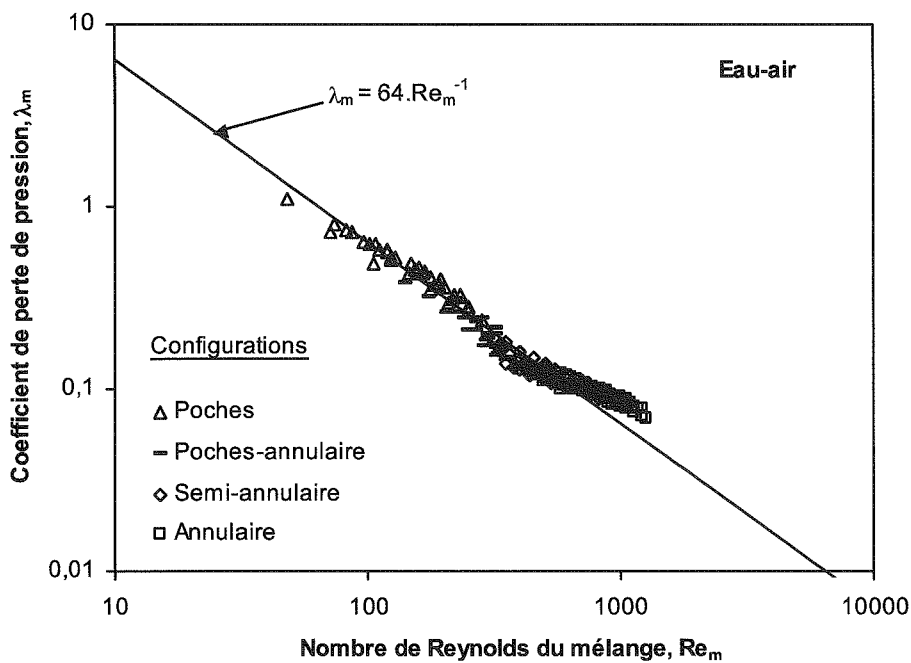


Figure 17 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée à partir du modèle de Beattie et Whalley (1982). Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz.



Ces figures montrent, comme pour les écoulements monophasiques, que le coefficient de perte de pression du mélange décroît lorsque le nombre de Reynolds du mélange augmente.

En utilisant le modèle de la viscosité dynamique du mélange de Beattie et Whalley (1982), on constate que pour un nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ) inférieur approximativement à 800, les résultats expérimentaux sont correctement décrits par la loi des écoulements monophasiques en régime laminaire. Au delà de cette valeur ( $Re_m > 800$ ), les résultats expérimentaux dévient de la droite ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ). Cette déviation augmente au fur et à mesure que le nombre de Reynolds du mélange augmente et ceci peut être expliqué par les effets d'inertie qui deviennent non négligeables (Fourar et Bories 1995).

Les figures 18-a et 18-b comparent les pertes de pression calculées aux pertes de pression mesurées, respectivement dans le cas du microcanal en verre et celui en quartz. Ces figures montrent que les pertes de pression mesurées dans le cas des configurations à bulles, poches, poches-annulaire et semi-annulaire sont comparables aux pertes de pression calculées. En revanche, pour celles mesurées dans le cas de la configuration annulaire, les pertes de pression mesurées sont plus élevées que celles calculées.

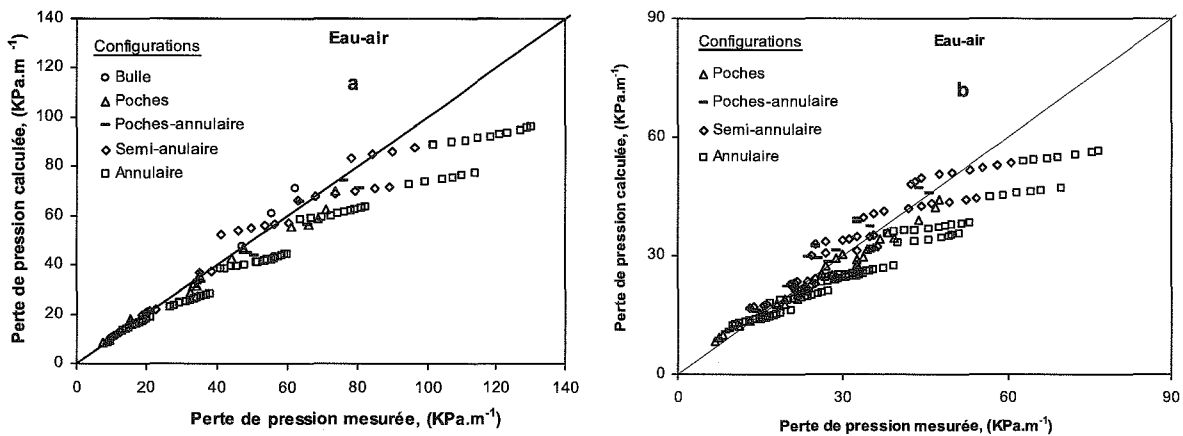


Figure 18: Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées par la relation (Eq. 11).  $\mu_m$  est déterminée à partir du modèle de Beattie et Whalley (1982). Microcanal en verre: figure 18-a ; microcanal en quartz: figure 18-b.

D'autres modèles de viscosité dynamique du mélange diphasique ont été testés (Eqs. 13-18, Chap. II.1). Pour évaluer la capacité prédictive de ces différents modèles, les critères suivants sont donc utilisés :

- l'erreur relative moyenne ( $\langle e_Y \rangle$ ) :

$$\langle e_Y \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{Y_{\text{exp},i} - Y_{\text{calc},i}}{Y_{\text{exp},i}} \right| \quad (\text{Eq. 17})$$

- la déviation standard ( $\langle \sigma_Y \rangle$ ) :

$$\sigma_Y = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left( \left| \frac{Y_{\text{exp},i} - Y_{\text{calc},i}}{Y_{\text{exp},i}} \right| - \langle e_Y \rangle \right)^2} \quad (\text{Eq. 18})$$

où  $Y_{\text{exp}}$ ,  $Y_{\text{calc}}$  sont respectivement les valeurs expérimentales et calculées ;  
 $N$  est le nombre de points expérimentaux.

Les valeurs de l'erreur relative moyenne et la déviation standard ont été donc calculées et regroupées dans le tableau 4.

Modèles	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	$\langle e_Y \rangle$ (%)	$\sigma$ (%)	$\langle e_Y \rangle$ (%)	$\sigma$ (%)
Beattie et Whalley (1982)	13,24	5,08	14,04	7,11
Dukler et al. (1964)	63,72	7,52	64,26	4,68
Mc Adams (1954)	98,1	46,24	96,75	34,06
Lin et al. (1991)	239,6	130,5	214,12	80,5
Cicchitti et al. (1960)	493,66	485,13	380,92	255,74

Tableau 4 : Erreur relative moyenne et déviation standard entre les pertes de pression mesurées et calculées à partir de la relation (Eq. 13) pour l'ensemble des points expérimentaux.

On constate donc que le modèle de Beattie et Whalley (1982) est le mieux adapté pour décrire les résultats expérimentaux obtenus avec l'écoulement eau-air.

### 2.1.2. Ecoulements huile-air

Le modèle de la viscosité dynamique du mélange de Beattie et Whalley (1982) utilisé précédemment (§. 2.1.1) pour décrire les pertes de pression diphasiques obtenues dans un écoulement eau-air ne permet pas de prédire les résultats expérimentaux obtenus avec les écoulements huile-air. Parmi les autres modèles de viscosité dynamique du mélange testés, celui de Dukler et al. (1964) semble le plus approprié.

Le coefficient de perte de pression du mélange ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ) est représenté sur la figure 19 pour l'écoulement huile-air dans le microcanal en verre et sur la figure 20 pour le microcanal en quartz. La viscosité dynamique du mélange est donc déterminée à partir du modèle de Dukler et al. (1964) défini par l'équation suivante :

$$\mu_m = \mu_G \beta_G + \mu_L \beta_L \quad (\text{Eq. 19})$$

La loi des écoulements monophasiques en régime laminaire ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ) est également tracée sur ces figures.

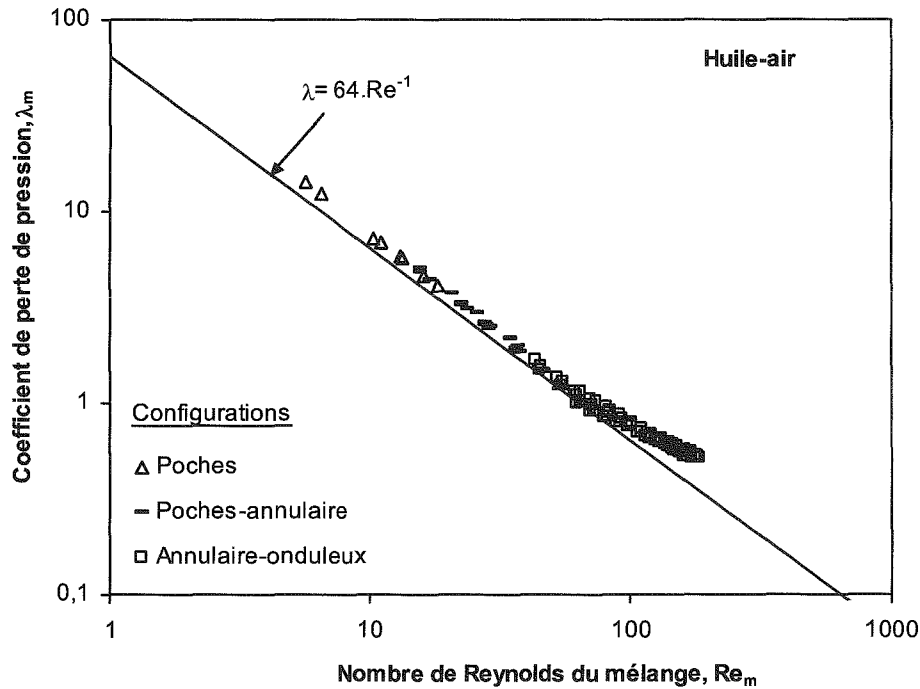


Figure 19 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée à partir du modèle de Dukler et al. (1964). Microcanal en verre.

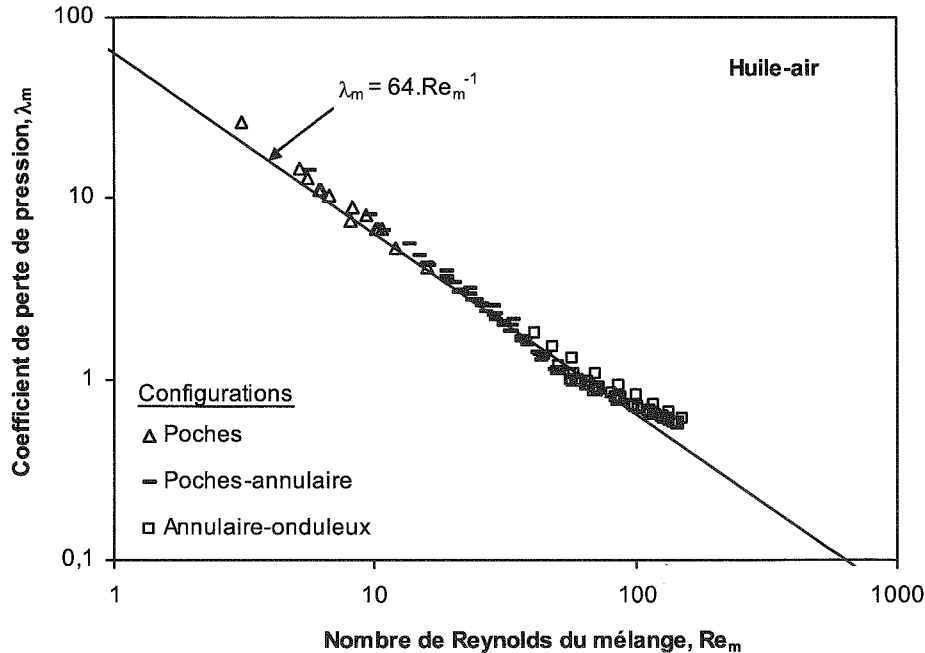


Figure 20 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée à partir du modèle de Dukler et al. (1964). Microcanal en quartz.

Ces figures montrent, comme pour l'écoulement monophasique, que le coefficient de perte de pression du mélange décroît lorsque le nombre de Reynolds du mélange augmente.

En utilisant le modèle de viscosité dynamique du mélange de Dukler et al. (1964), le modèle homogène permet de prédire les pertes de pression obtenues dans le microcanal en quartz et non pas celles obtenues dans le microcanal en verre.

On peut constater à partir des figures 19 et 20 que pour un même nombre de Reynolds du mélange, le coefficient de perte de pression du mélange est légèrement ( $\lambda_m$ ) plus élevé dans le cas du microcanal en verre. Comme signalé dans le chapitre II.1 (§. 2.2.2.1), Chen et al. (2001) ont observé que pour un même nombre de Reynolds du mélange, le coefficient de perte de pression du mélange eau-air est plus élevé que celui du mélange R-410a. Cette différence a été expliquée par la différence de la tension de surface entre les deux liquides. Pour expliquer la différence observée dans notre cas, les angles de contact d'une goutte d'huile déposée sur des échantillons en verre et en quartz ont été mesurés au moyen du microscope confocal à balayage laser. L'huile étant non fluorescente, les images ont donc été prises en réflexion. L'angle de contact ( $\theta$ ) d'une goutte d'huile sur la surface d'un solide en verre est de  $3^\circ$  tandis que sur la surface d'un solide en quartz l'angle est de  $12^\circ$ . Plus l'angle de contact air-liquide-solide est petit plus la résistance à l'écoulement est élevée (Chen et al. 2001), ce qui est conforme à nos résultats expérimentaux. Les corrections introduites par

Chen et al. (2001 et 2002) au modèle homogène pour tenir compte des effets de tension de surface ne permettent pas de décrire nos résultats.

Signalons que dans le cas des écoulements eau-air, aucune différence n'est observée entre les deux microcanaux. En effet, pour un même nombre de Reynolds du mélange, le coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) est le même pour le microcanal en verre et en quartz. L'angle de contact d'une goutte d'eau sur la surface d'un échantillon en verre est de  $42^\circ$  et sur la surface d'un échantillon en quartz l'angle est de  $38^\circ$ . L'huile est donc le liquide le plus mouillant pour le microcanal en verre et en quartz. Ceci permet de supposer que l'effet de la tension de surface ne se manifeste qu'aux faibles angles de contact.

Comme pour les écoulements eau-air examinés précédemment, on constate qu'à partir d'un nombre de Reynolds du mélange approximativement égal à 80, les pertes de pression diphasiques mesurées s'écartent de la droite ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ). Cette déviation croît au fur et à mesure que le nombre de Reynolds du mélange augmente.

Les figures 21-a et 21-b comparent les pertes de pression calculées aux pertes de pression mesurées, respectivement dans le microcanal en verre et en quartz. Les pertes de pression mesurées dans le cas du microcanal en verre (Fig. 21-a) sont plus élevées que celles calculées pour l'ensemble des configurations d'écoulement. Seuls les points expérimentaux qui sont au voisinage des valeurs minimales relevées lors de la diminution de la perte de pression observée précédemment sont proches des pertes de pression calculées. En revanche, pour le microcanal en quartz (Fig. 21-b), les pertes de pression mesurées dans le cas des configurations à poches et à poches-annulaire sont très proches de celles mesurées. Et les pertes de pression mesurées dans la configuration annulaire-onduleux sont plus éloignées de celles calculées.

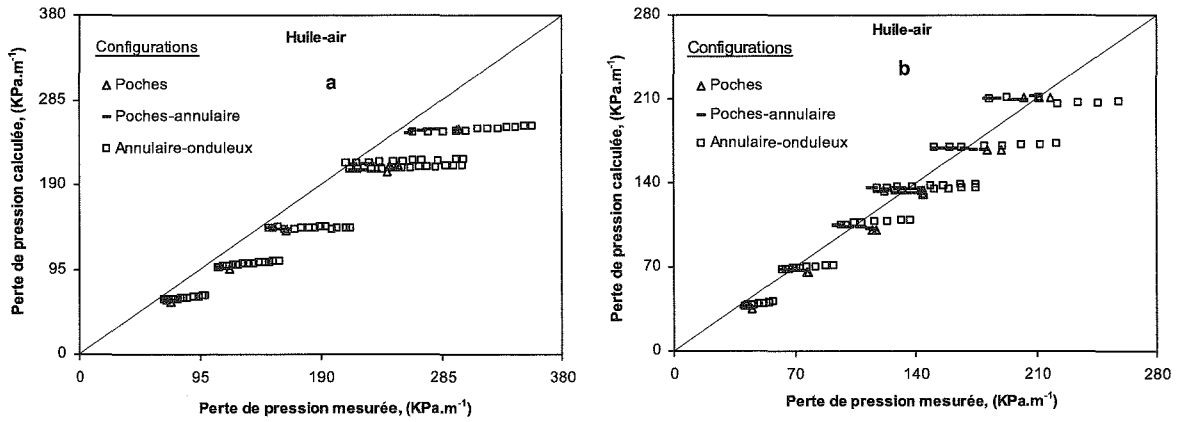


Figure 21: Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées par la relation (Eq. 13).  $\mu_m$  est déterminée à partir du modèle de Dukler et al. (1964). Microcanal en verre: figure 21-a ; microcanal en quartz: figure 21-b.

Plusieurs autres modèles proposés dans la littérature pour estimer la viscosité dynamique d'un mélange diphasique ont été utilisés, le tableau 5 regroupe donc les valeurs de l'erreur relative moyenne et la déviation standard entre les pertes de pression mesurées et celles calculées à partir de la relation (Eq. 13) en utilisant ces différents modèles.

Modèles	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	$\langle e_Y \rangle$ (%)	$\sigma$ (%)	$\langle e_Y \rangle$ (%)	$\sigma$ (%)
Dukler et al. (1964)	17,07	8,46	10,01	6,55
Lin et al. (1991)	46,79	36,72	66,46	41,05
Mc Adams (1954)	56,83	39	55,08	5,13
Beattie et Whalley (1982)	174,73	30,34	211,84	41,91
Cicchitti et al. (1960)	3504,78	2314,65	2947,41	2416

Tableau 5 : Erreur relative moyenne et déviation standard entre la perte de pression mesurée et calculée.

Un autre modèle de viscosité dynamique du mélange, utilisé généralement pour les écoulements liquide-gaz (Kawahara et al. 2005, Ide et Fukano 2005), est testé. La viscosité dynamique du mélange s'écrit sous la forme suivante :

$$\mu_m = n\mu_{huile} \left( \frac{Q_{air}}{Q_{huile}} \right)^m \quad (\text{Eq. 20})$$

Les coefficients  $n$  et  $m$  sont déterminés en minimisant la somme de l'écart entre les valeurs de  $\mu_m$  expérimentales et calculées à partir de la relation (Eq. 22) :

$$S_Y = \sum_1^N (Y_{\text{exp},i} - Y_{\text{calc},i})^2 \quad (\text{Eq. 21})$$

Pour le microcanal en verre les valeurs des coefficients  $n$  et  $m$  sont :

$$n = 0,83$$

$$m = -0,9$$

La relation (Eq. 20) devient alors pour le microcanal en verre :

$$\mu_m = 0,83 \mu_{\text{huile}} \left( \frac{Q_{\text{air}}}{Q_{\text{huile}}} \right)^{-0,9} \quad (\text{Eq. 22})$$

Pour le microcanal en quartz les valeurs des coefficients  $n$  et  $m$  sont :

$$n = 0,72$$

$$m = -0,9$$

La relation (Eq. 20) devient alors pour le microcanal en quartz :

$$\mu_m = 0,72 \mu_{\text{huile}} \left( \frac{Q_{\text{air}}}{Q_{\text{huile}}} \right)^{-0,9} \quad (\text{Eq. 23})$$

Sur la figure 22 est représenté le coefficient de perte de pression  $\lambda_m$  en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ). La viscosité dynamique du mélange diphasique est calculée à partir des corrélations (Eq. 22) et (Eq. 23) respectivement pour le microcanal en verre et en quartz.

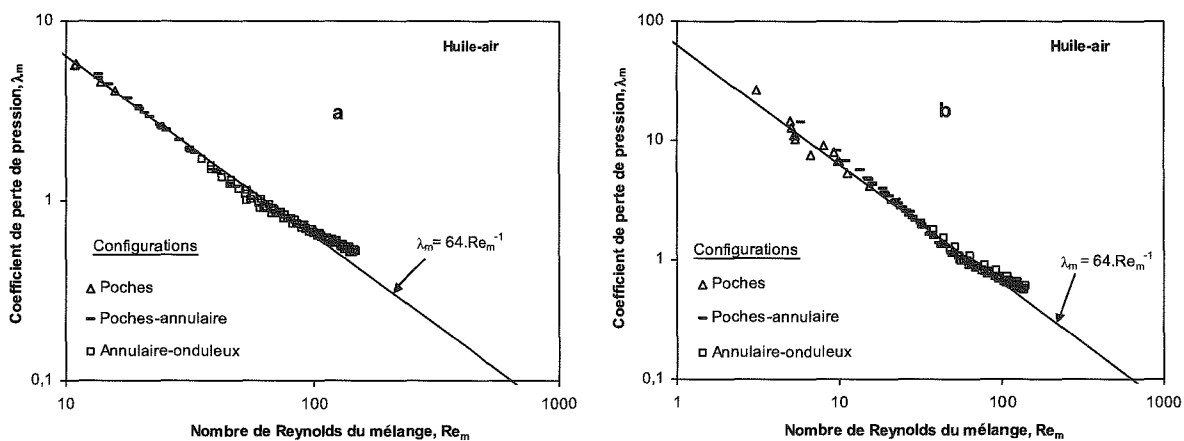


Figure 22 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée à partir de la relation (Eq. 22) et (Eq. 23) pour le microcanal en verre (Fig. 22-a) et en quartz (Fig. 22-b) respectivement.

Cette figure montre que les corrélations (Eq. 22-23) sont mieux adaptées pour décrire les pertes de pression au moyen du modèle homogène. Les valeurs de l'erreur relative moyenne et de la déviation standard entre les pertes de pression mesurées et calculées en utilisant ces corrélations sont regroupées dans le tableau 6.

Corrélations	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	$\langle \epsilon_Y \rangle$ (%)	$\sigma$ (%)	$\langle \epsilon_Y \rangle$ (%)	$\sigma$ (%)
relation (Eq. 22)	6,97	4,93		
relation (Eq. 23)			8,95	5,53

Tableau 6 : Erreur relative moyenne et déviation standard entre les pertes de pression mesurées et calculées.

Pour chaque couple de débits huile et air, les pertes de pression sont calculées à partir des corrélations (Eq. 22) et (Eq. 23) et sont comparées aux pertes de pression mesurées sur la figure 23-a pour le microcanal en verre et sur la figure 23-b pour le microcanal en quartz. Ces figures montrent que les pertes de pression expérimentales sont plus proches de celles calculées pour l'ensemble des configurations d'écoulements.

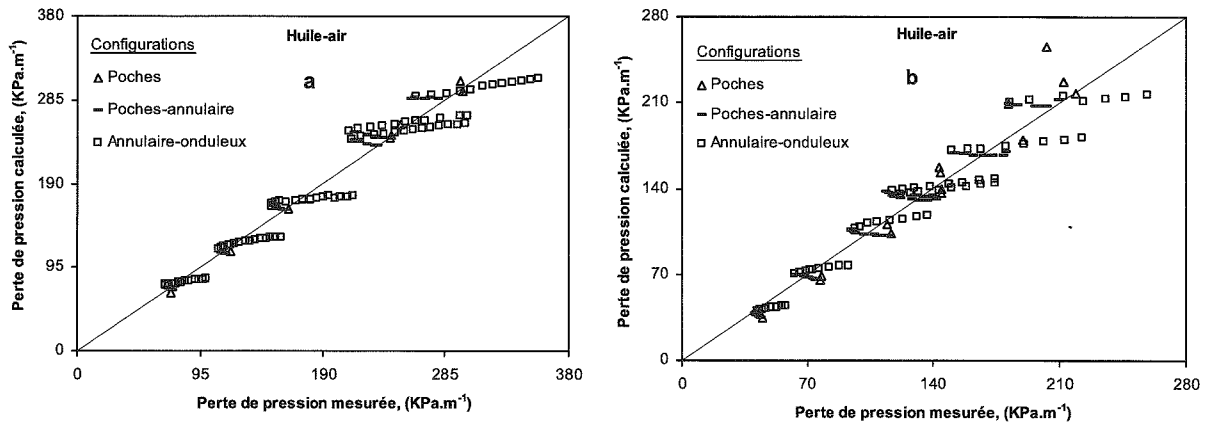


Figure 23: Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées par la relation (Eq. 11).  $\mu_m$  est déterminée à partir des corrélations (Eq. 22) et (Eq. 23). Microcanal en verre: figure 23-a ; microcanal en quartz: figure 23-b.



### 2.1.3. Écoulements huile-CO<sub>2</sub>

Comme mentionné dans le paragraphe précédent (1.2.1), des expériences de mesure de pertes de pression et de visualisation ont été également effectuées en utilisant le dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>) au lieu de l'air.

Sur la figure 24 est représenté le coefficient de perte de pression du mélange ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ). La viscosité dynamique du mélange est déterminée à partir du modèle de Dukler et al. (1964).

Avec cette viscosité dynamique, la loi des écoulements monophasiques prédit les pertes de pression avec une erreur relative de 7,4 % et une déviation standard de 5 %.

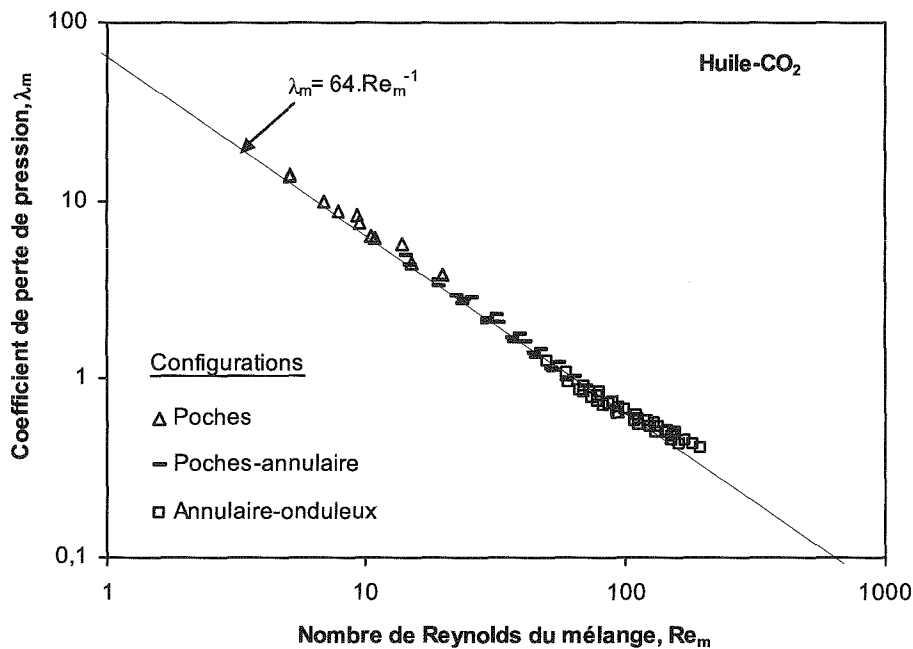


Figure 24 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée à partir du modèle de Dukler et al. (1964). Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

On constate à partir de la figure 24 que, pour les écoulements huile-CO<sub>2</sub>, la déviation des points expérimentaux de la droite ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ) commence seulement à partir d'un nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ) approximativement égale à 140, alors que pour les écoulements huile-air cette déviation commence pour  $Re_m$  de l'ordre 80.

Les pertes de pression mesurées et celles calculées à partir de la relation (Eq. 13), et en utilisant la viscosité dynamique de Dukler et al. (1964), sont comparées sur la figure 25.

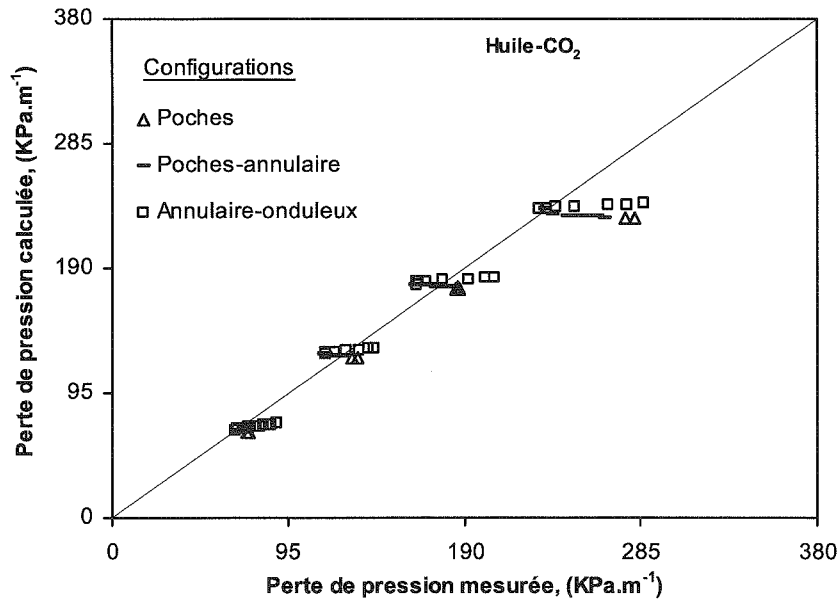


Figure 25: Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées par la relation (Eq. 11).  $\mu_m$  est déterminée à partir du modèle de Dukler et al. (1964).

Excepté les pertes de pression les plus élevées, on constate que les pertes de pression mesurées et calculées sont très proches.

## 2.2. Modèle de Lockhart-Martinelli

Dans cette partie, les résultats expérimentaux eau-air, huile-air et huile-CO<sub>2</sub> sont interprétés à partir de l'approche de Lockhart-Martinelli présentée dans le chapitre II.1. Pour chaque débit de liquide et de gaz, nous avons déterminé :

- les multiplicateurs de phases liquide ( $\phi_{\text{Liquide}}$ ) et gaz ( $\phi_{\text{Gaz}}$ ) (Eq. 24-25, Chap. II.1),
- le paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) (Eq. 26, Chap. II.1).

Les pertes de pression monophasiques sont déterminées à partir de la loi de Poiseuille (Eq. 1, Chap. II.2) en utilisant les diamètres hydrauliques obtenus expérimentalement à partir des écoulements monophasiques réalisés avec l'huile.

### 2.2.1. Ecoulements eau-air

Le multiplicateur de l'air ( $\phi_{\text{air}}$ ) est représenté en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) sur la figure 26 pour le microcanal en verre et sur la figure 27 pour le microcanal en quartz. Les courbes obtenues sont paramétrées par la vitesse débitante d'eau. Les configurations d'écoulements identifiées précédemment dans les paragraphes (1.1.1.1) et (1.1.2.1) sont également représentées sur ces figures. Les corrélations de Chisholm (1967) correspondantes aux différentes valeurs de la constante  $C$  décrite dans le tableau 2 (Chap. II.1) et la relation établie à partir du modèle annulaire sont également tracées sur ces figures (voir annexe). Cette dernière est établie à partir de la configuration annulaire dans un tube capillaire avec de l'eau qui est en contact avec la paroi.

Les résultats montrent que :

- pour une vitesse débitante liquide donnée, le multiplicateur de l'air ( $\phi_{\text{air}}$ ) croît lorsque le paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) augmente. Cela signifie que, pour un débit d'eau fixé, lorsqu'on augmente le débit d'air ( $\chi$  diminue), la perte de pression diphasique augmente ( $\phi_{\text{air}}$  augmente).
- dans le cas des configurations semi-annulaire et annulaire,  $\phi_{\text{air}}$  ne dépend pas que du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ). Pour mieux illustrer ce dernier point, les valeurs de  $\phi_{\text{air}}$  correspondantes aux cas des configurations semi-annulaire et annulaire sont représentées en fonction de  $\chi$  sur la figure 28. Une série de courbes paramétrées par la vitesse débitante de l'eau est observée. En effet, pour un  $\chi$  fixé, le multiplicateur du gaz ( $\phi_{\text{air}}$ ) dépend des vitesses débitantes de l'eau.  $\phi_{\text{air}}$  augmente lorsque la vitesse débitante du liquide augmente. En revanche, le multiplicateur de l'air correspondant aux configurations à bulles, à poches et à poches-annulaire ne semble pas dépendre des vitesses débitantes de l'eau.

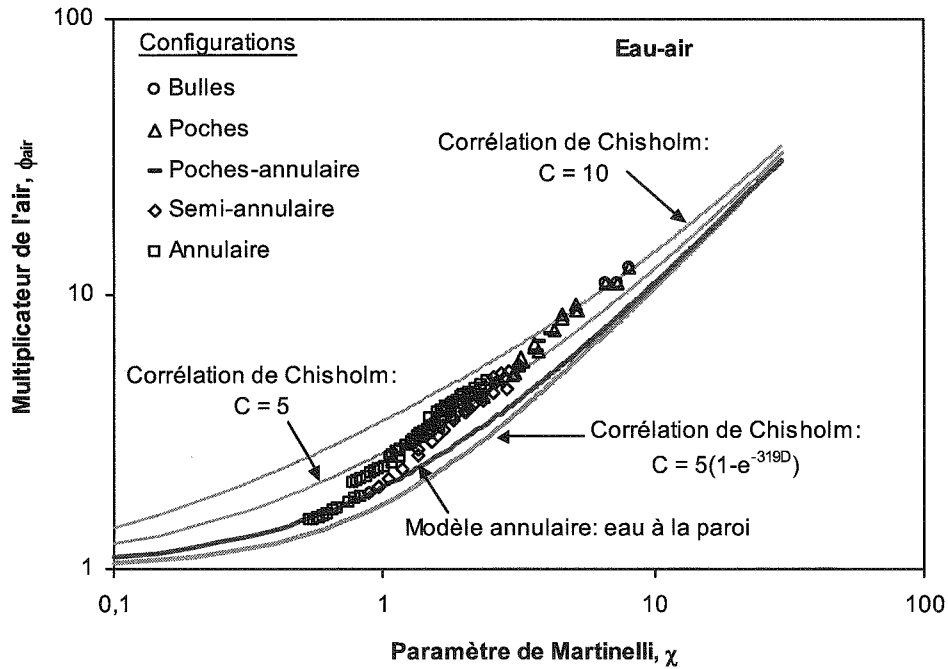


Figure 26 : Multiplicateur de l'air ( $\phi_{air}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes exploré. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

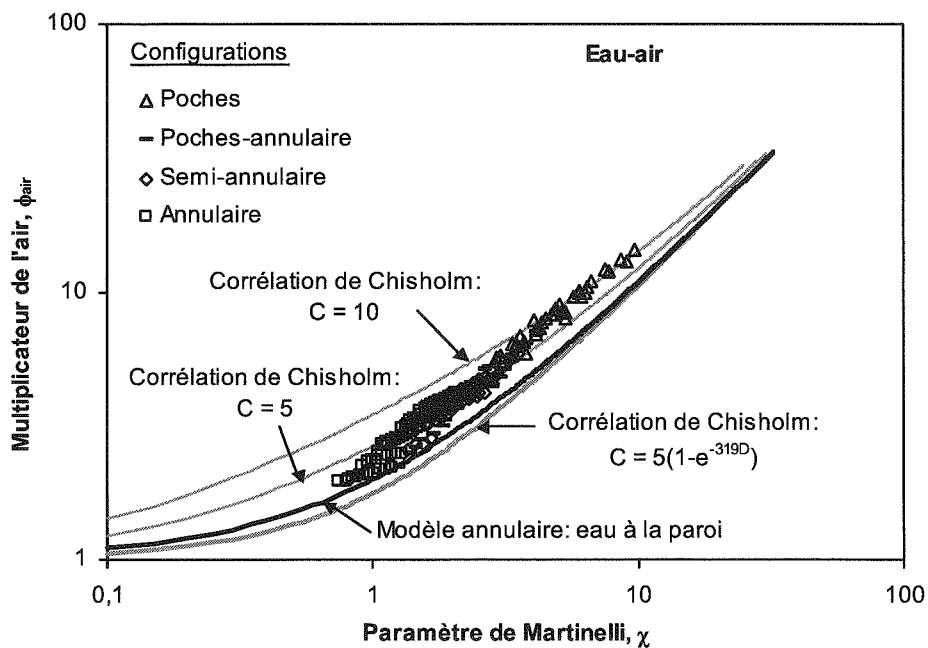


Figure 27 : Multiplicateur de l'air ( $\phi_{air}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes exploré. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz.

On observe également sur les figures 26 et 27 que pour les fortes vitesses débitantes des fluides, le multiplicateur de l'air s'approche de celui déterminé à partir du modèle annulaire. En revanche, l'ensemble des points expérimentaux a un comportement différent de celui prévu par les corrélations de Chisholm (1967). Rappelons que ces corrélations ont été développées pour décrire les pertes de pression dans les écoulements liquide-gaz en conduite.

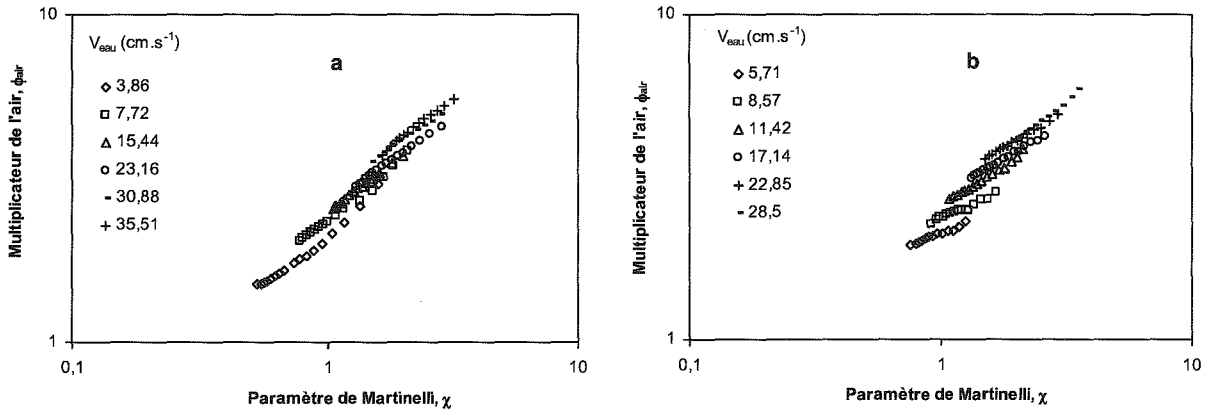


Figure 28 : Multiplicateur de l'air ( $\phi_{air}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes correspondantes aux configurations semi-annulaire et annulaire. a) : cas du microcanal en verre ; b) cas du microcanal en quartz.

Les points expérimentaux correspondants aux configurations à bulles, à poches et à poches-annulaire peuvent être approchés par une corrélation similaire à celle de Chisholm (1967) :

$$\Phi_G = 1 + \alpha\chi + \beta\chi^2 \quad (\text{Eq. 24})$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes.

En minimisant la somme de l'écart entre les valeurs de  $\phi_{air}$  expérimentales et calculées (Eq. 24) :

$$S_Y = \sum_1^N (Y_{exp,i} - Y_{calc,i})^2 \quad (\text{Eq. 25})$$

les valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$  sont déterminées :

- pour le microcanal en verre :  $\alpha = 1,45$  et  $\beta = -0,01$ . D'où :

$$\Phi_G = 1 + 1,45\chi - 0,01\chi^2 \quad (\text{Eq. 26})$$

- pour le microcanal en quartz :  $\alpha = 1,5$  et  $\beta = -0,01$ . D'où :

$$\Phi_G = 1 + 1,5\chi - 0,01\chi^2 \quad (\text{Eq. 27})$$

La constante  $\beta$  est égale pour les deux microcanaux, alors que  $\alpha$  est légèrement différent.

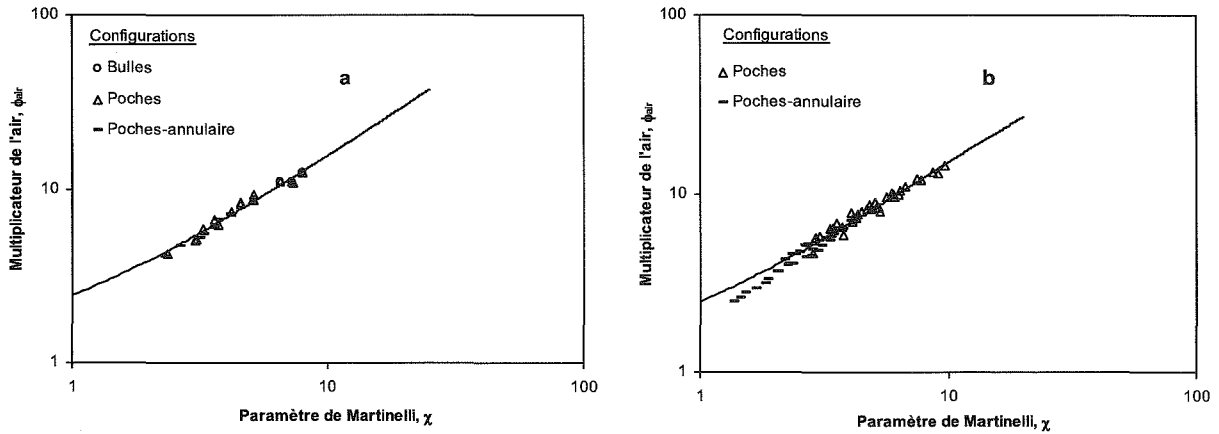


Figure 29 : Multiplicateur de l'air ( $\phi_{air}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes correspondantes aux configurations à bulles, à poches et à poches-annulaire. a) : cas du microcanal en verre ; b) cas du microcanal en quartz.

Selon la figure 28, le multiplicateur de l'air ( $\phi_{air}$ ) dépend, pour les configurations semi-annulaire et annulaire, de la vitesse débitante de l'eau. Cette dépendance est prise en compte sous forme du nombre de Reynolds de l'eau ( $Re_{eau}$ ) à travers le paramètre  $C$  dans la corrélation de Chisholm (1967). Et en utilisant la forme proposée par Yue et al. (2004) (Eq. 47, Chap. II.1).

$$C = k\chi^m Re_L^n \quad (\text{Eq. 28})$$

Les constantes  $K$ ,  $m$  et  $n$  sont déterminées en minimisant la somme de l'écart entre les valeurs de  $\phi_{air}$  expérimentales et calculées (Eq. 25 et 29) :

$$\Phi_G^2 = 1 + k\chi^m Re_L^n \chi + \chi^2 \quad (\text{Eq. 29})$$

Les valeurs de  $K$ ,  $m$  et  $n$  sont déterminées :

- pour le microcanal en verre :  $K = 0,3$  ;  $m = -0,14$  et  $n = 0,58$ . D'où :

$$\phi_G^2 = 1 + 0,3\chi^{-0,14} Re_L^{0,58} \chi + \chi^2 \quad (\text{Eq. 30})$$

- pour le microcanal en quartz :  $K = 0,3$  ;  $m = -0,15$  et  $n = 0,59$ . D'où :

$$\phi_G^2 = 1 + 0,3\chi^{-0,15} Re_L^{0,59} \chi + \chi^2 \quad (\text{Eq. 31})$$

Sur la figure 30 sont comparées les pertes de pression mesurées et calculées à partir des corrélations (Eq. 30) et (Eq. 31) respectivement pour le microcanal en verre et celui en quartz.

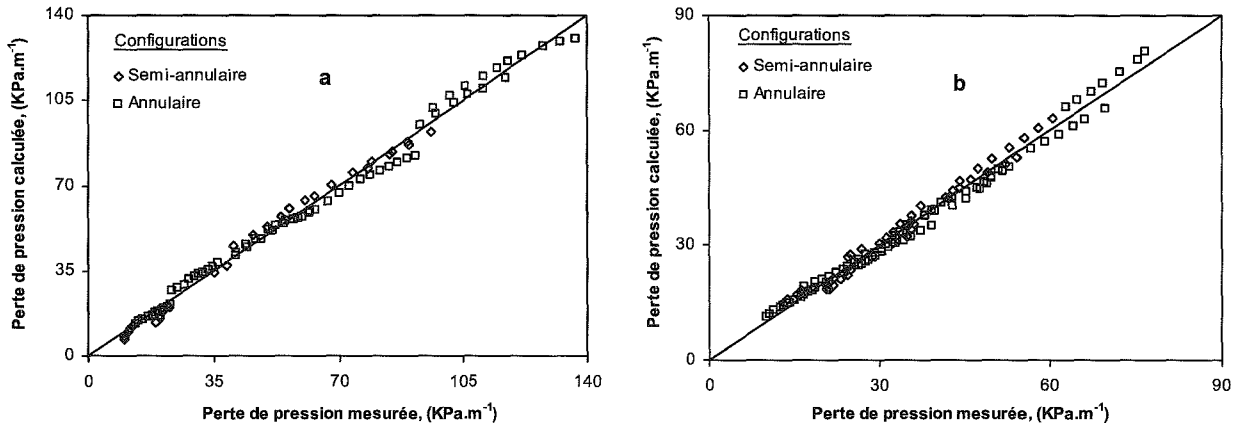


Figure 30 : Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées pour l'ensemble des vitesses débitantes correspondantes aux configurations semi-annulaire et annulaire. a) : cas du microcanal en verre ; b) cas du microcanal en quartz.

On constate donc que les pertes de pression mesurées et calculées sont pratiquement égales pour chacun des milieux.

Dans le tableau 7 sont regroupées les valeurs de l'erreur relative moyenne et la déviation standard entre les pertes de pression expérimentales et calculées.

Dans le cas des configurations à bulles, à poches et à poches-annulaire, les pertes de pression sont calculées par les corrélations (Eq. 26) et (Eq. 27) respectivement pour le microcanal en verre et en quartz. Dans le cas des configurations semi-annulaire et annulaire, les pertes de pression sont calculées par la corrélation (Eq. 30) pour le microcanal en verre et par la corrélation (Eq. 31) pour le microcanal en quartz.

Configurations	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	$\langle e \rangle$ (%)	$\sigma$ (%)	$\langle e \rangle$ (%)	$\sigma$ (%)
Bulles, poches et poches-annulaire (Eq. 26-27)	8,86	5,5	13,22	12,16
Semi-annulaire et annulaire (Eq. 30-31)	5,92	5,47	5,22	3,52

Tableau 7 : Erreurs relatives moyennes et déviations standards entre les pertes de pression mesurées et calculées en utilisant les corrélations (Eq. 26-27, 30-31) dans le cas des microcanaux en verre et en quartz.

Comme on peut le constater à partir des corrélations Eqs. 26-27 et 30-31, pour une même valeur de  $\chi$  donnée, le multiplicateur de l'air ( $\phi_{\text{air}}$ ) est pratiquement le même pour les microcanaux en verre et en quartz. Ceci est également illustré sur la figure 31 où les valeurs de  $\phi_{\text{air}}$  en fonctions de  $\chi$  sont superposées pour les deux milieux. Cette superposition implique donc que les effets de la mouillabilité, du diamètre et de la géométrie des microcanaux sont négligeables.

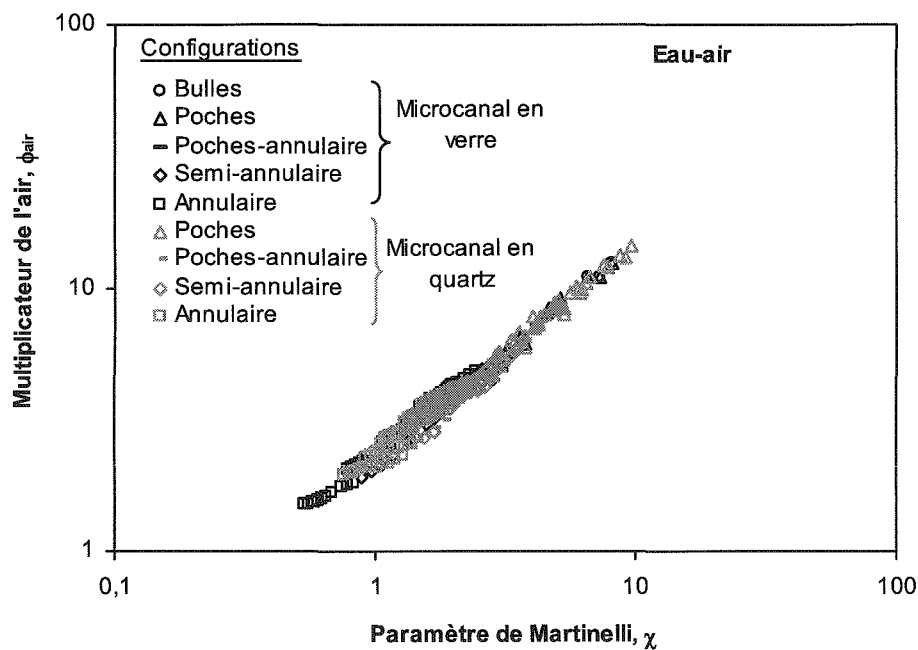


Figure 31 : Comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus dans le microcanal en verre et celui en quartz. Les expériences ont été réalisées avec l'eau et l'air.

### 2.2.2. Ecoulements huile-air

Le multiplicateur de l'air ( $\phi_{\text{air}}$ ) est représenté en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) sur la figure 32 pour le microcanal en verre et sur la figure 33 pour le microcanal en quartz. Les courbes obtenues sont paramétrées par la vitesse débitante d'huile. Les configurations d'écoulements identifiées précédemment dans les paragraphes (1.1.1.2) et (1.1.2.2) sont également présentées sur ces figures. La corrélation de Chisholm (1967) qui correspond à  $C = 5(1 - e^{-319D})$  et la relation établie à partir du modèle annulaire avec l'huile en contact de la paroi sont également superposées sur ces figures :



Les résultats montrent que :

- pour une vitesse débitante liquide donnée, le multiplicateur de l'air ( $\phi_{\text{air}}$ ) croît lorsque le paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) augmente. Cela signifie que, pour un débit d'huile fixé, lorsqu'on augmente le débit d'air ( $\chi$  diminue), la perte de pression diphasique augmente ( $\phi_{\text{air}}$  augmente).
- Comme dans le cas de la configuration annulaire-onduleux de l'écoulement eau-air, ( $\phi_{\text{air}}$ ) ne semble pas dépendre que du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ). Le multiplicateur de l'air correspondant à ces points expérimentaux est représenté en fonction du paramètre de Martinelli sur la figure 34. Une série de courbes paramétrées par la vitesse débitante de l'huile est donc observée. En effet, pour un  $\chi$  fixé, le multiplicateur de l'air ( $\phi_{\text{air}}$ ) dépend des vitesses débitantes de l'huile.  $\phi_{\text{air}}$  augmente lorsque la vitesse débitante du liquide augmente. En revanche, le multiplicateur de l'air correspondant aux cas des configurations à poches et à poches-annulaire ne semble pas dépendre des vitesses débitantes de l'huile.

D'autre part, les figures 32 et 33 montrent que pour les faibles vitesses débitantes de l'air, correspondantes au cas de la configuration à poches, les pertes de pression expérimentales sont décrites à la fois par le modèle annulaire et par la corrélation de Chisholm (1967) avec  $C = 5(1-e^{-319D})$ . Les points expérimentaux correspondant à la configuration annulaire-onduleux peuvent être décrits par la corrélation de Chisholm aux faibles vitesses débitantes de l'huile. Pour les fortes vitesses débitantes d'huile, les résultats expérimentaux dévient de cette corrélation et ont tendance à s'approcher du modèle annulaire.

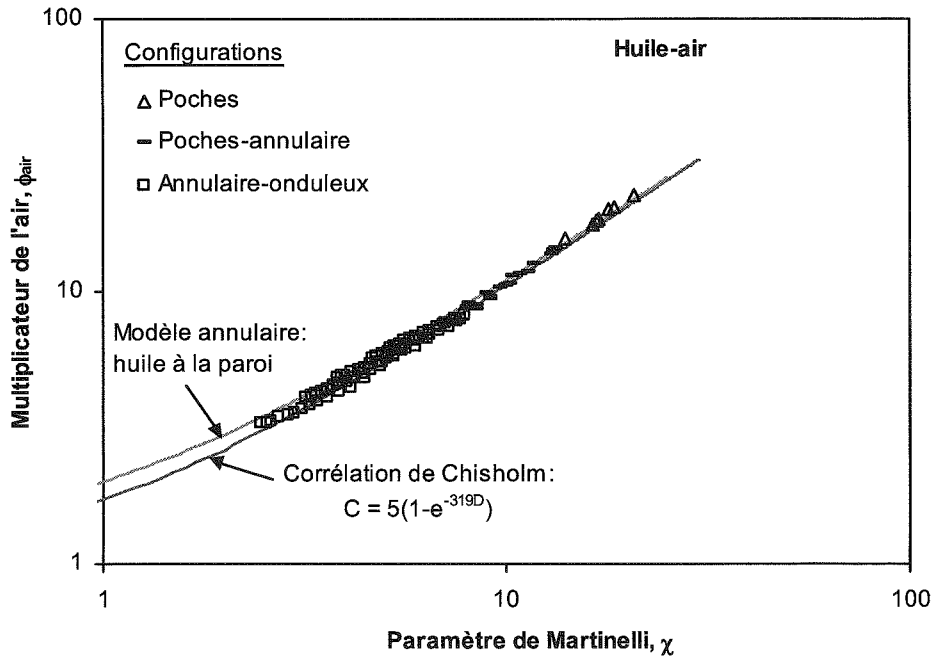


Figure 32: Multiplicateur de l'air ( $\phi_{air}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes explorées. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

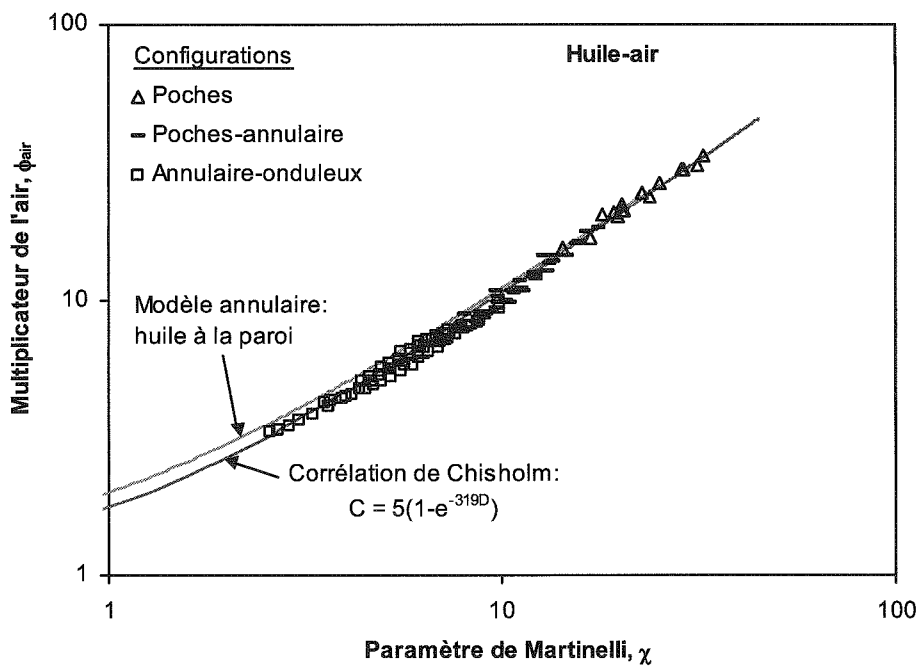


Figure 33 : Multiplicateur de l'air ( $\phi_{air}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes explorées. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz.

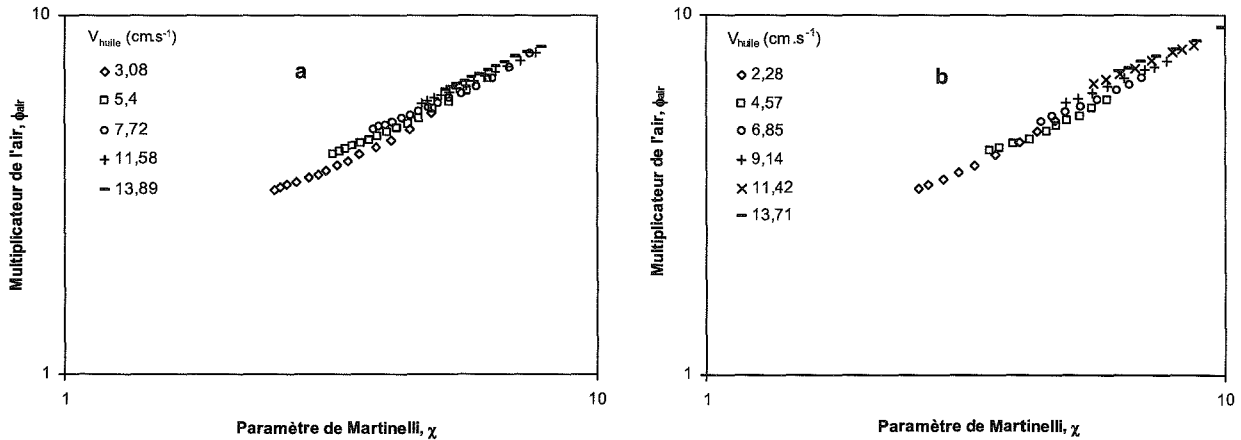


Figure 34 : Multiplicateur de l'air ( $\phi_{air}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes correspondantes à la configuration annulaire-onduleux. a) : cas du microcanal en verre ; b) cas du microcanal en quartz.

Dans le cas de la configuration poches-annulaire, les résultats expérimentaux peuvent être également décrits par la corrélation de Chisholm (1967). En revanche, ces points expérimentaux sont légèrement sur-estimés par le modèle annulaire.

Pour l'ensemble des configurations d'écoulement identifiées, les valeurs de l'erreur relative moyenne et la déviation standard sont regroupées dans le tableau 8.

	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	<e> (%)	$\sigma$ (%)	<e> (%)	$\sigma$ (%)
Modèle annulaire	10,95	6,13	20,12	12,17
Corrélation de Chisholm, $C = 5(1-e^{-319D})$	7,03	4,64	11,06	8,36

Tableau 8 : Erreurs relatives moyennes et déviations standards entre les pertes de pression mesurées et calculées pour l'ensemble des configurations d'écoulement observées.

On peut constater que la corrélation de Chisholm avec  $C = 5(1-e^{-319D})$  prédit l'ensemble des points expérimentaux avec une précision satisfaisante. Les pertes de pression mesurées et calculées à partir de cette dernière corrélation sont comparées sur la figure 35.

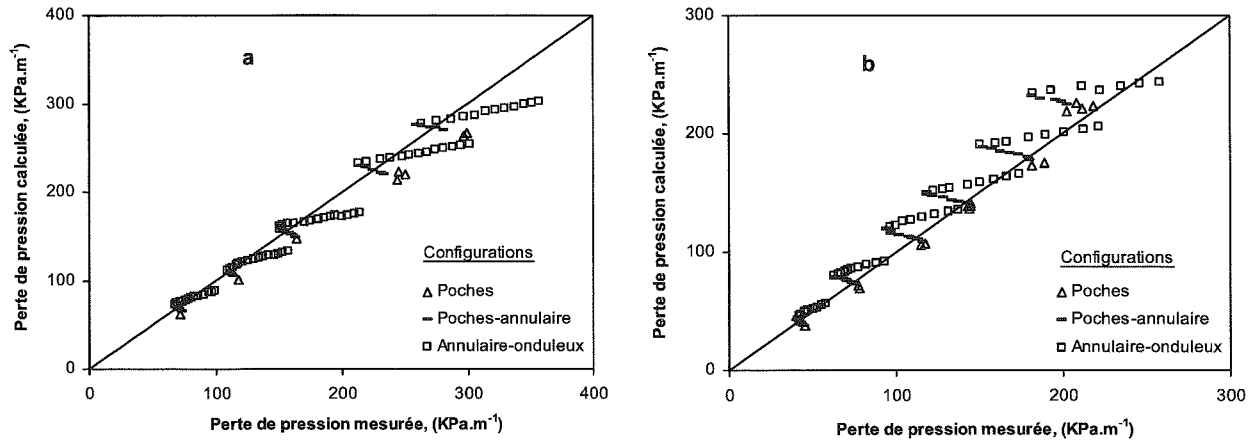


Figure 35 : Comparaison entre pertes de pression mesurées et calculées en utilisant la corrélation de Chisholm avec  $C = 5(1-e^{-319D})$  pour l'ensemble des configurations d'écoulements. a) : cas du microcanal en verre ; b) cas du microcanal en quartz.

Comme cela a été illustré sur la figure 34, les courbes représentant le multiplicateur de l'air ( $\phi_{\text{air}}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli  $\chi$  sont paramétrées, dans le cas de la configuration annulaire-onduleux, par la vitesse débitante d'huile. Comme pour les écoulements eau-air, cette dépendance est prise en compte sous forme du nombre de Reynolds de l'huile ( $Re_{\text{huile}}$ ) à travers le paramètre  $C$  dans la corrélation de Chisholm (1967) en utilisant la forme proposée par Yue et al. (2004) (Eq. 27).

Les constantes  $K$ ,  $m$  et  $n$  sont déterminées en minimisant la somme de l'écart entre les valeurs de  $\phi_{\text{air}}$  expérimentales et calculées (Eq. 25 et 29) :

Les valeurs de  $K$ ,  $m$  et  $n$  sont donc déterminées :

- pour le microcanal en verre :  $K = 4$  ;  $m = -1,1$  et  $n = 0,45$ . D'où :

$$\phi_G^2 = 1 + 4\chi^{-1,1} Re_L^{0,45} \chi + \chi^2 \quad (\text{Eq. 32})$$

- pour le microcanal en quartz :  $K = 3$  ;  $m = -1,15$  et  $n = 0,42$ . D'où :

$$\phi_G^2 = 1 + 3\chi^{-1,15} Re_L^{0,42} \chi + \chi^2 \quad (\text{Eq. 33})$$

Sur la figure 36 sont comparées les pertes de pression mesurées et calculées à partir de la corrélation (Eq. 32) pour le microcanal en verre et par la corrélation (Eq. 33) pour le microcanal en quartz. Ces figures montrent que les pertes de pression mesurées et calculées dans le cas du microcanal en verre sont pratiquement identiques pour l'ensemble des vitesses débitantes d'huile. Par contre, pour le microcanal en quartz, les pertes de pression mesurées et

calculées ont tendance à s'éloigner pour les fortes vitesses débitantes d'huile ( $V_{\text{huile}} > 9,14$  cm/s).

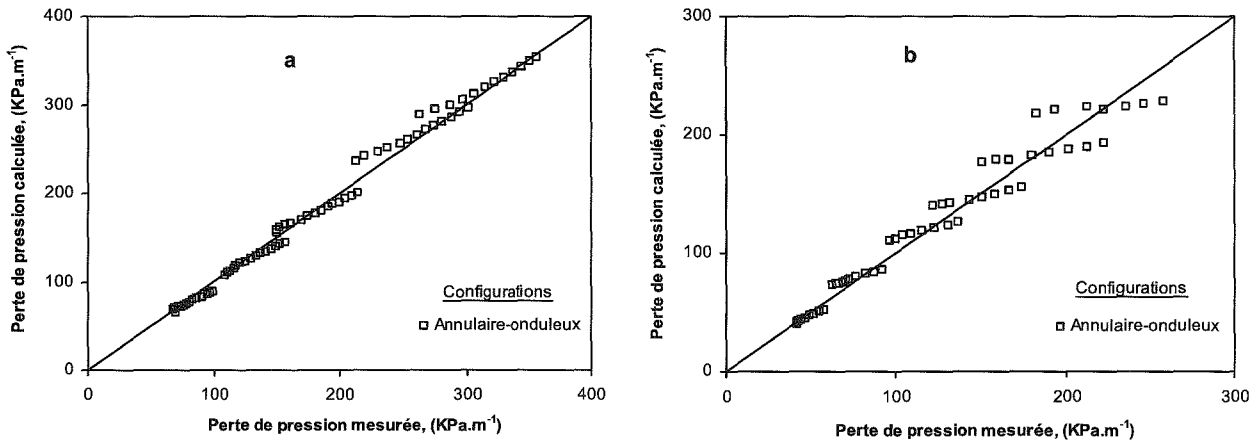


Figure 36 : Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées pour l'ensemble des vitesses débitantes correspondantes à la configuration annulaire-onduleux. a) : cas du microcanal en verre ; b) cas du microcanal en quartz.

Les valeurs de l'erreur relative moyenne et la déviation standard pour l'ensemble des configurations d'écoulements observées sont regroupées dans le tableau 9. Les pertes de pression correspondantes aux configurations à poches et à poches-annulaire sont calculées à partir de la corrélation de Chisholm (1967) en tenant compte de la valeur  $C = 5(1-e^{-319D})$  proposée par English et Kandlikar (2005). Et dans le cas de la configuration annulaire-onduleux les pertes de pression sont calculées à partir des corrélations (Eq. 32) et (Eq. 33) respectivement pour le microcanal en verre et celui en quartz.

Configurations	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	Poches et poches-annulaire	Annulaire-onduleux	Poches et poches-annulaire	Annulaire-onduleux
$\langle e_Y \rangle$ (%)	6,24	3,93	10,76	7,8
$\sigma_Y$ (%)	4,06	2,98	11,51	4,6

Tableau 9 : Erreurs relatives moyennes et déviations standards entre les pertes de pression mesurées et calculées pour l'ensemble des configurations d'écoulements identifiées.

En examinant les valeurs des constantes  $K$ ,  $m$  et  $n$  dans les corrélations Eqs. 32-33 on peut constater que pour un même  $\chi$  donné, les multiplicateurs de l'air ( $\phi_{\text{air}}$ ) sont proches pour

les deux microcanaux. Cela signifie que, pour un même rapport de débit d'huile et de gaz, le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique air est pratiquement identique.

### 2.2.3. Ecoulements huile-CO<sub>2</sub>

Le multiplicateur de CO<sub>2</sub> ( $\phi_{CO_2}$ ) est représenté en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) sur le figure 37 pour un écoulement huile-CO<sub>2</sub> dans le microcanal en verre. Les courbes obtenues sont paramétrées par la vitesse débitante de l'huile. Les configurations d'écoulements identifiées précédemment dans le paragraphe (1.1.1.2) sont également présentées sur cette figure. Sur cette figure sont également tracées :

- la corrélation de Chisholm (1967) qui correspond à  $C = 5(1 - e^{-319D})$ ,
- la relation établie à partir du modèle annulaire avec l'huile en contact de la paroi.

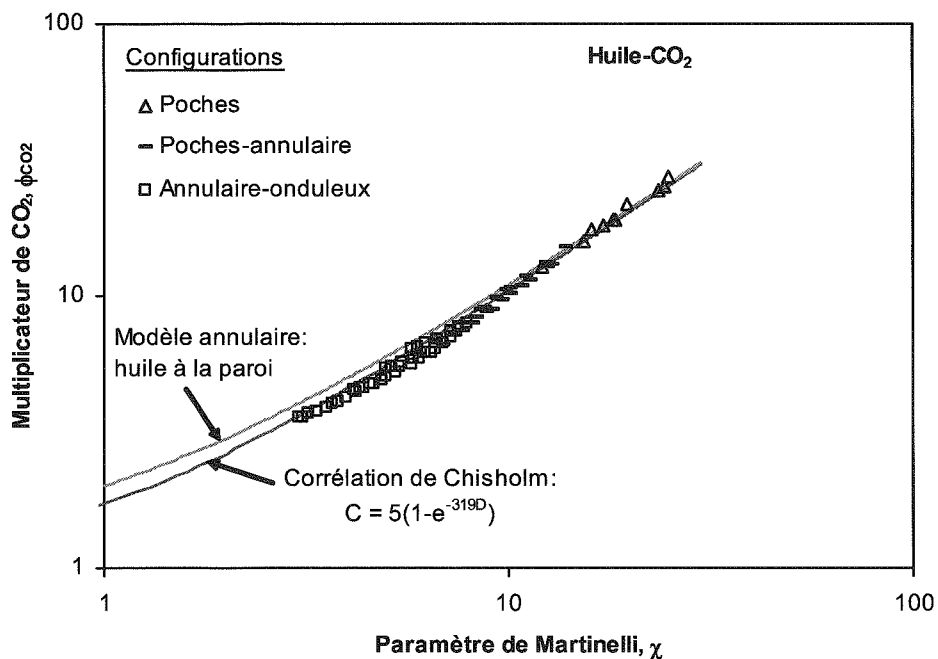


Figure 37 : Multiplicateur de CO<sub>2</sub> ( $\phi_{CO_2}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes explorées. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en verre.

Les résultats montrent que :

- pour une vitesse débitante liquide donnée, le multiplicateur de CO<sub>2</sub> ( $\phi_{CO_2}$ ) croît lorsque le paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) augmente. Cela signifie que, pour un débit d'huile fixé, lorsqu'on augmente le débit de CO<sub>2</sub> ( $\chi$  diminue), la perte de pression diphasique augmente ( $\phi_{CO_2}$  augmente).
- comme pour les écoulements huile-air précédents, dans le cas de la configuration annulaire-onduleux,  $\phi_{CO_2}$  ne semble pas dépendre que du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ). Une série de courbes paramétrées par la vitesse débitante de l'huile est observée. En effet, pour un  $\chi$  fixé, le multiplicateur de gaz ( $\phi_{CO_2}$ ) dépend des vitesses débitantes de l'huile.  $\phi_{CO_2}$  augmente lorsque la vitesse débitante d'huile augmente. En revanche, le multiplicateur de CO<sub>2</sub> correspondant aux cas des configurations à poches et à poches-annulaire ne semble pas dépendre des vitesses débitantes de l'huile.

D'autre part, la figure 37 montre que la relation établie à partir du modèle annulaire, huile en contact de la paroi, peut décrire les pertes de pression mesurées dans l'écoulement à poches et sur-estime celles mesurées dans des écoulements à poches-annulaire et annulaire-onduleux. En revanche, la corrélation de Chisholm (1967) peut décrire l'ensemble des résultats expérimentaux en tenant compte de la valeur de  $C = 5(1-e^{-319D})$  proposée par English et Kandlikar (2005) avec une erreur relative moyenne de 11,56 % et une déviation standard égale à 7,63 %.

Sur la figure 38-a sont comparées les pertes de pression mesurées et celles calculées à partir de la corrélation de Chisholm avec  $C = 5(1-e^{-319D})$  pour l'ensemble des configurations d'écoulement. La figure 38-b compare les pertes de pression mesurées aux pertes de pression calculées à partir du modèle annulaire pour les configurations à poches et à poches-annulaire.

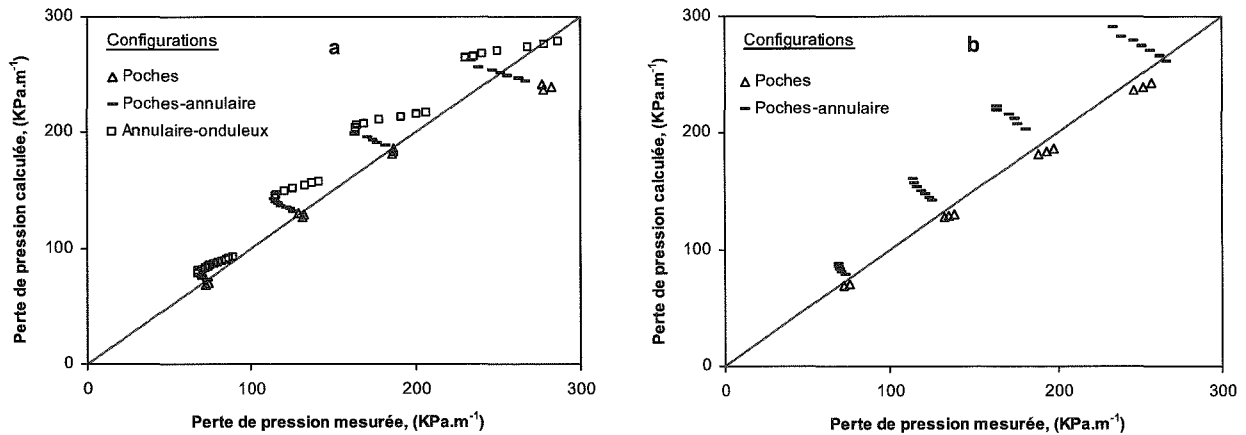


Figure 38 : Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées. a) : à partir de la corrélation de Chisholm; b) à partir du modèle annulaire.

En appliquant la corrélation (Eq. 29) au cas de la configuration annulaire-onduleux, les constantes  $K$ ,  $m$  et  $n$  sont déterminées par l'optimisation de la somme de l'écart entre les valeurs de  $\phi_{CO_2}$  expérimentales et calculées (Eqs. 25 et 29) :

Les valeurs de  $K$ ,  $m$  et  $n$  sont donc déterminées :  $K = 2$  ;  $m = -1,2$  et  $n = 0,5$ . D'où :

$$\phi_G^2 = 1 + 2\chi^{-1,2} Re_L^{0,5} \chi + \chi^2 \quad (\text{Eq. 35})$$

Cette corrélation permet de prédire les pertes de pression expérimentales avec une erreur relative moyenne de 6,08 % et une déviation standard de 4,33 %.

Les pertes de pression mesurées sont comparées aux pertes de pression calculées à partir de la corrélation (Eq. 35) sur la figure 39.



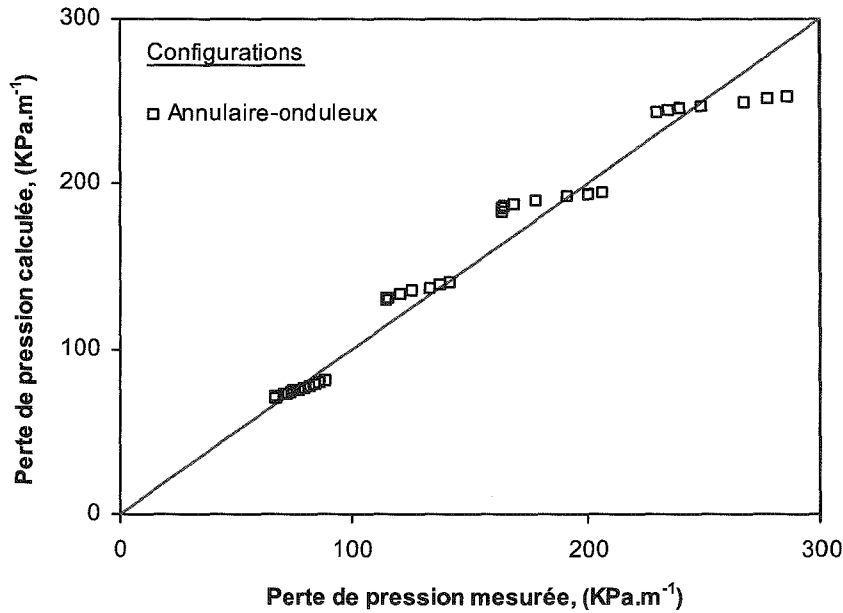


Figure 39 : Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées à partir de la corrélation (Eq. 32).

On constate que les pertes de pression calculées s'éloignent légèrement de celles mesurées au fur et à mesure que les vitesses débitantes d'huile augmentent.

Les résultats obtenus dans le cas des écoulements huile-air et huile-CO<sub>2</sub> sont comparés sur la figure 40. Le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique huile est représenté en fonction de la fraction volumique d'huile.

On constate que pour une même fraction volumique d'huile, le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique huile est pratiquement le même. Cela veut dire que, dans un milieu initialement saturé en huile, l'injection d'une fraction volumique de CO<sub>2</sub> va engendrer la même augmentation de la perte de pression que lorsqu'on injecte la même fraction volumique d'air.

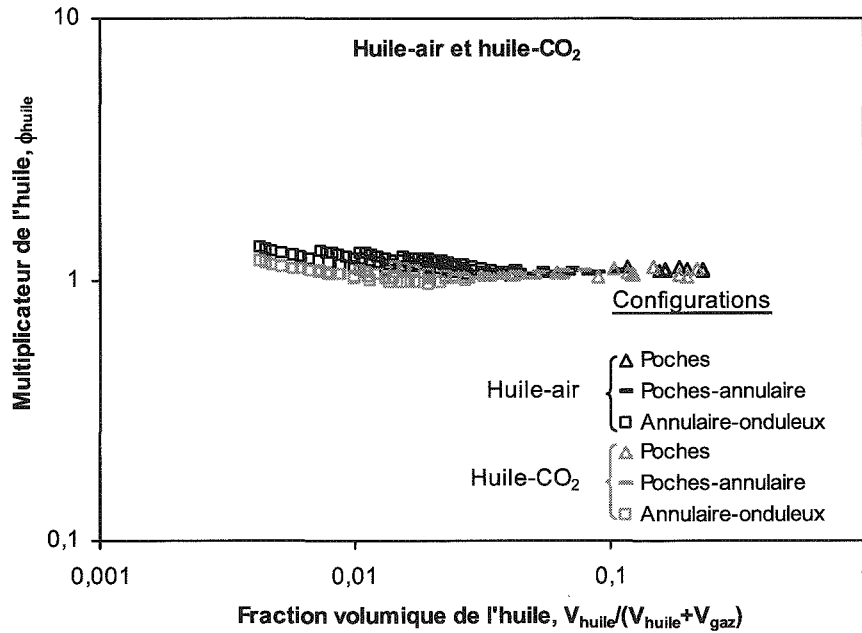


Figure 40 : Comparaison entre les pertes de pression mesurées dans le cas des écoulements huile-air et huile-CO<sub>2</sub> dans le microcanal en verre.

### 3. Conclusions

Les résultats des mesures des pertes de pression et de la visualisation des structures d'écoulements diphasiques liquide-gaz ont été présentés. Ces résultats sont obtenus avec les écoulements eau-air, huile-air et huile-CO<sub>2</sub> dans des microcanaux en verre et en quartz. Les différents résultats ont été ensuite interprétés au moyen du modèle homogène et des corrélations basées sur l'approche de Lockhart-Martinelli.

#### 3.1. Les cartographies d'écoulements liquide-gaz

Pour toute la gamme des débits explorée, les configurations des écoulements eau-air, huile-air et huile-CO<sub>2</sub> ont été identifiées au moyen du dispositif optique décrit précédemment dans le chapitre II.2. Ces différentes configurations d'écoulements se ressemblent pour le microcanal en verre et en quartz. En revanche, une différence est observée entre les configurations d'écoulements eau-air et huile-air ou huile-CO<sub>2</sub> :

- configuration à poches : les poches de gaz sont généralement caractérisées par des longueurs différentes. Dans le cas du couple de fluides eau-air, le diamètre des poches est

pratiquement égale à 90 % de la largeur du microcanal. Alors que pour le couple de fluides huile-air ou huile-CO<sub>2</sub>, ce diamètre correspond à 60 % de la largeur du microcanal.

- configuration annulaire et annulaire-onduleux : des petites bulles de gaz dispersées dans l'huile ont été observées dans le cas de l'écoulement annulaire huile-air et huile-CO<sub>2</sub>. Ceci n'a pas été observé dans le cas de l'écoulement eau-air. Les interfaces huile-gaz sont également caractérisées par un phénomène d'ondulation d'où le nom d'annulaire-onduleux. Le diamètre de la phase gazeuse, dans le cas des configurations annulaire et annulaire-onduleux, est comparable à celui des poches de gaz pour chaque couple de fluides. Les différences observées entre les configurations d'écoulements huile-air et eau-air montrent que ces dernières sont affectées par les propriétés physiques des liquides, notamment la viscosité dynamique et la tension superficielle.

Les différentes configurations d'écoulements identifiées pour l'ensemble des vitesses débitantes explorées ont permis de réaliser des cartographies d'écoulements pour chaque couple de fluides. Les transitions entre les différentes structures d'écoulements ont été identifiées et comparées avec les transitions établies analytiquement par Mishima et Ishii (1984) et Weisman et al. (1979). Ces comparaisons montrent que :

- pour les écoulements eau-air (Fig 2 et 6), la transition entre les configurations à poches et à poches-annulaire présente une déviation par rapport à la transition vers l'écoulement intermittent de Mishima et Ishii (1984). Cette déviation croît au fur et à mesure que la vitesse débitante de l'eau augmente. En effet, la transition de Mishima et Ishii (1984) prévoit un écoulement intermittent aux fortes fractions volumiques du gaz. Les transitions entre les configurations semi-annulaire et annulaire sont également comparées avec les transitions de Mishima et Ishii (1984) et de Weisman et al. (1979). Ces transitions sont différentes de celles déduites de nos expériences. En revanche, on peut constater que la transition vers l'écoulement annulaire de Mishima et Ishii (1984) est très proche de la transition vers l'écoulement semi-annulaire décrit dans les paragraphes précédents.

La transition entre les configurations à bulles et à poches, dans le cas du microcanal en verre, s'écarte également de la transition vers la configuration à poches de Mishima et Ishii (1984). Cette dernière prévoit la configuration à poches à des faibles vitesses débitantes du gaz (Fig. 2).

A partir des cartographies des figures 2 et 6, on peut déduire que les transitions entre les différentes configurations d'écoulements eau-air dans le microcanal en verre et en quartz sont très proches.

- pour les écoulements huile-gaz (Fig. 4 et 8), les transitions observées ont été également comparées avec les transitions de Mishima et Ishii (1984) et Weisman et al. (1979). Pour les deux microcanaux, la transition entre les configurations à poches et à poches-annulaire est très proche de la transition poches-intermittente de Mishima et Ishii (1984). En revanche, les transitions vers la configuration annulaire sont différentes. En effet, la transition de Mishima et Ishii prévoit un écoulement annulaire pour des vitesses débitantes de gaz moins élevées que celles obtenues expérimentalement.

### 3.2. Les pertes de pression

Les résultats de mesures des pertes de pression en fonction des vitesses débitantes des fluides ont montré que, pour une même vitesse débitante de gaz, l'augmentation de la vitesse débitante de liquide a pour conséquence une croissance de la perte de pression (Fig. 9-13). Par contre, pour une vitesse débitante d'eau ou d'huile fixée, on observe une forte augmentation de la perte de pression aux faibles vitesses débitantes de gaz puis une diminution. L'observation des structures d'écoulements a montré que cet accroissement correspond à l'apparition de la configuration à bulles et à poches et que la diminution correspond au cas de la configuration à poches-annulaire. Cette diminution est de plus en plus prononcée lorsque la vitesse débitante du liquide augmente. Pour les fortes vitesses débitantes du gaz, le cas de l'écoulement annulaire, la perte de pression croît de manière quasi-linéaire lorsque la vitesse débitante du gaz augmente.

Ces différents résultats expérimentaux sont interprétés au moyen du modèle homogène et des corrélations basées sur l'approche de Lockhart-Martinelli.

#### 3.2.1. Modèle homogène

- *Écoulements eau-air*

L'interprétation des résultats expérimentaux à partir du modèle homogène (Fig. 16 et 17) montre que, lorsque la viscosité dynamique du mélange est estimée par le modèle de Beattie et Whalley (1982), les pertes de pression mesurées dans les écoulements eau-air sont correctement décrites par la loi des écoulements monophasiques en régime laminaire. Cependant, une déviation des points expérimentaux est observée pour un nombre de Reynolds du mélange supérieur approximativement à 800. Cette déviation a été observée dans le cas de

l'écoulement annulaire et peut être attribuée aux effets d'inertie qui deviennent de plus en plus dominants.

- *Écoulements huile-air et huile-CO<sub>2</sub>*

La viscosité dynamique du mélange de Beattie et Whalley (1982), utilisée pour décrire les pertes de pression obtenues dans les écoulements eau-air, ne permet pas de caler le modèle homogène pour les écoulements huile-gaz. Cependant, la viscosité dynamique de Dukler et al. (1964) donne, dans certains cas, une bonne estimation de la viscosité du mélange diphasique.

- dans le cas du microcanal en verre, en utilisant la viscosité dynamique de Dukler et al. (1964), le modèle homogène permet de prédire les pertes de pression obtenues dans les écoulements huile-CO<sub>2</sub> (Fig. 24) avec une erreur relative moyenne de 7,4 %. En revanche, ce modèle de viscosité ne permet pas de caler le modèle homogène dans le cas de l'écoulement huile-air (Fig. 19). Le modèle de viscosité décrit par la relation (Eq. 20) permet, dans le cas de l'écoulement huile-air, de caler le modèle homogène avec une erreur relative moyenne de 6,97 %.

- dans le cas du microcanal en quartz (Fig. 20), le modèle de viscosité dynamique de Dukler et al. (1964) permet de caler le modèle homogène, pour les écoulements huile-air, avec une erreur relative moyenne de 10 %. Cependant, une déviation par rapport à ce modèle est également observée pour les nombres de Reynolds du mélange supérieurs approximativement à 80. Ceci peut être dû aux effets d'inertie qui se manifestent lorsque les vitesses débitantes des fluides augmentent.

### 3.2.2. Modèle de Lockhart-Martinelli

- *Écoulements eau-air*

Pour les écoulements eau-air, on constate que le multiplicateur de l'air ( $\phi_{\text{air}}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) varie différemment des corrélations de Chisholm (1967) proposées pour les écoulements liquide-gaz en conduites (Fig. 26-27). Ces corrélations ne permettent pas de décrire les résultats expérimentaux. Cependant, les points expérimentaux correspondants aux configurations à bulles, à poches et à poches-annulaire peuvent être décrits par une corrélation similaire à celle de Chisholm (Eq. 28, Chap II.1) comme le montre la figure 29, elle est de la forme :

$$\Phi_G = 1 + \alpha\chi + \beta\chi^2$$

Le coefficient  $\alpha$  est différent pour les deux microcanaux tandis que  $\beta$  est constant.

Pour les points expérimentaux qui correspondent au cas des configurations semi-annulaire et annulaire, la figure 29 montre que le multiplicateur de l'air ne dépend pas uniquement de  $\chi$  mais aussi de la vitesse débitante du liquide.  $\phi_{\text{air}}$  croît lorsque la vitesse débitante d'eau augmente. La corrélation de Yue et al. (2005) a été utilisée pour tenir compte de ce paramètre (Eq. 26). En déterminant les différentes constantes par optimisation, les corrélations obtenues permettent de décrire correctement les pertes de pression comme le prouve la figure 30.

- *Ecoulements huile-air et huile-CO<sub>2</sub>*

L'évolution du multiplicateur de gaz  $\phi_{\text{gaz}}$  en fonction du paramètre de Martinelli  $\chi$  peut être décrit, pour les écoulements huile-air et huile-CO<sub>2</sub>, par la corrélation de Chisholm (Eq. 28, Chap II.1) en tenant compte de la valeur  $C = 5(1 - e^{-319D})$  proposée par English et Kandlikar (2005). Le tableau 10 regroupe les valeurs de l'erreur relative moyenne et la déviation standard pour l'ensemble des points expérimentaux obtenu avec les écoulements huile-gaz.

On constate que, dans le cas de l'écoulement huile-air dans le microcanal en verre, le modèle annulaire permet également une prédiction satisfaisante des pertes de pression. Par contre, pour les écoulements huile-CO<sub>2</sub> dans le microcanal en verre et huile-air dans le microcanal en quartz, le modèle décrit moins bien les résultats expérimentaux. Cependant, ce dernier peut donner une estimation satisfaisante des pertes de pression dans le cas des configurations à poches et à poches-annulaire. Le multiplicateur de l'air, comme le montre la figure 33, dépend du paramètre  $\chi$  et de la vitesse débitante d'huile. La corrélation de Yue et al. (2005), utilisée précédemment pour les écoulements eau-air, donne une bonne prédiction de ces points expérimentaux.

	Microcanal en verre				Microcanal en quartz	
	Huile-air		Huile-CO <sub>2</sub>		Huile-air	
	<e> (%)	σ (%)	<e> (%)	σ (%)	<e> (%)	σ (%)
Corrélation de Chisholm	7,03	4,64	11,56	7,63	11,06	8,36
Modèle annulaire	10,95	6,13	24,32	10,8	20,12	12,17

Tableau 10 : Erreur relative moyenne et déviation standard obtenues à partir des différents modèles pour l'ensemble des points expérimentaux.

A partir des différentes corrélations examinées précédemment, on peut constater que les multiplicateurs de phases dépendent des propriétés physiques des liquides, comme le montre également la figure 41.

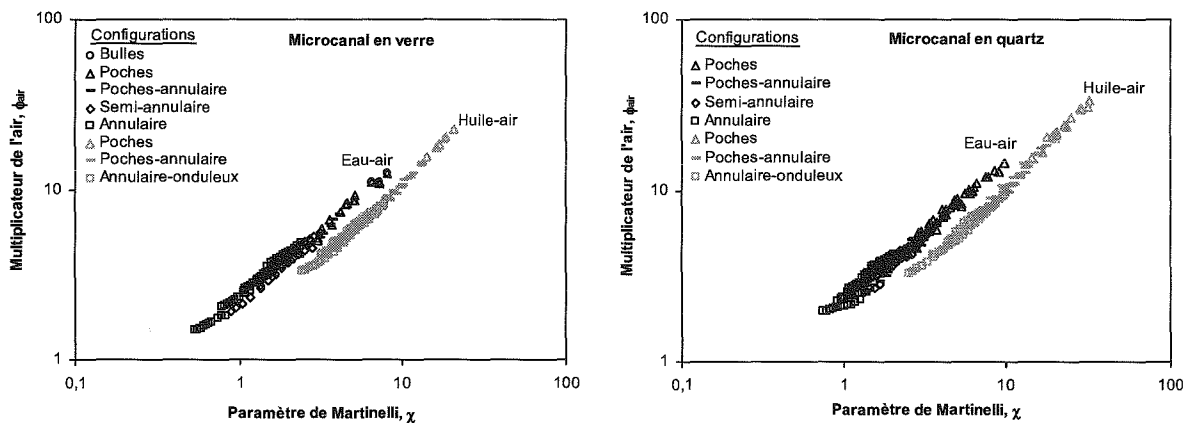


Figure 41 : Comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus dans le cas de l'écoulement eau-air et huile-air.

Selon cette figure pour un même paramètre de Martinelli ( $\chi$ ), le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique air est plus élevé dans le cas du couple eau-air. Cela est équivalent à dire que, pour une même fraction volumique d'air le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique du liquide seul est plus élevé dans le cas de l'eau. Ce que l'on pouvait déjà tirer à partir des figures représentant l'évolution de la perte de pression en fonction des vitesses débitantes des fluides (Figs. 9-13).





## **Chapitre II.4**

# **Ecoulements diphasiques liquide-liquide / Résultats expérimentaux et interprétations**

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus avec des écoulements diphasiques liquide-liquide ainsi que leurs interprétations. Les expériences ont été réalisées en suivant les protocoles décrits dans le chapitre II.2.

Le chapitre est divisé en deux parties. Dans la première, nous décrivons qualitativement les configurations d'écoulements identifiés et les différentes transitions sont analysées. Ensuite, les mesures de la perte de pression sont présentées en fonction des débits d'injections.

Dans la seconde partie, les différents résultats expérimentaux sont interprétés au moyen de différents modèles. Ils sont d'abord analysés à partir du modèle homogène puis par les corrélations basées sur l'approche de Lockhart-Martinelli. Les résultats obtenus sont ensuite comparés et discutés.

### **1. Résultats expérimentaux**

Les différentes configurations d'écoulements identifiées ainsi que les cartographies d'écoulements réalisées dans le cas du microcanal en verre et dans le cas du microcanal en quartz sont présentées. Ensuite, les pertes de pression diphasiques sont analysées pour chaque configuration d'écoulement.

## **1.1. Les configurations d'écoulements**

### **1.1.1. Microcanal en verre**

Comme signalé dans le chapitre II.2 (§. 7.2), deux séries d'expériences ont été réalisées dans le cas d'un écoulement diphasique huile-eau:

- le cas où le microcanal est initialement saturé en huile,
- le cas où le microcanal est initialement saturé en eau.

#### **1.1.1.1. Microcanal initialement saturé en huile**

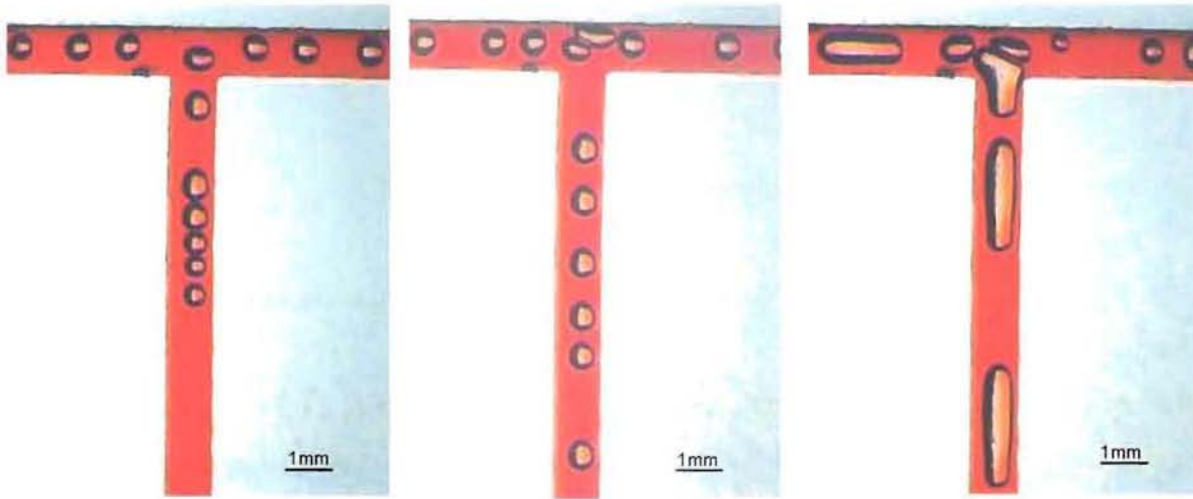
Les configurations d'écoulements liquide-liquide sont identifiées suivant la procédure expérimentale décrite dans le chapitre II.2.

Pour chaque expérience, on fixe le débit d'huile et on injecte l'eau en augmentant son débit par paliers de valeurs croissantes.

Dans la gamme de débits explorée, quatre configurations d'écoulements ont été identifiées:

- configuration à gouttes : gouttes d'eau dispersées dans l'huile (Fig. 1-a et 1-b),
- configuration à poches : poches d'eau dans l'huile (Fig. 1-c et 1-d),
- configuration à poches-annulaire (Fig. 1-e),
- configuration annulaire (Fig. 1-f).

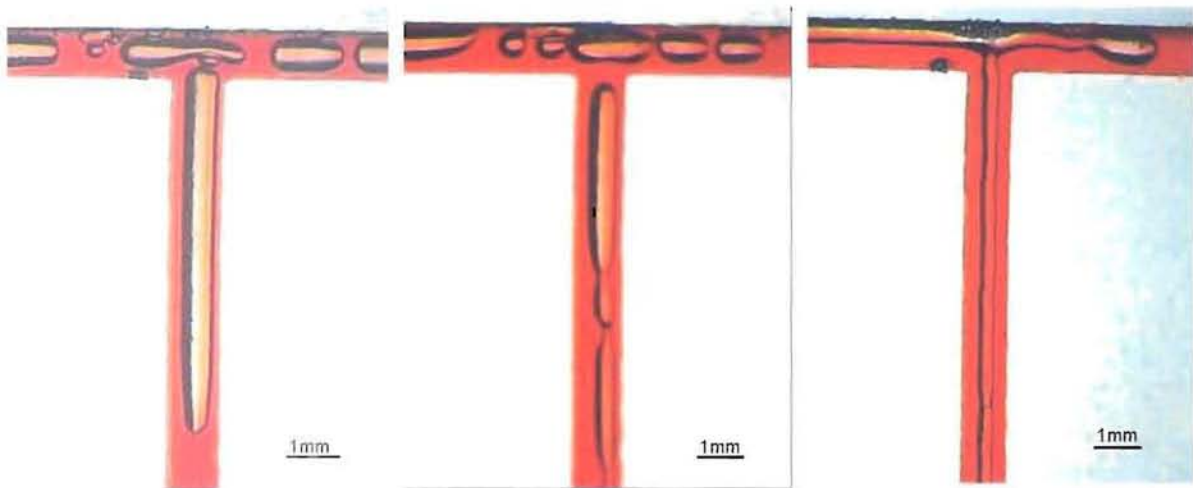
Pour chaque débit d'huile fixé, à faible débit d'eau on observe des gouttes d'eau qui sont dispersées dans l'huile. Ces gouttes sont caractérisées par une forme pseudo-sphérique et de différents diamètres, mais ce dernier est généralement égal à la moitié du diamètre du microcanal. Les gouttes d'eau peuvent s'écouler dans l'huile soit sous forme de séries de gouttes en chapelet (Fig. 1-a) soit séparées (Fig. 1-b). Pour quantifier cette structure d'écoulement et rendre sa description moins subjective, la forme de toutes ces gouttes est analysée à partir des images enregistrées par la caméra. La figure 2 représente la sphéricité des gouttes en fonction de leur élongation.



1-a : configuration à gouttes, les gouttes d'eau s'écoulent en série.

1-b : configuration à gouttes, les gouttes d'eau s'écoulent séparément.

1-c : configuration à poches (taille moyenne)



1-d : configuration à poches (grande taille)

1-e : configuration à poches-annulaire

1-f : configuration annulaire

Figure 1: Configurations d'écoulements huile-eau identifiées dans le microcanal en verre initialement saturé en huile.

La sphéricité (roundness) est définie comme suit:

$$S_{ph} = \frac{4\pi S}{P^2} \quad (\text{Eq. 1})$$

où S est la surface de la goutte suivant le plan XY (voir Chap. II.2),

P est le périmètre de la goutte.

L'élongation est définie comme étant le rapport du diamètre maximum sur le diamètre minimum de la goutte.

On constate donc que ces gouttes ont une sphéricité qui est supérieure à 0,7.

On peut remarquer que plus la forme de la goutte est sphérique plus sa sphéricité et son élongation tendent vers l'unité.

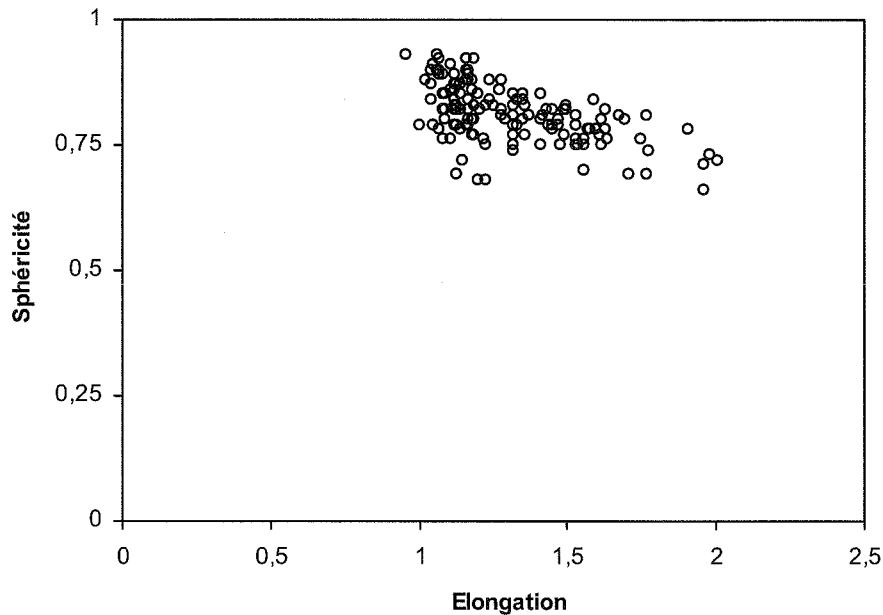


Figure 2: Sphéricité des gouttes en fonction de l'élongation pour différentes vitesses débitantes d'huile et d'eau.

Lorsque le débit d'eau augmente, la taille des gouttes augmente et l'écoulement à poches se développe. Ces poches se caractérisent par une forme semi-cylindrique de différentes longueurs (Fig. 1-c et 1-d). Cette longueur augmente lorsque le débit d'eau augmente. En revanche, la distance entre les poches successives diminue.

Sur la figure 3 est présentée l'évolution de la sphéricité des gouttes et des poches d'eau en fonction de la vitesse débitante de l'eau pour deux vitesses débitantes différentes de l'huile

( $V_{\text{huile}} = 7,72$  et  $6,17 \text{ cm.s}^{-1}$ ). Sur cette figure est également représentée la limite de la sphéricité qui sépare les configurations à gouttes ( $S_{\text{phér}} > 0,7$ ) et à poches ( $S_{\text{phér}} < 0,7$ ).

On constate donc une chute de la sphéricité dès que l'écoulement à poches s'établit. Au dessous de la droite ( $S_{\text{phér}} = 0,7$ ), la sphéricité diminue ensuite rapidement et différemment en fonction de la vitesse débitante d'huile lorsqu'on augmente la vitesse débitante de l'eau.

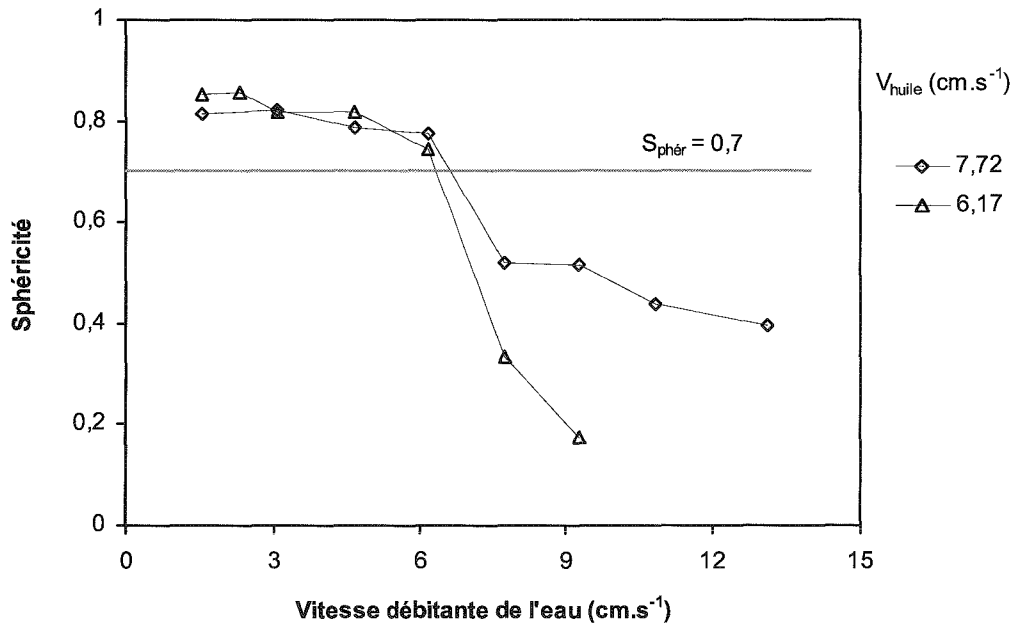


Figure 3: Sphéricité des gouttes et des poches d'huile en fonction de la vitesse débitante de l'eau pour deux vitesses débitantes d'huile.

En augmentant ensuite le débit d'eau, les poches s'attachent entre elles pour former une série continue de poches et donc la configuration poches-annulaire se développe (Fig. 1-e). Cette structure d'écoulement correspond à une transition entre les écoulements à poches et annulaire. Lorsqu'on augmente ensuite le débit d'eau, la configuration annulaire (Fig. 1-f) se développe. Dans ce dernier cas, l'huile est en contact avec la paroi du microcanal tandis que l'eau s'écoule au centre.

L'identification de ces configurations pour l'ensemble des débits d'huile explorés a permis d'établir la cartographie d'écoulement présentée sur la figure 4. La vitesse débitante de l'huile est représentée en fonction de la vitesse débitante de l'eau. Chaque symbole représenté sur cette cartographie correspond donc à une structure d'écoulement spécifique.

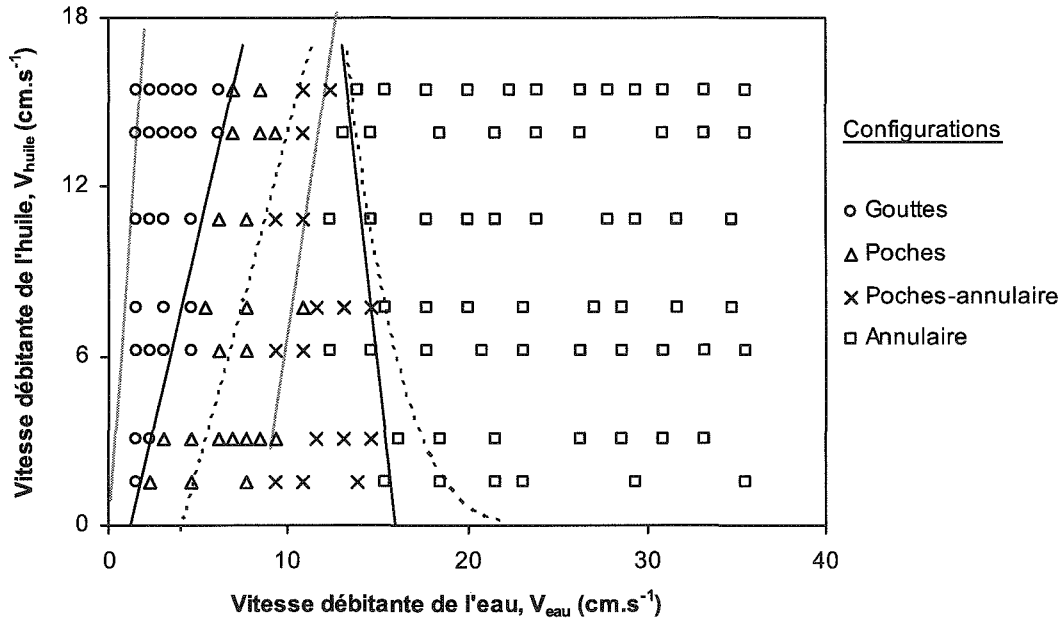


Figure 4: Cartographie de l'écoulement huile-eau dans le cas du microcanal initialement saturé en huile. Les lignes noires correspondent aux transitions déterminées de nos expériences, les lignes pointillées correspondent aux transitions de Taitel et Dukler (1977) et les lignes grises correspondent aux transitions déduites des expériences de Fujii et al. (1994).

À partir de cette figure, on peut constater que la transition entre les écoulements à gouttes et à poches (gouttes-poches) est nette, et la droite de transition établie entre ces deux configurations a pour équation:

$$V_h = 2,33 V_e - 1,5 \quad (\text{Eq. 2})$$

où  $V_e$  est la vitesse débitante de l'eau,

$V_h$  est la vitesse débitante de l'huile,

Dans le cas des écoulements diphasiques liquide-liquide dans les larges canaux, la transition entre les configurations à gouttes et à poches est généralement observée pour une fraction volumique de la phase dispersée comprise entre 0,2 et 0,3 (Brauner 1990, Beretta et al. 1997). Dans ce cas, la relation entre les vitesses débitantes des deux liquides prend la forme suivante :

$$V_h = \left( \frac{1 - \varepsilon_e}{\varepsilon_e} \right) V_e \quad (\text{Eq. 3})$$

où  $\varepsilon_e = V_e / (V_e + V_h)$  est la fraction volumique de la phase dispersée qui est l'eau dans notre cas.

Dans la gamme de débits explorée, les relations (Eq. 2) et (Eq. 3) sont très proches lorsque la fraction volumique d'eau est égale à 0,3.

Cette transition est comparée avec la transition de Taitel et Dukler (1977) qui a été établie analytiquement pour les écoulements diphasiques liquide-gaz en conduites et présentée sur la cartographie par des pointillés (Fig. 4). On remarque que cette transition gouttes-poches établie analytiquement est décalée vers des vitesses débitantes plus élevées d'eau.

La comparaison de la transition gouttes-poches déduite de cette cartographie avec la transition établie à partir des expériences de Fujii et al. (1994), présentée sur la figure 4 par la droite grise, montre que celle-ci est décalée vers les vitesses débitantes d'eau plus faibles.

Rappelons que les expériences de Fujii et al. (1994) ont été effectuées dans les conditions de microgravité et dans un canal de 25 mm de diamètre. Cette différence observée entre les transitions gouttes-poches peut être donc expliquée par l'effet de tension de surface qui est plus important dans nos expériences.

La transition entre les configurations poche-annulaire et annulaire est représentée sur la figure 4 par une droite noire de pente négative, cette transition montre un bon accord avec la corrélation de Taitel et Dukler (1977). Par contre, dans le cas des expériences de Fujii et al. (1994) la transition vers l'écoulement annulaire s'établit à des vitesses débitantes d'eau un peu moins élevées. Cette différence est conforme avec celle observée dans le cas des écoulements liquide-gaz. La transition entre les configurations à poches et annulaire s'établit à des vitesses débitantes de gaz plus élevées au fur et à mesure que le diamètre du canal diminue (Barnea et al. 1983, Mishima et Hibiki 1996, Zhao et Bi 2001).

On peut constater à partir de cette cartographie (Fig. 4) que la transition entre les configurations à poches et à poches-annulaire n'est pas très nette.

#### **1.1.1.2. Microcanal initialement saturé en eau**

Pour chaque expérience, on fixe le débit d'eau et on injecte l'huile en augmentant son débit par paliers de valeurs croissantes.

Dans la gamme de débits explorée, trois configurations d'écoulements ont été identifiées:

- configuration à gouttes: gouttes d'huile dans l'eau (Fig. 5-a),
- configuration semi-stratifiée (Fig. 5-b),
- configuration stratifiée (Fig. 5-c).

À fort débit d'eau et à faible débit d'huile, on observe des gouttes d'huile dispersées dans l'eau (Fig. 5-a). Comme dans le cas des gouttes d'eau dans l'huile, les gouttes d'huile dans l'eau ont également une sphéricité supérieure à 0,7. En augmentant le débit d'huile, la taille des gouttes augmente. Celles-ci forment ensuite un film continu d'huile (Fig. 5-b). Le film d'huile s'écoule en contact avec la paroi du microcanal et au dessus de la phase eau, cette configuration d'écoulement est qualifiée de semi-stratifiée. En augmentant ensuite le débit d'huile la configuration d'écoulement précédente se transforme en écoulement stratifié comme le montre la figure 5-c. Dans ce cas l'huile occupe toute la partie supérieure du microcanal.

Contrairement au cas du microcanal initialement saturé en huile, la configuration à poches n'est pas stable à cause de la coalescence rapide des poches pour former un film continu d'huile.

L'écoulement stratifié est observé uniquement dans le cas du microcanal initialement saturé en eau. Signalons que dans le cas des écoulements diphasiques liquide-gaz, dans les microcanaux, cette structure d'écoulement est généralement absente à cause de la dominance des forces de tension de surface par rapport aux forces de gravité. Le rapport entre les forces de gravité et les forces de tension de surface (nombre de Bond) est de l'ordre de 0,024. La configuration stratifiée n'est probablement pas totalement contrôlée par les forces de la gravité.

L'identification des structures d'écoulements pour les différents débits d'eau explorés a permis d'établir la cartographie présentée sur la figure 6. La vitesse débitante de l'eau est représentée en fonction de la vitesse débitante de l'huile. Cette figure montre que la transition entre les configurations à gouttes et semi-stratifiée est bien réalisée et s'établit pour une fraction volumique d'huile égale à 0,23. En revanche, la transition vers la configuration stratifiée n'est pas claire.



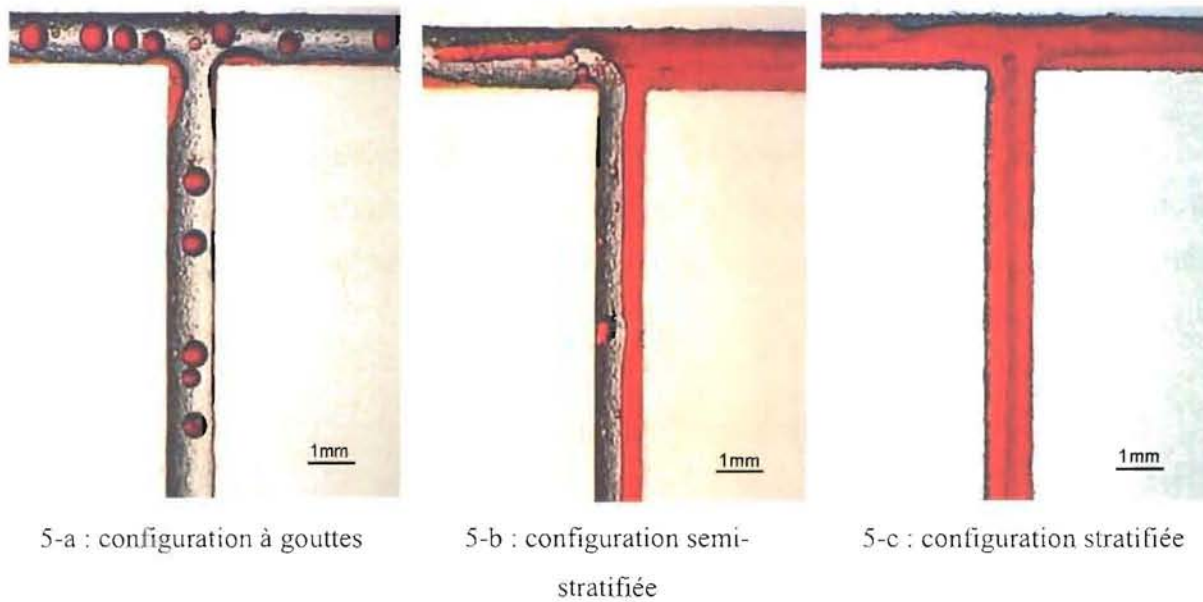


Figure 5: Configurations d'écoulements huile-eau identifiées pour le microcanal en verre initialement saturé en eau.

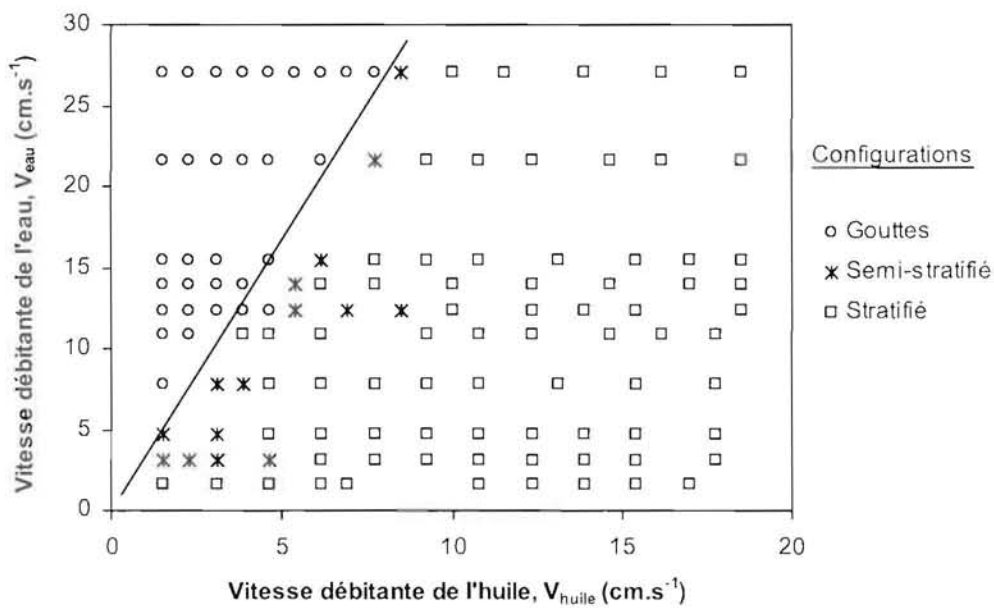


Figure 6: Cartographie de l'écoulement huile-eau dans le cas du microcanal initialement saturé en eau. La droite noire correspond à la transition entre les configurations à gouttes et semi-stratifiée.

## 1.1.2. Microcanal en quartz

Comme dans le cas du microcanal en verre les configurations d'écoulements sont identifiées dans le cas où le microcanal est initialement saturé en huile et dans le cas où il est initialement saturé en eau. Les résultats de ces observations sont analysés dans les paragraphes suivants.

### 1.1.2.1. Microcanal initialement saturé en huile

Pour la gamme de débit explorée, trois configurations d'écoulements ont été identifiées:

- configuration à gouttes: gouttes d'eau dispersées dans l'huile (Fig. 7-a et 7-b),
- configuration à poches: poches d'eau dans l'huile (Fig. 7-c et 7-d),
- configuration annulaire (Fig. 7-e).

Pour chaque débit d'huile fixé, à faible débit d'eau on observe des gouttes d'eau dispersées dans l'huile. Comme dans le cas du microcanal en verre, ces gouttes ont une forme pseudo-sphérique et de différents diamètres, elles peuvent également s'écouler soit individuellement soit sous forme d'une série de gouttes en contact comme le montre les figures 7-a et 7-b. L'analyse de la sphéricité de certaines gouttes indique que celle-ci est supérieure à 0,7.

Lorsqu'on augmente le débit d'eau, la taille des gouttes augmente et la configuration à poches se développe. Ces poches sont caractérisées par une forme semi-cylindrique de différentes longueurs (Figs 7-c et 7-d). La longueur de ces poches augmente en fonction du débit d'eau et la distance séparant deux séries de poches diminue.

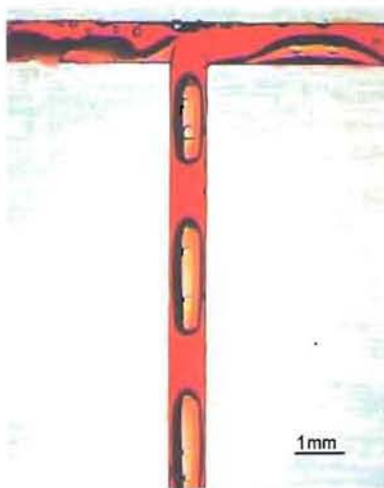
En augmentant ensuite le débit de l'eau, les poches coalescent et la configuration annulaire se réalise comme le montre la figure 7-e. Cette structure d'écoulement est caractérisée par une distribution régulière des deux fluides. En effet, l'huile s'écoule en contact de la paroi du microcanal et l'eau au centre. La structure d'écoulement poches-annulaire identifiée dans le cas du microcanal en verre n'est pas observée dans le cas présent. L'écoulement annulaire se développe facilement à partir de la configuration à poches.



7-a : configuration à gouttes, les gouttes d'eau s'écoulent séparément.



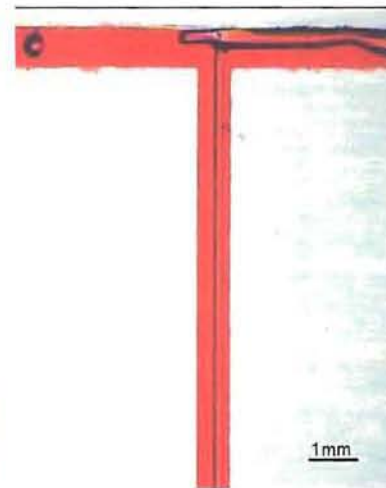
7-b : configuration à gouttes, les gouttes d'eau s'écoulent par série.



7-c : configuration à poches (taille moyenne)



7-d : configuration à poches (grande taille)



7-e : configuration annulaire

Figure 7: Configurations d'écoulements identifiées dans le microcanal en quartz initialement saturé en huile.

L'identification de différentes structures d'écoulement dans la gamme de débits explorée a permis d'élaborer la cartographie de l'écoulement représentée sur la figure 8. La vitesse débitante de l'huile est représentée en fonction de la vitesse débitante de l'eau. À partir de cette figure, on peut constater que la transition entre les configurations à gouttes et à poches (gouttes-poches) est claire, et la ligne de transition entre ces deux configurations a la même équation que celle obtenue dans le cas du microcanal en verre (Eq. 2).

La comparaison de cette transition avec la corrélation de Taitel et Dukler (1977) montre que cette dernière est décalée vers les vitesses débitantes d'eau plus élevées. Par contre, la transition identifiée de nos expériences est décalée vers les vitesses débitantes d'eau plus élevées par rapport à la transition déduite des expériences de Fujii et al. (1994).

La transition entre les configurations à poches et annulaire est également représentée sur la figure 8 par une droite, cette transition s'établit à une vitesse débitante d'eau constante ( $V_{\text{eau}} = 9,5 \text{ cm.s}^{-1}$ ) pour l'ensemble des débits d'huile étudié.

La comparaison avec la corrélation de Taitel et Dukler (1977) montre un décalage de cette dernière dans le cas des faibles vitesses débitantes d'huile. En revanche, la transition de Fujii et al. (1994) est proche de celle que nous avons estimé.

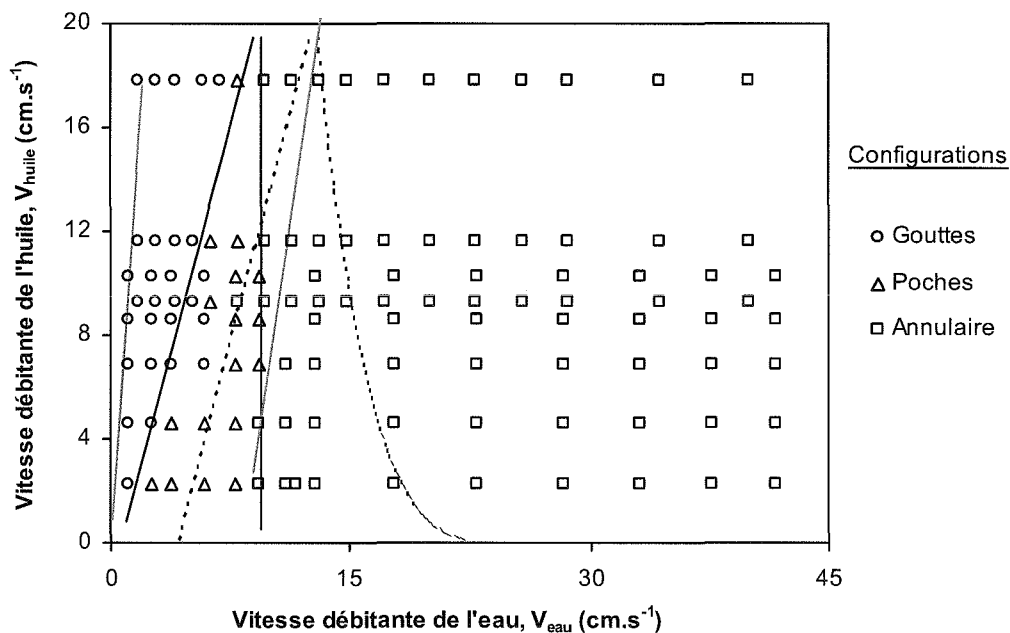


Figure 8: Cartographie de l'écoulement huile-eau dans le cas du microcanal initialement saturé en huile. Les lignes noires correspondent aux transitions déterminées à partir de nos expériences, les lignes en pointillées correspondent aux corrélations de Taitel et Dukler (1977) et les lignes grises correspondent aux transitions déterminées expérimentalement par Fujii et al. (1994).

### 1.1.2.2. Microcanal initialement saturé en eau

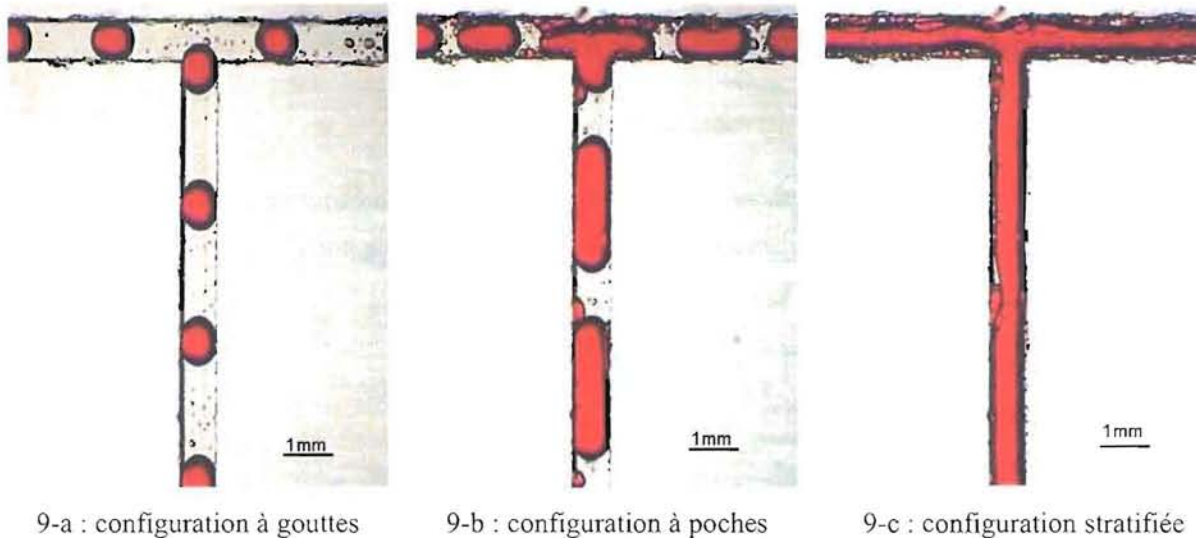
Pour la gamme des débits étudiée, trois structures d'écoulements ont été observées:

- configuration à gouttes : gouttes d'huile dispersées dans l'eau (Fig. 9-a),
- configuration à poches : poches d'huile dans l'eau (Fig. 9-b),

- configuration stratifiée (Fig. 9-c).

À fort débit d'eau et à faible débit d'huile, on observe des gouttes d'huile dispersées dans l'eau comme le montre la figure 9-a. L'analyse de la forme de certaines gouttes d'huile montre qu'elles ont une sphéricité supérieure à 0,7. En augmentant ensuite le débit d'huile, la taille des gouttes augmente et la configuration à poches se développe (Fig. 9-b). Les poches sont caractérisées par des formes semi-cylindriques d'une longueur limitée, comparée aux poches d'eau dans l'huile, et d'une largeur égale à celle du microcanal.

Lorsqu'on augmente encore le débit d'huile les poches d'huile coalescent et forme un film d'huile qui s'écoule au dessus de la phase eau qui est la plus dense, ceci correspond donc à la configuration stratifiée (Fig. 9-c).



9-a : configuration à gouttes

9-b : configuration à poches

9-c : configuration stratifiée

Figure 9: Configurations d'écoulements identifiées dans le microcanal en quartz initialement saturé en eau.

Pour l'ensemble des débits d'eau étudiés, l'identification de différentes structures d'écoulements a permis de réaliser la cartographie représentée sur la figure 10. La vitesse débitante de l'eau est représentée en fonction de la vitesse débitante de l'huile. On constate que la transition entre les écoulements à gouttes et à poches correspond à une droite d'équation:

$$V_e = 2,33V_h - 0,5 \quad (\text{Eq. 4})$$

où  $V_e$  est la vitesse débitante de l'eau,

$V_h$  est la vitesse débitante de l'huile,

Cette droite est très proche de celle correspondant à une fraction volumique de l'huile égale à 0,3.

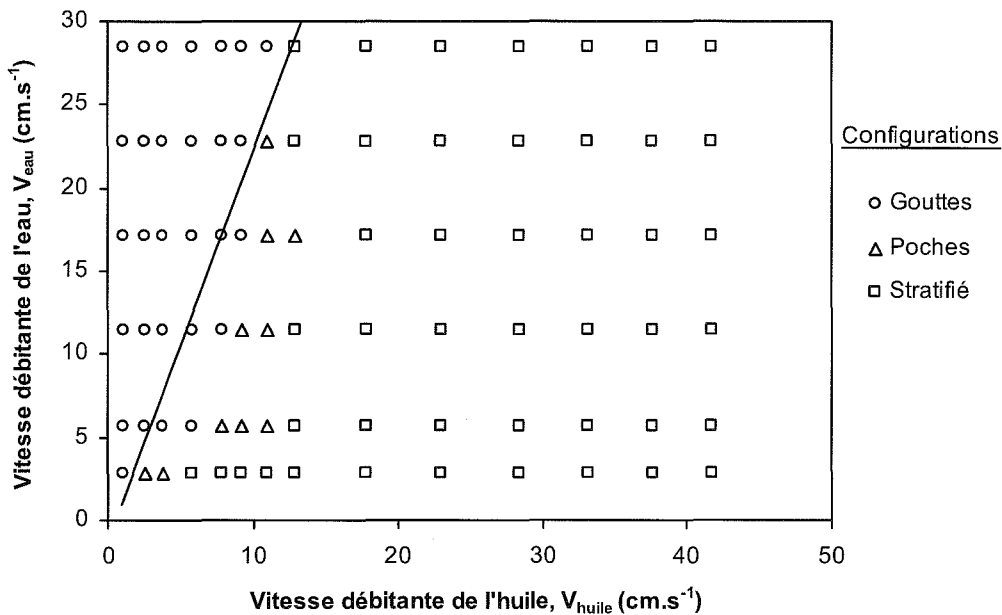


Figure 10 : Cartographie de l'écoulement huile-eau dans le cas du microcanal initialement saturé en eau. La droite noire correspond à la transition entre les configurations à gouttes et à poches.

## 1.2. Pertes de pression

Comme pour les écoulements liquide-gaz, les gammes explorées des nombres de Reynolds ( $Re$ ), Capillaires ( $Ca$ ) et de Bond ( $Bo$ ) sont regroupées dans les tableaux 1, 2 et 3.

		Nombre de Reynolds ( $Re$ )			
		Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
		$Re_{min}$	$Re_{max}$	$Re_{min}$	$Re_{max}$
Saturation initiale en huile	Eau	10,9	199,7	7,7	404,65
	Huile	0,32	3,23	0,48	4,4
Saturation initiale en eau	Eau	16,62	109,76	22,65	228,85
	Huile	0,36	4,17	0,28	9,35

Tableau 1 : Gammes des nombres de Reynolds ( $Re$ ) étudiées au cours des expériences en écoulement huile-eau pour les deux microcanaux initialement saturés en huile et en eau.

D'après le tableau 1, on remarque qu'à l'exception de l'huile à faibles vitesses débitantes, les valeurs des nombres de Reynolds sont relativement élevés.

	Nombre Capillaire (Ca)			
	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	Ca <sub>min</sub>	Ca <sub>max</sub>	Ca <sub>min</sub>	Ca <sub>max</sub>
Milieux initialement saturés en huile	0,028	0,37	0,035	0,62
Milieux initialement saturés en eau	0,031	0,287	0,033	0,59

Tableau 2 : Gammes des nombres Capillaires (Ca) étudiées au cours des expériences en écoulement huile-eau pour les deux microcanaux.

	Nombre de Bond (Bo)	
	Microcanal en verre	Microcanal en quartz
Huile-eau	0,0238	0,032

Tableau 3 : Gammes des nombres de Bond (Bo) pour les écoulements huile-eau dans le cas des deux microcanaux.

Comme on peut le constater à partir des tableaux 2 et 3, les effets de tension de surface sont plus importants par rapport aux effets visqueux et de gravité.

## 1.2.1. Evolution des pertes de pression en fonction des débits

### 1.2.1.1. Microcanaux initialement saturés en huile

L'évolution de la perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'eau ( $V_{\text{eau}}$ ) à différentes vitesses débitantes de l'huile ( $V_{\text{huile}}$ ) est représentée sur la figure 11 pour le microcanal en verre et sur la figure 12 pour le microcanal en quartz. Les configurations d'écoulement exposées dans les paragraphes (1.1.1.1) et (1.1.2.1) sont également présentées sur ces figures, chaque symbole correspond donc à une configuration d'écoulement spécifique.

Ces résultats expérimentaux montrent que:

- pour une vitesse débitante d'eau ( $V_{eau}$ ) fixée, la perte de pression ( $\Delta P/L$ ) croît lorsque la vitesse débitante d'huile ( $V_{huile}$ ) augmente. Pour une vitesse débitante d'eau nulle ( $V_{eau} = 0$ ), la perte de pression relevée correspond au cas d'écoulement monophasique réalisé avec l'huile;

- pour une vitesse débitante d'huile fixée, on observe une augmentation de la perte de pression aux faibles vitesses débitantes d'eau. Cette augmentation correspond au cas de la configuration à gouttes (gouttes d'eau dans l'huile). Lorsque la vitesse débitante de l'eau augmente, on constate une diminution de la perte de pression jusqu'à une valeur minimale. Pour les faibles vitesses débitantes d'huile,  $V_{huile} = 1,54 \text{ cm.s}^{-1}$  pour le microcanal en verre et  $V_{huile} < 4,57 \text{ cm.s}^{-1}$  pour le microcanal en quartz, cette valeur minimale reste supérieure à la perte de pression relevée en écoulement monophasique huile. Et pour des vitesses d'huile plus élevées, la perte de pression minimale est inférieure à celle qui serait occasionnée si l'huile s'écoulait seule dans le microcanal avec la même vitesse débitante qu'en écoulement diphasique. L'identification des structures d'écoulement montre que cette chute de la perte de pression a eu lieu généralement pendant la configuration à poches et est de plus en plus prononcée lorsque la vitesse débitante de l'huile est élevée. En augmentant ensuite la vitesse débitante de l'eau, la perte de pression croît d'une manière quasi linéaire.

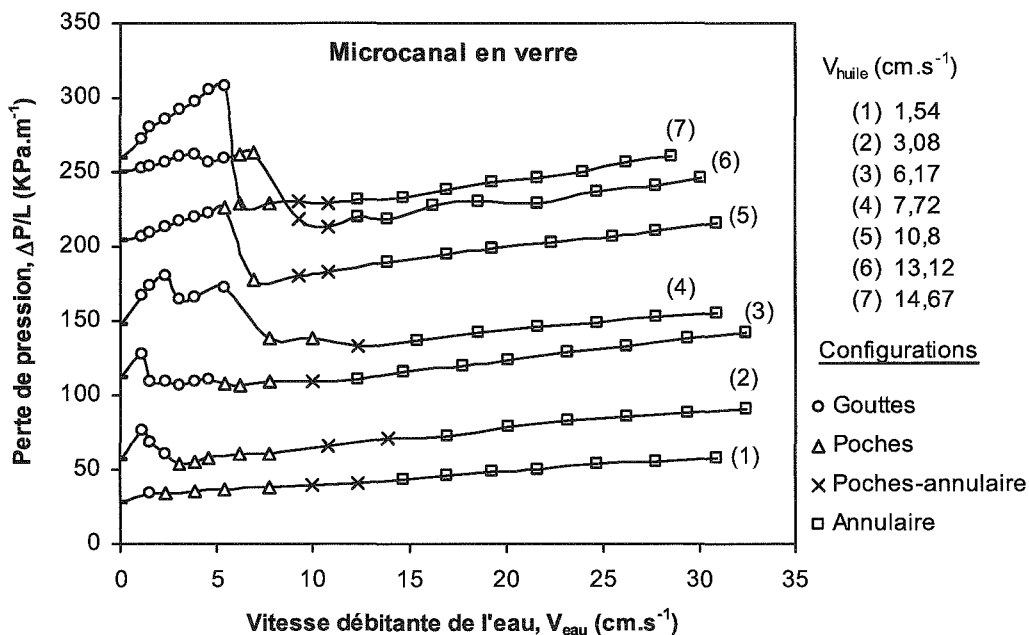


Figure 11 : Perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'eau ( $V_{eau}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'huile ( $V_{huile}$ ) étudiées. Microcanal en verre.



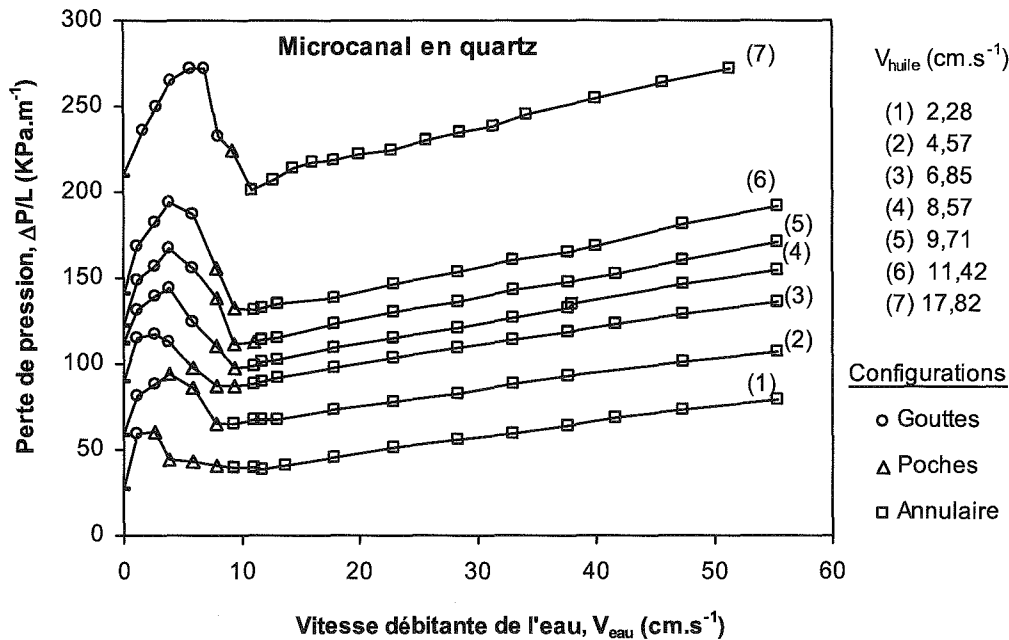


Figure 12: Perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'eau ( $V_{\text{eau}}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'huile ( $V_{\text{huile}}$ ) explorées. Microcanal en quartz.

### 1.2.1.2. Microcanaux initialement saturés en eau

Les résultats de mesures des pertes de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'huile ( $V_{\text{huile}}$ ) sont présentés sur la figure 13 pour le microcanal en verre et sur la figure 14 pour le microcanal en quartz. Les courbes obtenues sont paramétrées par la vitesse débitante d'eau ( $V_{\text{eau}}$ ). Les configurations d'écoulement exposées dans les paragraphes (1.1.1.2) et (1.1.2.2) sont également présentées sur ces figures, et chaque symbole correspond dnc à une configuration d'écoulement spécifique. Sur ces figures sont également superposées les pertes de pression obtenues dans le cas de l'écoulement monophasique réalisé avec l'huile et l'eau lorsque ces deux fluides s'écoulaient seuls dans le microcanal avec la même vitesse débitante qu'en écoulement diphasique.

On constate à partir de ces résultats expérimentaux que :

- pour une vitesse débitante d'eau fixée, la perte de pression croît d'une façon quasi-linéaire lorsque la vitesse débitante d'huile augmente. La perte de pression augmente continûment en fonction de la vitesse débitante d'huile et n'est pas affectée par le changement des structures d'écoulement.

- la perte de pression diphasique du mélange huile-eau reste inférieure à la perte de pression obtenue dans le cas de l'écoulement monophasique huile pour la même vitesse débitante qu'en écoulement diphasique, et est supérieure à la perte de pression obtenue en écoulement monophasique eau lorsque celle-ci s'écoulait seule dans le microcanal avec la même vitesse débitante qu'en écoulement diphasique.

- pour une vitesse débitante d'huile fixée, on constate un chevauchement des courbes de pertes de pression lorsque la vitesse de l'eau augmente. Ce chevauchement, dans le cas du microcanal en quartz, est plus prononcé pendant l'écoulement stratifié (Fig. 14) où l'huile est plus au moins en contact avec la paroi du microcanal.

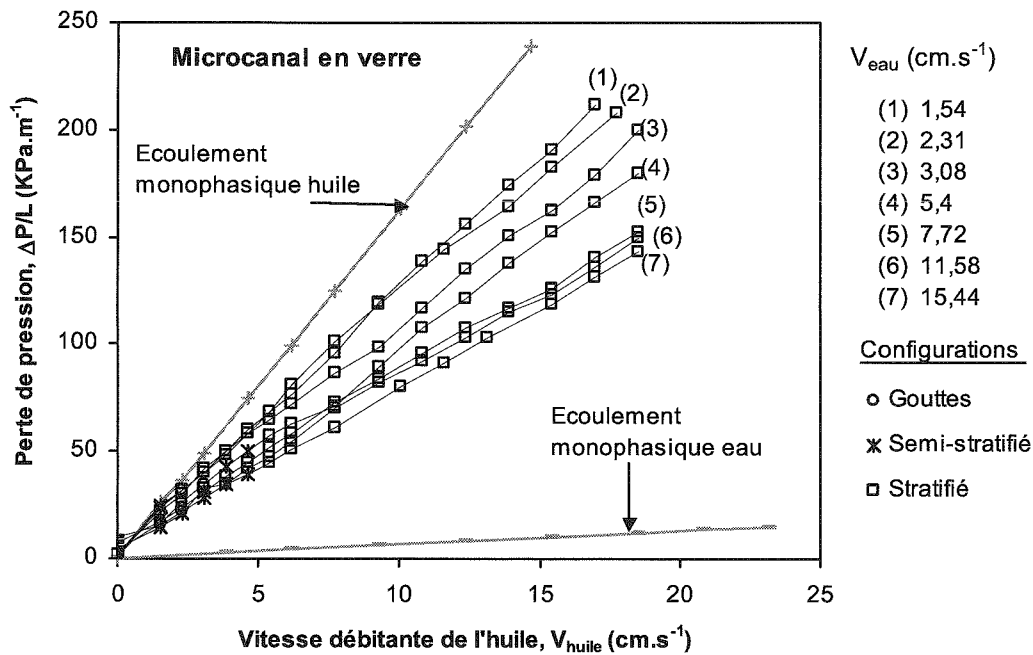


Figure 13 : Perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'huile ( $V_{huile}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'eau ( $V_{eau}$ ) étudiées. Microcanal en verre.

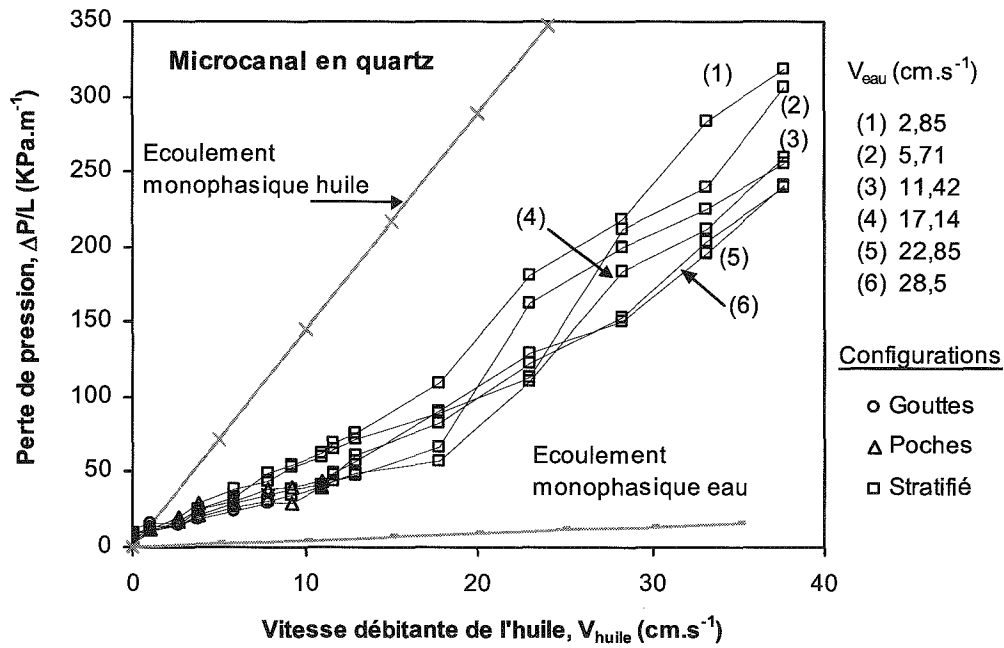


Figure 14: Perte de pression ( $\Delta P/L$ ) en fonction de la vitesse débitante de l'huile ( $V_{\text{huile}}$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'eau ( $V_{\text{eau}}$ ) étudiées. Microcanal en quartz.

### 1.3. Etude de reproductibilité

Afin de vérifier la reproductibilité des mesures, nous avons réalisé des expériences similaires :

- dans le cas du microcanal initialement saturé en huile, nous avons maintenu le débit de l'huile constant tout en faisant varier le débit de l'eau. La figure 15 représente l'évolution de la perte de pression en fonction de la vitesse débitante de l'eau pour le cas du microcanal en quartz.

- dans le cas du microcanal initialement saturé en eau, le débit d'eau est maintenu constant en faisant varier le débit de l'huile. La figure 16 représente l'évolution de la perte de pression en fonction de la vitesse débitante de l'huile pour le cas du microcanal en quartz.

Ces deux figures montrent que les pertes de pression ainsi que les structures d'écoulements identifiées sont reproductibles.

Les études de reproductibilité sont également faites dans le cas du microcanal en verre et montrent que les résultats sont répétitifs aux erreurs de mesure près.

Signalons qu'entre deux expériences identiques le microcanal est nettoyé en suivant la procédure décrite dans le chapitre II.2.

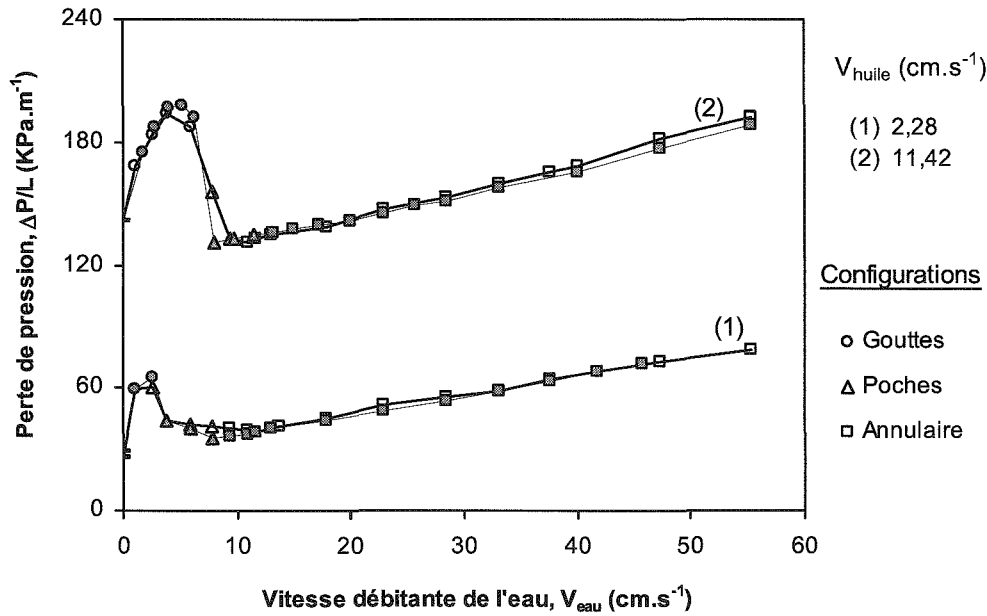


Figure 15 : Perte de pression en fonction de la vitesse débitante de l'eau pour les deux vitesses débitantes d'huile étudiées. Les expériences ont été effectuées dans le microcanal en quartz initialement saturé en huile. Chaque série de points correspond à une expérience.

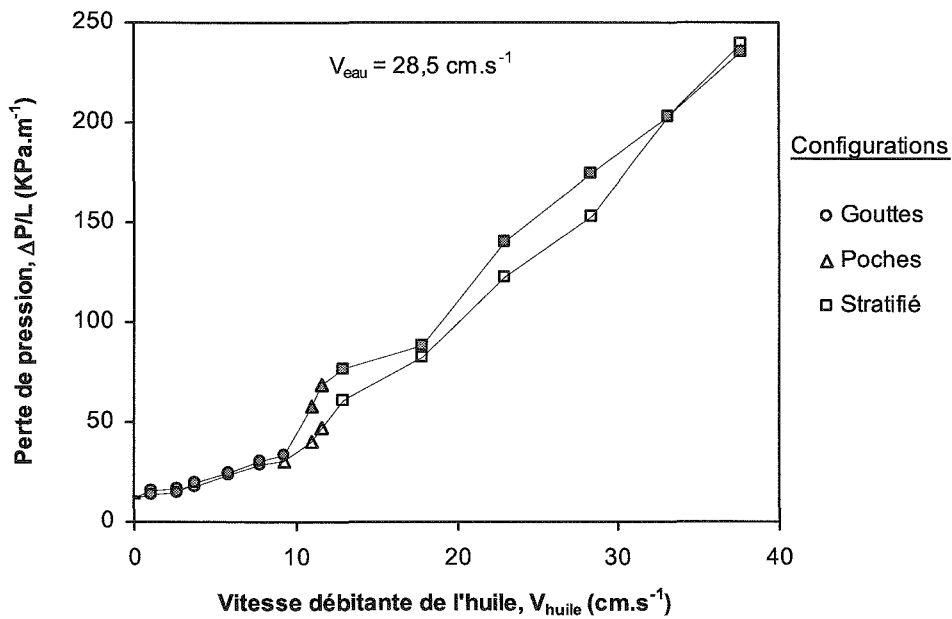


Figure 16 : Perte de pression en fonction de la vitesse débitante de l'huile. Les expériences ont été réalisées dans le microcanal en quartz initialement saturé en eau. Chaque série de points correspond à une expérience.

## **1.4. Discussion**

Dans la littérature, la chute de la perte de pression dans un écoulement diphasique liquide-liquide est généralement observée lorsque le liquide le moins visqueux est en contact avec la paroi du canal. En revanche, cette chute de la perte de pression peut également avoir lieu lorsque le liquide le plus visqueux est en contact avec la paroi du canal comme on le constate pour l'huile dans nos expériences et dans les travaux de Charles et al. (1961). Ces auteurs ont expliqué cette chute des pertes de pression par une diminution de la viscosité effective du mélange diphasique huile-eau. Ainsi la diminution de la perte de pression diphasique observée précédemment dans les écoulements liquide-gaz (voir Chap. II.3) se retrouve plus prononcée dans le cas des écoulements liquide-liquide comme la prouvé les figures 11 et 12.

Pour les écoulements liquide-gaz précédents, la diminution de la perte de pression est observée lors de la transition entre les configurations à poches et annulaire. Alors que pour les écoulements liquide-liquide, cette décroissance est observée entre les configurations à gouttes et à poches (Fig. 11-12).

Le contact du liquide le moins visqueux (eau) avec les parois des microcanaux peut diminuer les frottements visqueux, ceci est néanmoins une hypothèse suggérée pour expliquer la chute des pertes de pression observée dans le cas des microcanaux initialement saturés en huile. La visualisation des configurations d'écoulement au moyen du microscope stéréoscopique (Chap. II.2) permet d'avoir une image projetée de la totalité du microcanal, ce qui ne permet pas donc d'accéder aux interfaces au sein de ce dernier. Comme il est expliqué dans le chapitre I.1, les sections optiques à différents niveaux Z dans le plan XY (plan de la cellule) peuvent être réalisées au moyen du microscope confocal à balayage laser (CSLM). Afin de préciser les zones de contact fluides-verre, nous avons utilisé la cellule d'expérimentation à petites dimensions décrite dans le chapitre II.2.

Les liquides utilisés ne sont pas fluorescents, nous avons choisi de rendre l'eau fluorescente en y incorporant des fluorochromes (fluorescein sodium salt). L'eau et l'huile sont donc distinguées par une différence d'intensité de fluorescence. La procédure expérimentale suivie pour visualiser les structures d'écoulements est la même que celle décrite dans le chapitre II.2.

L'acquisition des images est effectuée en utilisant une vitesse de balayage laser ( $V_{\text{laser}}$ ) qui varie selon la taille de l'image choisie. La vitesse de balayage laser diminue lorsque la

taille de l'image augmente, c'est-à-dire lorsque le nombre de pixels qui compose l'image augmente. La taille de l'image a donc une influence sur la forme réelle de la goutte ou de la poche. Pour montrer cet effet expérimentalement, plusieurs tailles d'image ont été choisies pour des mêmes vitesses débitantes d'huile et d'eau. La figure 17 montre la forme d'une goutte d'eau suivant les différentes tailles de l'image. Sur la figure 18 est représentée l'évolution de la sphéricité moyenne des gouttes en fonction du nombre de pixels des images. Sur cette figure est également représentée la sphéricité obtenue à partir de l'analyse des images prises au moyen de la caméra ( $S_{ph} = 0,74$ ). On constate que, pour les mêmes vitesses débitantes des liquides, la sphéricité des gouttes diminue exponentiellement lorsque la taille de l'image augmente.

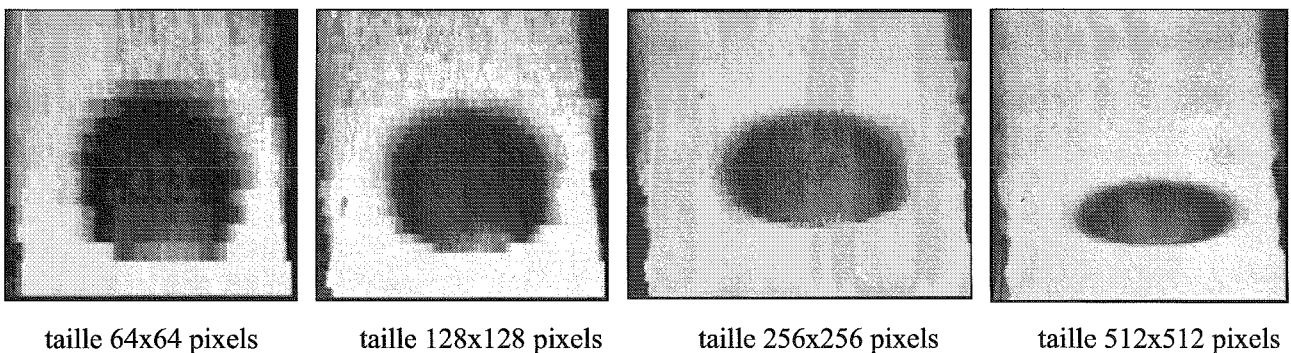


Figure 17 : Images négatives montrant la forme d'une goutte d'eau dans l'huile suivant les différentes tailles d'images prise au moyen du CSLM.

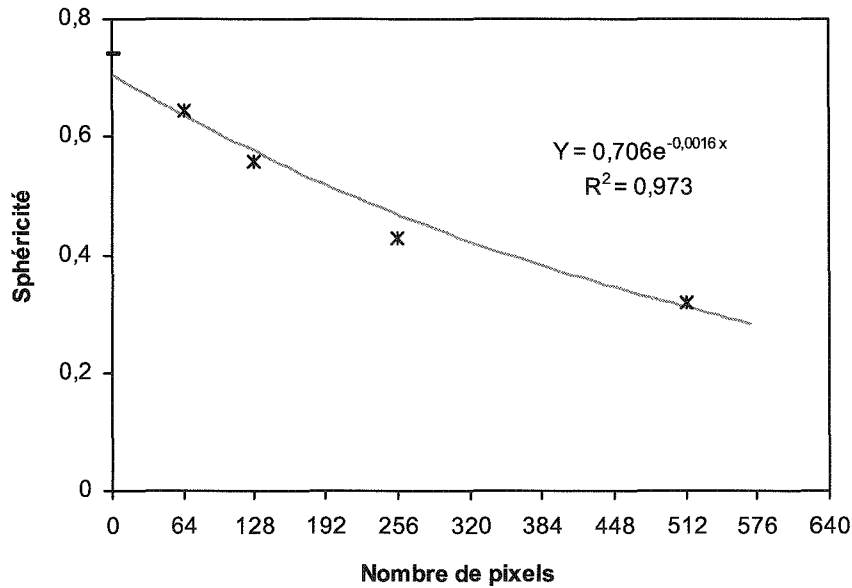


Figure 18 : Evolution de la sphéricité des gouttes en fonction de la taille des images. Le nombre de pixels représenté sur l'axe des abscisses X correspond à la taille des images.

Lorsqu'on suit une goutte, ou une poche, d'une vitesse ( $V_b$ ) donnée dans son mouvement, la vitesse de balayage laser doit être supérieure ou égale à cette dernière pour ne pas subir une déformation de la forme réelle d'une goutte ou d'une poche. Si la vitesse de balayage laser est inférieure à la vitesse de l'objet ( $V_b$ ), l'image obtenue nécessitera donc une correction engendrée par la différence entre la vitesse de balayage laser et celle de déplacement de l'objet. Une taille d'image de 64 x 64 a donc été choisie pour éviter cette déformation.

Pour examiner la position des poches d'eau vis-à-vis de la paroi du microcanal, dans le cas du milieu initialement saturé en huile, les acquisitions d'images ont été réalisées avec un pas suivant Z de 50  $\mu\text{m}$ . Rappelons que l'axe Z correspond à la profondeur du microcanal comme illustré dans le chapitre (II.2) et sur la figure 20. Pour chaque valeur de Z donnée, l'acquisition d'une centaine d'image de taille 64 x 64 est effectuée pour différentes valeurs des débits d'eau et d'huile.

La figure 19 représente les images des poches d'eau dans l'huile à différents niveaux Z du microcanal en verre. A partir de ces images on peut constater que suivant les différents niveaux Z de la profondeur du microcanal, un film d'huile entoure les poches d'eau. Par conséquent, les poches d'eau s'écoulent sans toucher la paroi du microcanal.

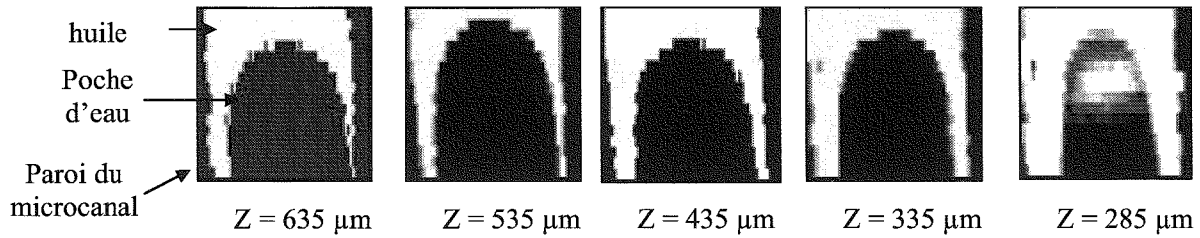


Figure 19 : Images négatives (64 x 64) des poches d'eau dans l'huile suivant les différents niveau Z du microcanal en verre.

La position du plan confocal par rapport à la profondeur du microcanal en verre est illustrée sur la figure 20 pour les différentes valeurs de Z.

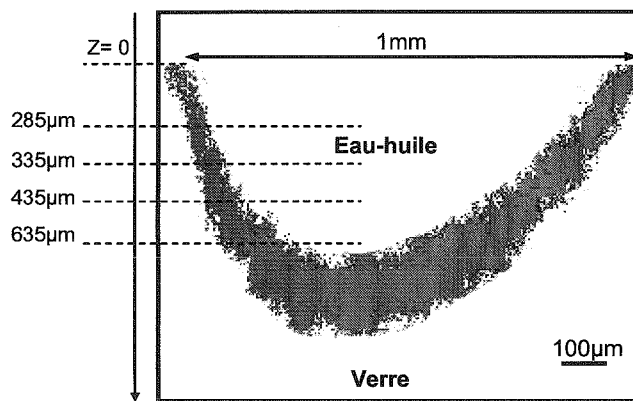


Image 20 : Position du plan confocal suivant les différents niveaux Z de la profondeur du microcanal.

Pour essayer de comprendre physiquement la chute observée au niveau des pertes de pression dans les microcanaux initialement saturés en huile, nous avons également calculé la vitesse de déplacement des gouttes et des poches d'eau pour chaque couple de débit d'huile et d'eau à partir des images enregistrées par la caméra dans le cas du microcanal en verre et du microcanal en quartz.

## 1.5. Vitesses des gouttes / poches

### 1.5.1. Rappels bibliographiques

La vitesse de déplacement des poches (généralement de gaz) dans les conduites a été le sujet de nombreuses études théoriques et expérimentales.



Les expressions disponibles pour la prédiction de la vitesse sont nombreuses. Elles dépendent en général du diamètre et de l'inclinaison de la conduite et des propriétés physiques du fluide. En écoulement stagnant et dans une conduite circulaire, la vitesse ascensionnelle d'une poche sous l'influence de la gravité a été étudiée théoriquement par Dumitrescu (1943), Davies et Taylor (1950). Le calcul est basé sur l'hypothèse d'écoulement irrotationnel à l'amont de la poche et la condition de pression nulle dans la poche. Ils montrent que la vitesse ascensionnelle d'une poche  $V_b$  peut être exprimée par la relation :

$$V_b = C_1 \sqrt{gD} \quad (\text{Eq. 5})$$

où  $D$  est le diamètre du tube,

$g$  est l'accélération de la pesanteur,

$C_1$  est une constante de 0,328 selon Davies et Taylor et de 0,351 selon Dumitrescu.

Nickilin (1962) a confirmé expérimentalement les résultats de Dumitrescu, Davies et Taylor, et a trouvé que la relation proposée peut décrire aussi les vitesses des poches de longueurs finies dans les tubes. Il a également montré expérimentalement l'indépendance de la vitesse d'ascension vis-à-vis de la longueur des poches et de l'augmentation de leur volume due à la détente du gaz.

Les études théoriques de Dumitrescu, Davies et Taylor ne prennent pas en compte les effets de la viscosité du liquide et de la tension superficielle. C'est pourquoi certaines études qui ont suivi ont tenté d'en tenir compte.

Plus tard Bendiksen (1985) en suivant la méthode de Dumitrescu sans imposer à priori une forme sphérique à la poche, trouve théoriquement que la tension superficielle intervient dans le calcul de la vitesse de la poche.

En écoulement diphasique liquide-gaz co-courant, Nickilin (1962) propose l'équation suivante pour la vitesse des poches de gaz:

$$V_b = C_0 \frac{Q_l + Q_g}{A} + C_1 \sqrt{gD} \quad (\text{Eq. 6})$$

où  $Q_l$  et  $Q_g$  sont les débits volumiques du liquide et du gaz,

$A$  est la section de la conduite.

Pour le régime laminaire, la valeur de  $C_0$  est de 2,27 ou 2 calculée par Collins (1978) et de 2,29 par Bendiksen (1985). Pour le régime turbulent, la valeur de  $C_0$  est de 1,2 selon Nicklin (1962).

Plusieurs études ont montré que le terme dû à la gravité peut être négligeable pour un diamètre du canal inférieur à 5 mm (Zukoski 1966, Tung et Parlange 1976, Kataoka et al. 1987, Zaho et Bi 2001). L'expression de la vitesse de la poche devient alors :

$$V_b = C_0 \frac{Q_l + Q_g}{A} \quad (\text{Eq. 7})$$

Les mesures de la vitesse de déplacement des poches effectuées par Zaho et Bi (2001) confirment la valeur de  $C_0$  proposée par Ishii (1977) :

$$C_0 = 1,2 - 0,2\sqrt{\rho_g / \rho_l} \quad (\text{Eq. 8})$$

où  $\rho_g$  et  $\rho_l$  sont respectivement les masses volumiques du gaz et du liquide.

Les mesures des vitesses des poches effectuées par Fukano et al. (1989) dans le cas d'un écoulement horizontal (tableau 1, Chap. II.1) sont bien corrélées par la relation (Eq. 7) avec une valeur de  $C_0$  égale à 1,2. Mishima et al. (1993) et Mishima et Hibiki (1996) ont trouvé que la valeur de la constante  $C_0$  est comprise entre 1 et 1,2.

Fukano et Kariyasaki 1993 et Fukano et al. 2005 ont remarqué que la valeur de  $C_0$  augmente lorsque le diamètre du canal diminue, elle est égale à 1,09 pour un minicanal de diamètre 4,9 mm et égale à 1,21 pour un minicanal de diamètre 1 mm. D'autres valeurs de  $C_0$  sont proposées par Chen et al. (2002).

Wallis (1969) a proposé que la relation entre la vitesse des poches et la vitesse du mélange diphasique liquide-gaz est une loi de puissance, elle est de la forme suivante :

$$V_b = C_0 \left( \frac{Q_l + Q_g}{A} \right)^n \quad (\text{Eq. 9})$$

avec  $n = 1,05$ .

Cette corrélation est utilisée dans les travaux de Fukano et al. (2005) pour corréler la vitesse des poches de gaz dans un écoulement diphasique liquide-gaz dans des minicanaux verticaux. Les effets de la gravité sont négligeables. Une corrélation similaire est proposée aussi par Chen et al. (2002).

### 1.5.2. Résultats

Les figures 21 et 22 représentent respectivement la vitesse moyenne de déplacement des gouttes et des poches en fonction de la vitesse débitante du mélange diphasique huile-eau. Ces vitesses sont mesurées à partir des images enregistrées par la caméra. Chaque goutte ou poche est repérée sur une image caméra et suivie pendant son déplacement dans une succession d'images. Le temps entre deux images successives est de 0,04 s et le déplacement de chaque goutte/poche est calculé à partir de deux images successives. Pour chaque couple de débit huile-eau, la vitesse moyenne de plusieurs gouttes/poches est calculée. La vitesse débitante du mélange est considérée comme étant le rapport de la somme des débits de deux fluides sur la section du microcanal. Ces vitesses sont corrélées par les équations 7 et 9. Les valeurs de  $C_0$  et de  $n$  sont déterminées par la méthode d'optimisation.

Notons que sur ces figures sont représentées les vitesses des gouttes et des poches dans le cas du microcanal en verre. Les vitesses de déplacement de quelques gouttes et poches dans le cas du microcanal en quartz ont été également calculées et suivent les mêmes corrélations que celles du microcanal en verre.

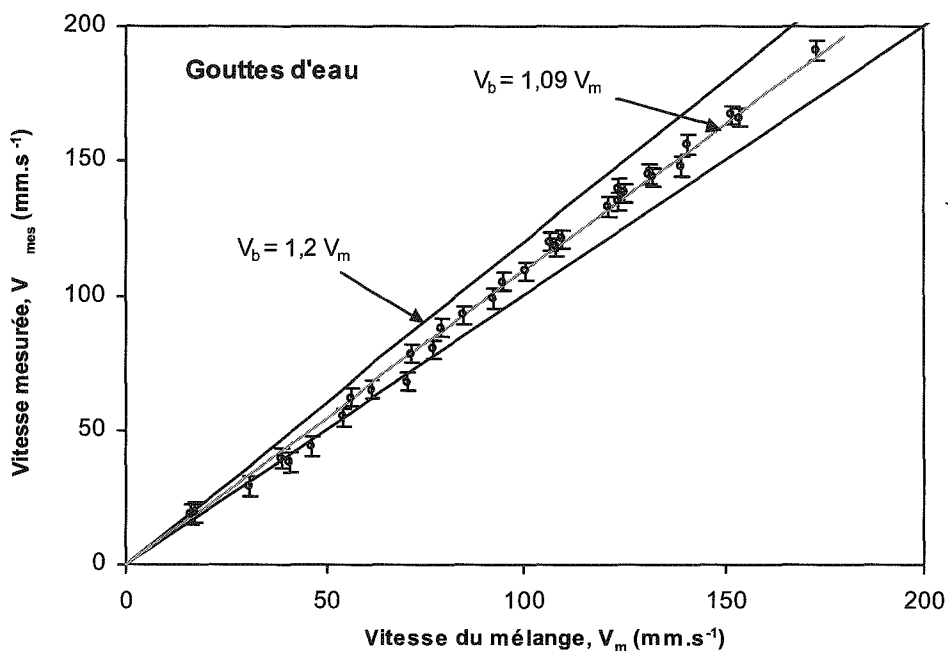


Figure 21 : Vitesse mesurée des gouttes en fonction de la vitesse débitante du mélange.

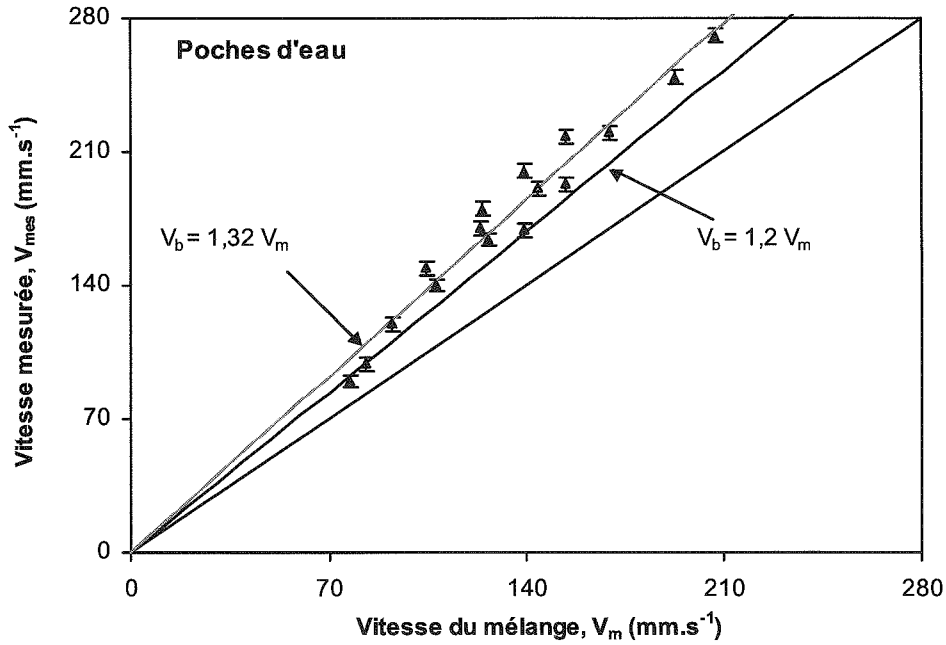


Figure 22 : Vitesse mesurée des poches en fonction de la vitesse débitante du mélange.

Dans le tableau ci-dessous sont regroupées les valeurs des constantes  $C_0$  et  $n$  ainsi que l'erreur relative moyenne  $\langle e_Y \rangle$  correspondant à chaque corrélation pour les gouttes et pour les poches d'eau.

$$\langle e_Y \rangle = \frac{1}{N} \sum_1^N \left| \frac{V_{mes,i} - V_{calc,i}}{V_{mes,i}} \right| \times 100 \quad (\text{Eq. 10})$$

Relations	Gouttes			Poches		
	$C_0$	$n$	$\langle e_Y \rangle$ (%)	$C_0$	$n$	$\langle e_Y \rangle$ (%)
(Eq. 7)	1,09		4,21	1,32		5,36
(Eq. 9)	0,89	1,04	4,14	0,93	1,07	5,18

Tableau 4 : Valeurs des constantes  $C_0$  et  $n$  ainsi que les erreurs relatives moyennes pour les différentes corrélations utilisées pour les gouttes et pour les poches.

On remarque donc que les vitesses mesurées des gouttes et des poches d'eau sont plus élevées que la somme des vitesses débitantes des deux liquides ( $V_m$ ). D'autre part, la valeur de la constante  $C_0$  correspondant au cas des poches d'eau est plus élevée que celle déterminée dans le cas des gouttes d'eau. Ce résultat est conforme à celui de Fujii et al (1994), ces auteurs ont trouvé, en utilisant la relation (Eq. 7), que la constante  $C_0$  est égale à 1,38 et 1,53 respectivement pour les gouttes et les poches d'eau qui s'écoulaient dans l'huile. Rappelons

que les expériences de Fujii et al. (1994) ont été réalisées avec les écoulements huile-eau dans les conditions de la microgravité et dans un canal horizontal de 25 mm de diamètre. Et que dans leurs expériences aucune chute de perte de pression n'est observée lorsque l'huile est en contact avec la paroi du canal, la seule chute observée est lors de l'inversion des phases, c'est-à-dire lorsque l'eau est en contact avec la paroi.

Dans le cas des écoulements liquide-gaz, la valeur de  $C_0$  augmente lorsque le diamètre du canal diminue (Fukano et Kariyasaki 1993, Fukano et al. 2005). Ce résultat a été vérifié seulement pour les canaux de diamètre inférieur à 10 mm. Les expériences de Fukano et Kariyasaki 1993 ont également montrées que la valeur de  $C_0$  croît lorsque la vitesse débitante du mélange augmente jusqu'à une valeur maximale puis diminue, la valeur minimale de  $C_0$  est atteinte dans le cas de l'écoulement annulaire et est égale à l'unité.

## 2. Interprétation des résultats

Dans cette partie, les résultats expérimentaux obtenus sont interprétés au moyen du modèle homogène et des relations basées sur l'approche de Lockhart-Martinelli.

### 2.1. Modèle homogène

Les résultats expérimentaux obtenus pour les écoulements huile-eau en microcanaux sont analysés dans un premier temps à partir du modèle homogène présenté dans le chapitre II.1.

Pour chaque couple de débit nous avons déterminé (Chap. II.1, §. 2.2.2):

- le coefficient de perte de pression du mélange :

$$\lambda_m = \frac{2D(-dP/dx)}{\rho_m V_m^2} \quad (\text{Eq. 11})$$

- le nombre de Reynolds du mélange :

$$\text{Re}_m = \frac{\rho_m V_m D}{\mu_m} \quad (\text{Eq. 12})$$

### 2.1.1. Microcanaux initialement saturés en huile

Le coefficient de perte de pression du mélange est représenté en fonction du nombre de Reynolds du mélange sur la figure 23 pour le microcanal en verre et sur la figure 24 pour le microcanal en quartz. La viscosité dynamique du mélange est déterminée à partir des modèles de Dukler et al. (1964) et de Cicchitti et al. (1960) respectivement pour le microcanal en verre et en quartz. Rappelons que les propriétés physiques du fluide homogène sont définies comme suit :

- la viscosité dynamique du mélange définie par Dukler et al. (1964) :

$$\mu_m = \mu_G \beta_G + \mu_L \beta_L \quad (\text{Eq. 13})$$

- la viscosité dynamique du mélange définie par Cicchitti et al. (1960) :

$$\mu_m = x\mu_G + (1-x)\mu_L \quad (\text{Eq. 14})$$

- la masse volumique du mélange est :  $\rho_m = \rho_G \beta_G + \rho_L (1 - \beta_G)$  (Eq. 15)

- la vitesse du mélange est :  $V_m = \frac{Q_G + Q_L}{A}$  (Eq. 16)

où  $\mu_G$  et  $\mu_L$  sont respectivement les viscosités dynamiques du gaz et du liquide,  $\rho_G$  et  $\rho_L$  sont respectivement les masses volumiques du gaz et du liquide,  $Q_G$  et  $Q_L$  sont respectivement les débits volumiques du gaz et du liquide,  $A$  est la section du canal,

$\beta_G$  est la fraction volumique du gaz estimée par :  $\beta_G = \frac{Q_G}{Q_G + Q_L}$  (Eq. 17)

$x$  est le titre massique :  $x = \frac{\rho_G Q_G}{\rho_G Q_G + \rho_L Q_L}$  (Eq. 18)

La loi des écoulements monophasiques en régime laminaire ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ) est également tracée sur les figures 23 et 24.

Ces figures montrent que, comme pour les écoulements monophasiques, le coefficient de perte de pression du mélange décroît lorsque le nombre de Reynolds du mélange augmente. On s'aperçoit donc qu'en utilisant les modèles de la viscosité dynamique proposés

par Dukler et al. (1964) et par Cicchitti et al (1960), respectivement pour le microcanal en verre et en quartz, les résultats expérimentaux obtenus dans les microcanaux préalablement saturés en huile sont correctement décrits par le modèle homogène.

D'autres modèles de viscosité dynamique ont été testés (Eq. 13-18, Chap. II.1). Pour évaluer la capacité prédictive de ces différents modèles, les critères suivants ont été utilisés :

- l'erreur relative moyenne ( $\langle e_Y \rangle$ ) par :

$$\langle e_Y \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{Y_{exp,i} - Y_{calc,i}}{Y_{exp,i}} \right| \quad (\text{Eq. 19})$$

- la déviation standard ( $\langle \sigma_Y \rangle$ ) par :

$$\sigma_Y = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left( \left| \frac{Y_{exp,i} - Y_{calc,i}}{Y_{exp,i}} \right| - \langle e_Y \rangle \right)^2} \quad (\text{Eq. 20})$$

où  $Y_{exp}$ ,  $Y_{calc}$  sont respectivement les valeurs expérimentales et calculées ;  
 N est le nombre de points expérimentaux.

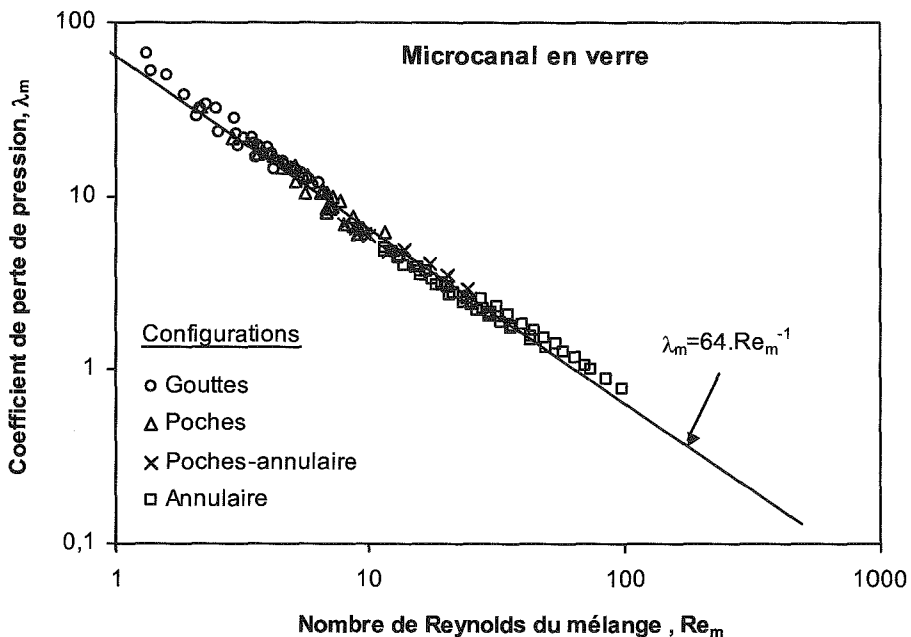


Figure 23 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée par la relation de Dukler et al. (1964). Microcanal en verre initialement saturé en huile.

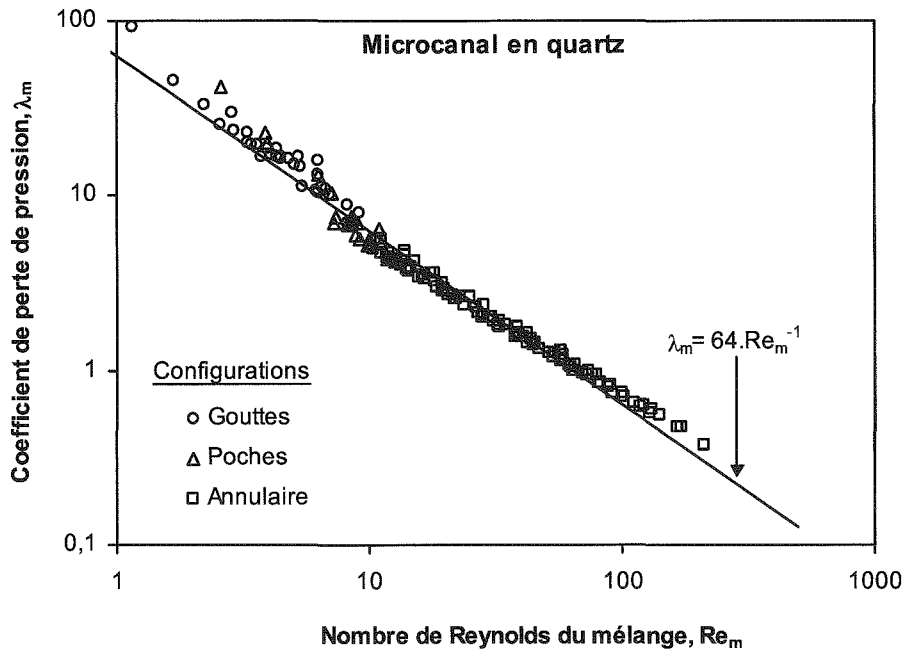


Figure 24 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée par la relation de Cicchitti et al. (1960). Microcanal en quartz initialement saturé en huile.

Le tableau 5 regroupe les valeurs de l'erreur relative moyenne et la déviation standard obtenue sur les pertes de pression diphasiques pour les deux microcanaux.

Modèles	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	$\langle e_Y \rangle$ (%)	$\sigma_Y$ (%)	$\langle e_Y \rangle$ (%)	$\sigma_Y$ (%)
Dukler et al. (1964)	9,48	4,94	14,88	9,8
Cicchitti et al. (1960)	10,94	7,47	11,35	7,93
Lin et al. (1991)	77,69	7,96	76,46	7,24
Mc Adams (1954)	82,55	5,56	80,53	6
Beattie et Whalley (1982)	115,32	54,38	148,71	65,57

Tableau 5 : Erreurs relatives moyennes et déviations standards entre les pertes de pression diphasiques expérimentales et celles calculées par le modèle homogène en utilisant les différents modèles de viscosités dynamiques du mélange.

On constate que le modèle de la viscosité dynamique proposé par Dukler et al. (1964) permet de prédire correctement les pertes de pression ( $\langle e_Y \rangle = 9,48$  %) dans le cas du microcanal en verre. D'autre part, la viscosité dynamique de Cicchitti et al. (1960) permet



également de prédire les résultats obtenus dans le microcanal en quartz avec une erreur relative moyenne de 11,35 %.

Sur la figure 25, les pertes de pression mesurées sont comparées aux pertes de pression calculées en utilisant la viscosité dynamique de Dukler et al. (1964) pour le microcanal en verre et celle de Cicchitti et al. (1960) pour le microcanal en quartz.

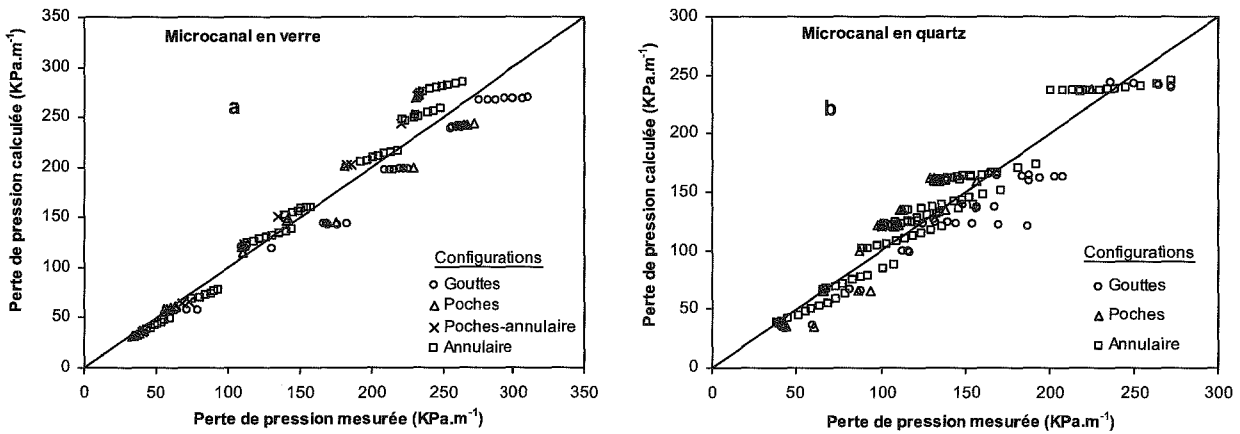


Figure 25 : Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées. 25-a) microcanal en verre ; 25-b) microcanal en quartz.

Cette figure montre, pour l'ensemble des configurations d'écoulement, que les pertes de pression calculées à partir du modèle homogène s'éloignent de celles mesurées lorsque la perte de pression augmente (la vitesse débitante d'huile augmente). La répartition des points expérimentaux autour de la première bissectrice reflète la disposition de ces derniers par rapport à la droite ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ). Pour la configuration à gouttes, on constate que les pertes de pression mesurées sont plus élevées par rapport à celles calculées en utilisant le modèle homogène. Ceci peut être expliqué par une sous-estimation de la viscosité effective du mélange pour l'écoulement à goutte. L'écart entre les pertes de pression mesurées et calculées en cas de la configuration annulaire se diffère selon la vitesse débitante de l'huile.

### 2.1.2. Microcanaux initialement saturés en eau

Sur les figures 26 et 27 est représenté le coefficient de perte de pression du mélange en fonction du nombre de Reynolds du mélange respectivement pour le microcanal en verre et en quartz. La loi des écoulements monophasiques en régime laminaire ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ) est

également tracée sur ces figures. La viscosité dynamique du fluide homogène est calculée en utilisant le modèle de Dukler et al. (1964) pour le microcanal en verre et celui de Cicchitti et al. (1960) pour le microcanal en quartz. Seules ces viscosités dynamiques permettent un alignement des points expérimentaux qui est proche de la droite ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ).

On aperçoit donc, comme pour les écoulements monophasiques, que le coefficient de perte de pression du mélange décroît lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Contrairement au cas des microcanaux initialement saturés en huile, le modèle homogène ne permet pas de prédire les pertes de pression mesurées dans le cas présent. Plusieurs modèles de viscosité dynamique ont été testés et aucun d'entre eux ne permet de caler ce modèle.

En revanche, une corrélation suivie par l'ensemble des points expérimentaux est déterminée par la méthode des moindres carrés pour chaque microcanal, elle s'exprime sous la forme suivante :

- pour le microcanal en verre : 
$$\lambda_m = \frac{59,5}{Re_m^{1,26}} \quad (\text{Eq. 21})$$

- pour le microcanal en quartz : 
$$\lambda_m = \frac{32}{Re_m^{1,09}} \quad (\text{Eq. 22})$$

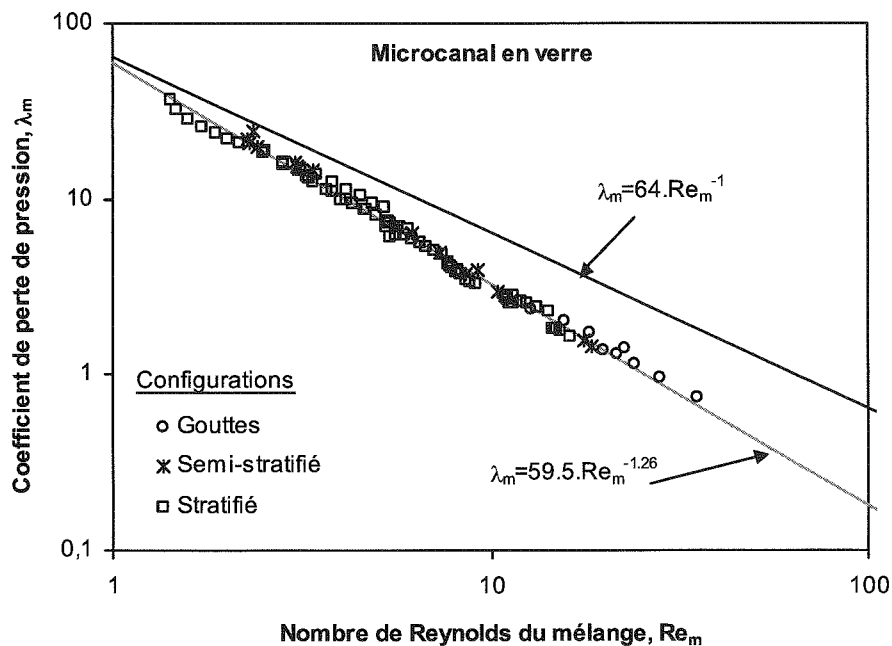


Figure 26 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée par la relation de Dukler et al. (1964). Microcanal en verre.

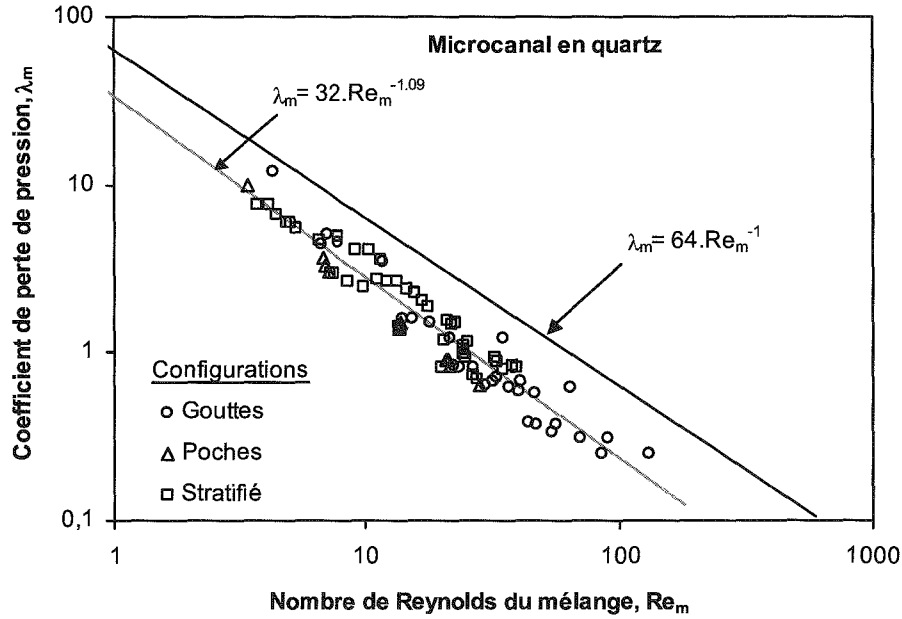


Figure 27 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée par la relation de Cicchitti et al. (1960). Microcanal en quartz.

Sur la figure 28, les pertes de pression mesurées sont comparées aux pertes de pression calculées par les corrélations (Eq. 21) et (Eq. 22) respectivement pour le microcanal en verre et en quartz.

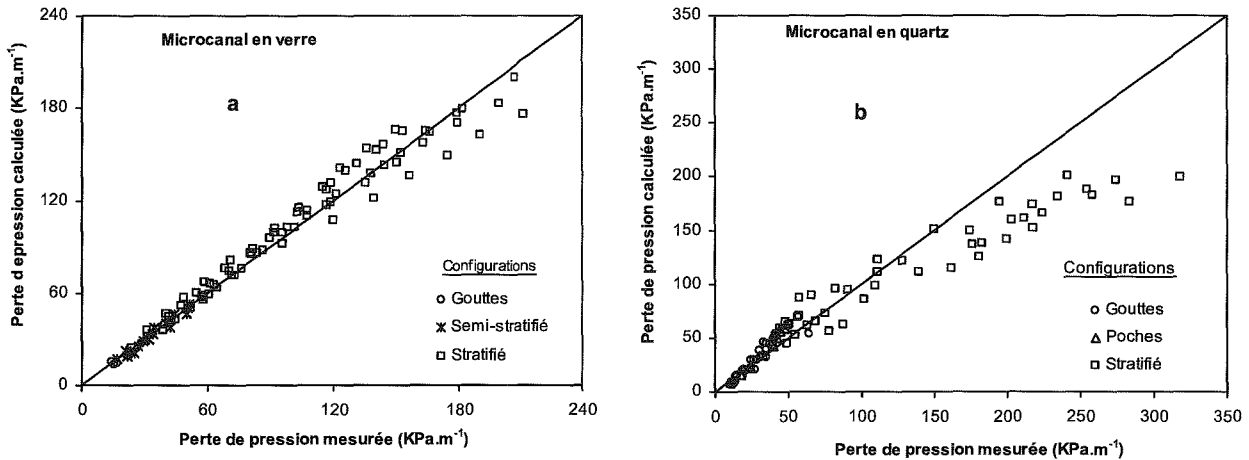


Figure 28 : Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées à partir des corrélations (Eq. 21) et (Eq. 22). 28-a) microcanal en verre ; 28-b) microcanal en quartz.

Pour le microcanal en verre (Fig. 28-a) on constate que les pertes de pression mesurées et celles calculées en utilisant la corrélation (Eq. 21) sont très proches ( $\langle e_Y \rangle = 6,65$ ). En

revanche, pour le microcanal en quartz les pertes de pression mesurées et calculées s'éloignent au fur et à mesure que la perte de pression augmente (Fig. 28-b), l'erreur relative moyenne est de 19,77 %.

Le modèle de la viscosité dynamique du mélange utilisé dans le chapitre II.3 pour les écoulements liquide-gaz (Kawahara et al. 2005, Ide et Fukano 2005) est également testé pour les écoulements liquide-liquide. Pour un couple de fluides huile-eau, cette viscosité dynamique peut être écrite sous la forme suivante :

$$\mu_m = n\mu_{huile} \left( \frac{Q_{eau}}{Q_{huile}} \right)^m \quad (\text{Eq. 23})$$

Les coefficients  $n$  et  $m$  sont déterminés en minimisant la somme de l'écart entre les valeurs de  $\mu_m$  expérimentales et calculées (Eq. 23) :

$$S_Y = \sum_1^N (Y_{\text{exp},i} - Y_{\text{calc},i})^2 \quad (\text{Eq. 24})$$

Les valeurs de  $n$  et  $m$  obtenues sont:

- pour le microcanal en verre :  $n = 0,27$  et  $m = -0,4$ .

D'où :

$$\mu_m = 0,27\mu_{huile} \left( \frac{Q_{eau}}{Q_{huile}} \right)^{-0,4} \quad (\text{Eq. 25})$$

- pour le microcanal en quartz :  $n = 0,16$  et  $m = -0,56$ .

D'où

$$\mu_m = 0,16\mu_{huile} \left( \frac{Q_{eau}}{Q_{huile}} \right)^{-0,56} \quad (\text{Eq. 26})$$

Le coefficient de perte de pression en fonction du nombre de Reynolds du mélange est représenté sur la figure 29 pour le microcanal en verre et sur la figure 30 pour le microcanal en quartz. La viscosité dynamique du mélange est déterminée à partir des relations (Eq. 25) et (Eq. 26) respectivement pour les microcanaux en verre et en quartz. Cette viscosité dynamique permet une prédiction, au moyen du modèle homogène, des pertes de pression expérimentales avec des erreurs relatives moyennes de 20,04 % et 17,29 % respectivement pour le microcanal en verre et en quartz.

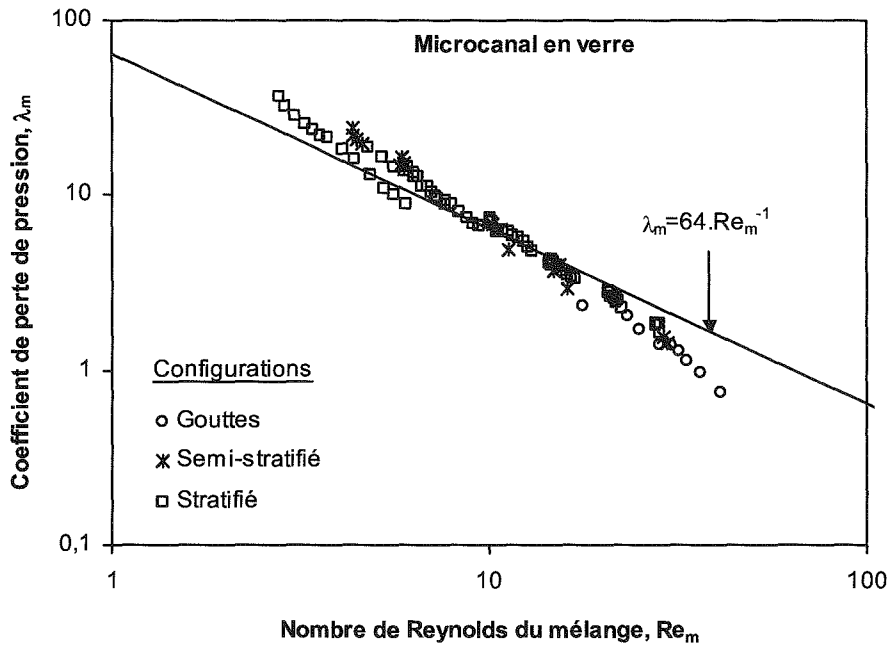


Figure 29 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée par la relation (Eq. 25). Microcanal en verre initialement saturé en eau.

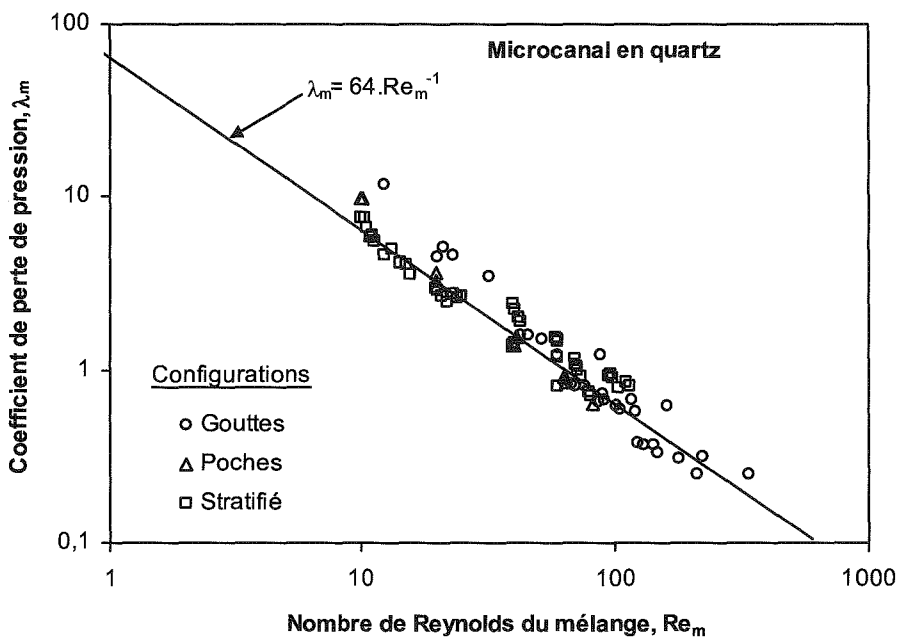


Figure 30 : Coefficient de perte de pression ( $\lambda_m$ ) en fonction du nombre de Reynolds du mélange ( $Re_m$ ).  $\mu_m$  est déterminée par la relation (Eq. 26). Microcanal en quartz initialement saturé en eau.

Les pertes de pression calculées en utilisant les corrélations (Eq. 25) et (Eq. 26) respectivement pour le microcanal en verre et en quartz sont comparées aux pertes de pression mesurées sur la figure 31.

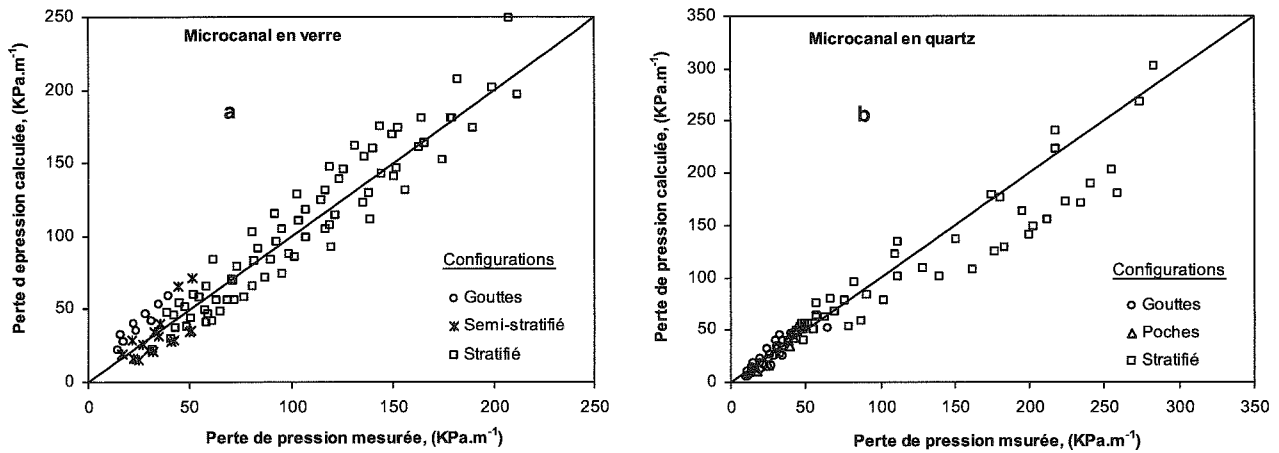


Figure 31 : Comparaison entre les pertes de pression mesurées et calculées.  $\mu_m$  est déterminée à partir des corrélations (Eq. 25) et (Eq. 26) respectivement pour le microcanal en verre et en quartz. 31-a) : microcanal en verre ; 31-b) : microcanal en quartz.

A partir des résultats expérimentaux obtenus pour les écoulements liquide-liquide, nous avons testé la validité du modèle homogène dans les gammes de Reynolds explorées. Pour les microcanaux initialement saturés en huile, les pertes de pression expérimentales sont correctement décrites par le modèle homogène en utilisant notamment les viscosités dynamiques du mélange proposées par Cicchitti et al. (1960) et Dukler et al. (1964). En revanche, ces viscosités ne permettent pas de caler le modèle homogène dans le cas des microcanaux initialement saturés en eau. Les viscosités dynamiques déterminées, par optimisation, à partir des pertes de pression expérimentales permettent un calage satisfaisant du modèle homogène. Le tableau 6 récapitule l'ensemble de ces résultats.

		Dukler et al. (1964)		Cicchitti et al. (1960)		Corrélations 25 et 26	
Microcanaux		$\langle e_Y \rangle$	$\sigma_Y$	$\langle e_Y \rangle$	$\sigma_Y$	$\langle e_Y \rangle$	$\sigma_Y$
Microcanaux initialement saturés en huile	Verre	9,48	4,94	10,94	7,47		
	Quartz	14,88	9,8	11,35	7,93		
Microcanaux initialement saturés en eau	Verre	76,97	30,9	64,63	26,48	20,04	10,23
	Quartz	168,16	72,85	147,37	63,62	17,29	12,07

Tableau 6 : Tableau récapitulatif des erreurs relatives moyennes et déviations standards obtenues à partir de différentes viscosités dynamiques du fluide homogène testées.

## 2.2. Modèle de Lockhart-Martinelli

Les résultats expérimentaux obtenus pour les écoulements huile-eau dans les deux microcanaux sont interprétés au moyen du modèle de Lockhart-Martinelli qui est présenté dans le chapitre II.1. Ce modèle, initialement développé pour décrire les écoulements liquide-gaz (Chap. II.1, §. 2.2.2.2), est donc étendu aux écoulements liquide-liquide. Dans ce cas, le multiplicateur gaz est remplacé par le multiplicateur du liquide le moins visqueux (eau).

Pour chaque débit d'huile et d'eau sont donc déterminés:

- les multiplicateurs de phases huile ( $\phi_{\text{huile}}$ ) et eau ( $\phi_{\text{eau}}$ ) (Eq. 24 et 25, Chap. II.1),
- le paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) (Eq. 26, Chap. II.1).

La perte de pression monophasique est déterminée à partir de la loi de Poiseuille (Eq. 1, Chap. II.2), et les diamètres hydrauliques utilisés sont ceux obtenus expérimentalement à partir de l'écoulement monophasique réalisé avec l'huile.

### 2.2.1. Microcanaux initialement saturés en huile

Le multiplicateur de l'eau ( $\phi_{\text{eau}}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) à différentes vitesses débitantes de l'huile est représenté sur la figure 32 pour le microcanal en verre et sur la figure 33 pour le microcanal en quartz.

On constate que :

- le multiplicateur de l'eau augmente lorsque le paramètre de Martinelli augmente. En effet, pour un débit d'huile fixé, le rapport entre la perte de pression diphasique et la perte de pression monophasique eau diminue lorsque le débit d'eau augmente ( $\chi$  diminue). Pour un débit d'eau fixé, lorsqu'on augmente le débit d'huile ( $\chi$  augmente) la perte de pression diphasique augmente.

- pour l'ensemble des vitesses débitantes de l'huile, le multiplicateur de l'eau ( $\phi_{\text{eau}}$ ) est fonction uniquement du paramètre  $\chi$ .

Sur les figures 32 et 33 sont également tracées les relations suivantes :

- les deux corrélations du modèle annulaire établies dans un tube capillaire dans le quel les deux fluides sont réparties uniformément de la manière suivante :

- l'huile s'écoule en contact avec la paroi du tube et l'eau dans la partie centrale,
- l'eau s'écoule en contact avec la paroi du tube et l'huile dans la partie centrale.

- la corrélation de Chisholm (1967) établie pour les écoulements liquide-gaz dans les conduites lorsque le coefficient  $C$  a pour expression  $C = 5(1-e^{-319D})$  (Chap. II.1, §: 2.2.2.2).

On remarque que pour la configuration à gouttes, la corrélation de Chisholm (1967) permet de prédire les pertes de pression mesurées lorsque le coefficient  $C = 5(1-e^{-319D})$ . Pour les configurations à poches, à poches-annulaire et annulaire les résultats expérimentaux sont sur-estimés par cette corrélation. Cela reflète la chute de perte de pression observée lors de la transition entre les configurations à gouttes et à poches. A fortes vitesses débitantes de liquides (lorsque  $\chi$  diminue), on remarque que les points expérimentaux ont tendance à s'approcher de cette corrélation.



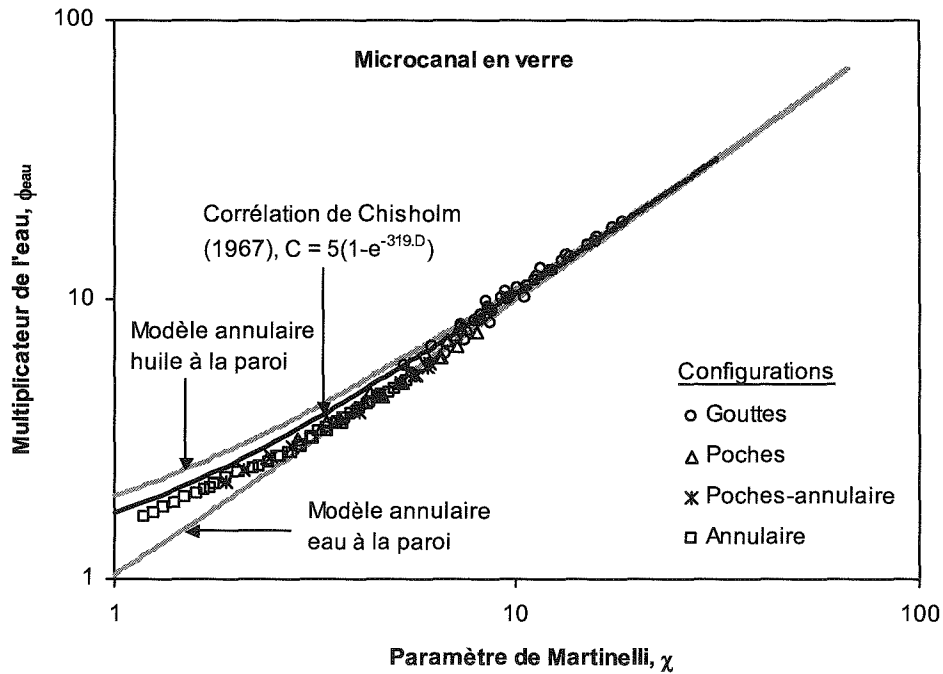


Figure 32 : Multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes explorées. Microcanal en verre.

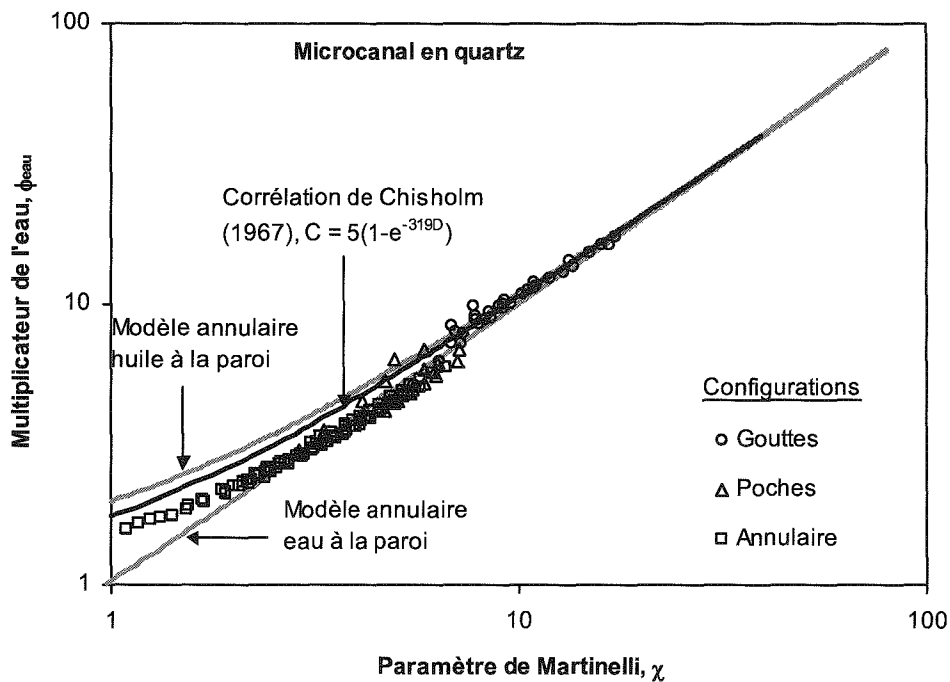


Figure 33 : Multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes explorées. Microcanal en quartz.

La relation établie à partir du modèle annulaire lorsque la phase huile est en contact avec la paroi du microcanal peut également décrire les pertes de pression mesurées dans le cas de la configuration à gouttes, tandis que les valeurs de pertes de pression correspondantes aux autres configurations d'écoulements restent en dessous de cette relation. D'autre part, les points expérimentaux correspondants aux valeurs minimales de la perte de pression sont en dessous de la relation déduite du modèle annulaire lorsque l'eau est en contact avec la paroi du canal. Ceci est plus prononcé pour le microcanal en quartz (Fig. 33). En revanche, les pertes de pression relevées aux fortes vitesses débitantes de liquides sont sous-estimées par cette dernière relation.

Le tableau 7 regroupe les valeurs de l'erreur relative moyenne et la déviation standard obtenues pour les pertes de pression correspondantes au cas de la configuration à gouttes.

Modèles	Microcanal en verre		Microcanal en quartz	
	$\langle e_Y \rangle$ (%)	$\sigma_Y$ (%)	$\langle e_Y \rangle$ (%)	$\sigma_Y$ (%)
Corrélation de Chisholm (1967) avec $C = 5(1 - e^{-319.D})$	7,2	8,7	9,58	8,01
Modèle annulaire avec l'huile à la paroi	10,76	12,38	11,33	11,9

Tableau 7 : Erreurs relatives moyennes ( $\langle e_Y \rangle$ ) et déviations standards ( $\sigma_Y$ ) entre les pertes de pression expérimentales dans le cas de l'écoulement à gouttes et celles calculées par la corrélation de Chisholm et le modèle annulaire lorsque l'huile est en contact avec la paroi.

Une relation linéaire entre le multiplicateur de phase eau ( $\phi_{eau}$ ) et le paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) peut décrire l'ensemble des résultats expérimentaux, elle est de la forme suivante :

$$\phi_{eau} = 1 + \alpha\chi + \beta\chi^2 \quad (\text{Eq. 27})$$

où  $\alpha$  est une constante qui dépend de la configuration de l'écoulement,

$\beta$  est une constante qui ne dépend pas de la configuration de l'écoulement.

Les valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$  correspondantes à chaque structure d'écoulement sont regroupées dans le tableau 8. Ces valeurs sont déterminées en minimisant la somme de l'écart entre les valeurs de  $\phi_{eau}$  expérimentales et calculées (Eq. 24 et 27).

Configurations	$\alpha$		$\beta$
	Microcanal en verre	Microcanal en quartz	
Gouttes	0,84	0,84	0,01
Poches	0,77	0,7	
Poches-annulaire	0,69		
Annulaire	0,69	0,63	

Tableau 8 : Valeurs expérimentales des constantes  $\alpha$  et  $\beta$  suivant les différentes configurations d'écoulements. Les expériences ont été réalisées dans les microcanaux initialement saturés en huile.

Ces différentes corrélations sont représentées sur les figures 34 et 35, pour chaque configuration d'écoulement, respectivement pour le microcanal en verre et en quartz.

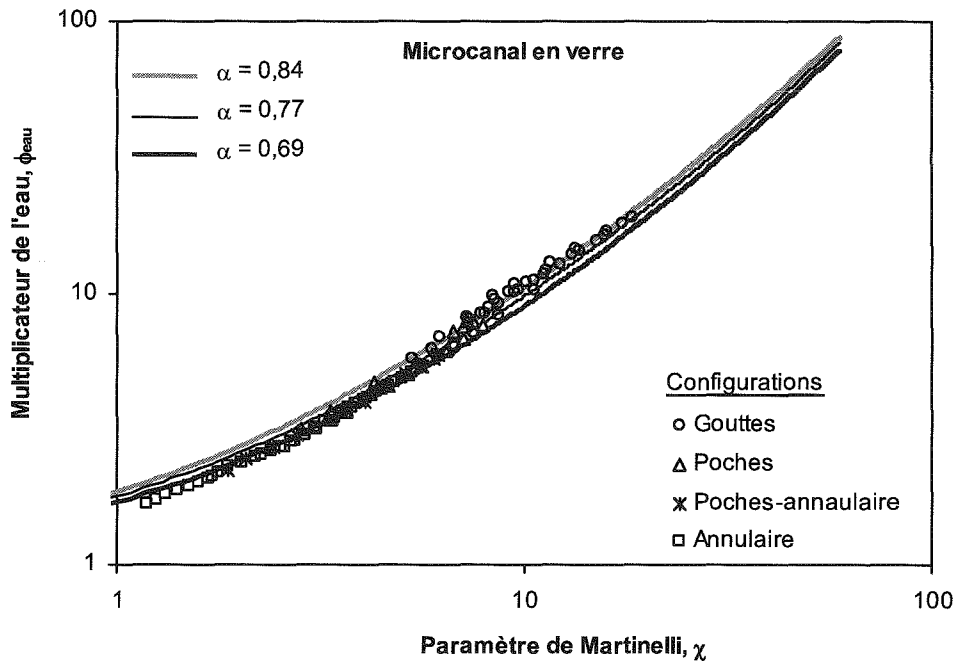


Figure 34 : Multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes étudiées. Microcanal en verre initialement saturé en huile.

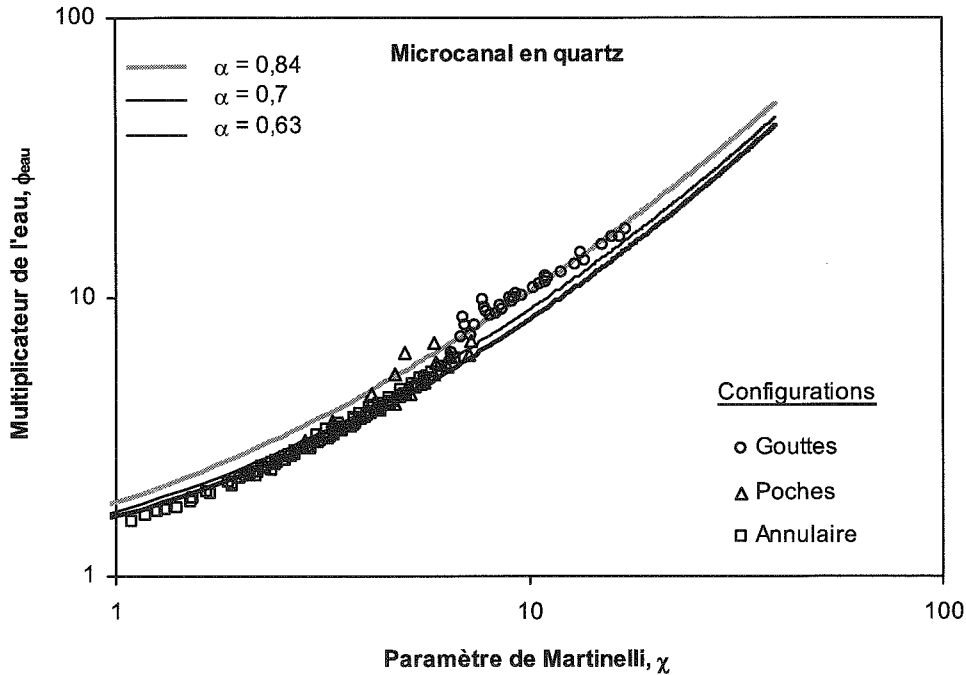


Figure 35 : Multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes étudiées. Microcanal en quartz initialement saturé en huile.

Les résultats expérimentaux obtenus dans les microcanaux en verre et en quartz sont comparés, lorsqu'ils sont initialement saturés en huile, sur la figure 36.

Cette figure superpose le multiplicateur de l'huile ( $\phi_{huile}$ ) en fonction de la fraction volumique de l'eau ( $V_{eau}/(V_{eau}+V_{huile})$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes exploré dans les deux microcanaux.

On constate que pour une même fraction volumique d'eau dans les deux milieux, le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique huile est pratiquement le même pour chacun des microcanaux. Ce que l'on pouvait déjà constater en examinant les constantes  $\alpha$  et  $\beta$  de la corrélation (Eq. 27).

Comme cela a été évoqué dans le chapitre II.3, l'huile est le liquide le plus mouillant pour le verre et le quartz. L'angle de contact air-huile-verre est de  $3^\circ$  et celui de air-huile-quartz est de  $12^\circ$ . Cette différence peut se traduire par la légère élévation du rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique huile correspondant aux configurations à poches et à poches-annulaire dans le cas du microcanal en verre. Rappelons que l'eau est une phase partiellement mouillante pour les deux microcanaux, l'angle de contact air-eau-verre est de  $42^\circ$  et l'angle de contact air-eau-quartz est de  $38^\circ$ .

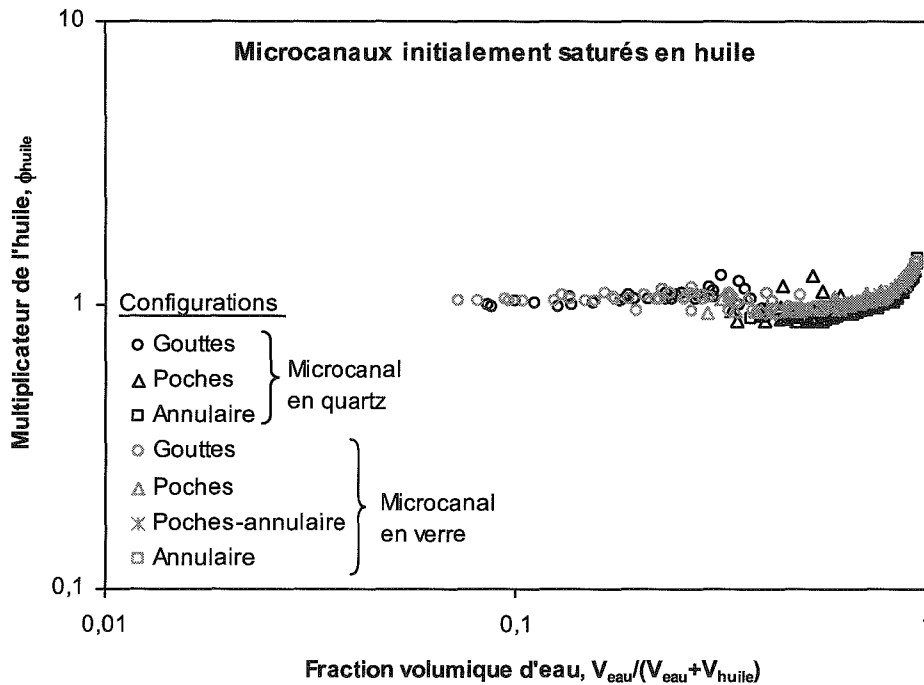


Figure 36 : Comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus dans les microcanaux en verre et en quartz. Les expériences ont été réalisées dans les milieux initialement saturés en huile.

### 2.2.2. Microcanaux initialement saturés en eau

Le multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) à différentes vitesses débitantes de l'eau est représenté sur la figure 37 pour le microcanal en verre et sur la figure 38 pour le microcanal en quartz. Les microcanaux sont préalablement saturés en eau et chaque symbole représente une configuration d'écoulement identifiée.

On constate que le multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) augmente lorsque le paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) augmente. En effet, pour un débit d'eau fixé, le rapport entre la perte de pression diphasique et la perte de pression monophasique eau augmente lorsque le débit d'huile augmente ( $\chi$  augmente). Pour un débit d'huile fixé, lorsqu'on augmente le débit d'eau ( $\chi$  diminue) la perte de pression diphasique augmente.

Sur les figures 37 et 38 sont également tracées :

- les deux relations établies à partir du modèle annulaire lorsque les deux fluides sont répartis uniformément de la manière suivante :

- l'huile s'écoule en contact avec la paroi du tube et l'eau dans la partie centrale,
- l'eau s'écoule en contact avec la paroi du tube et l'huile dans la partie centrale.

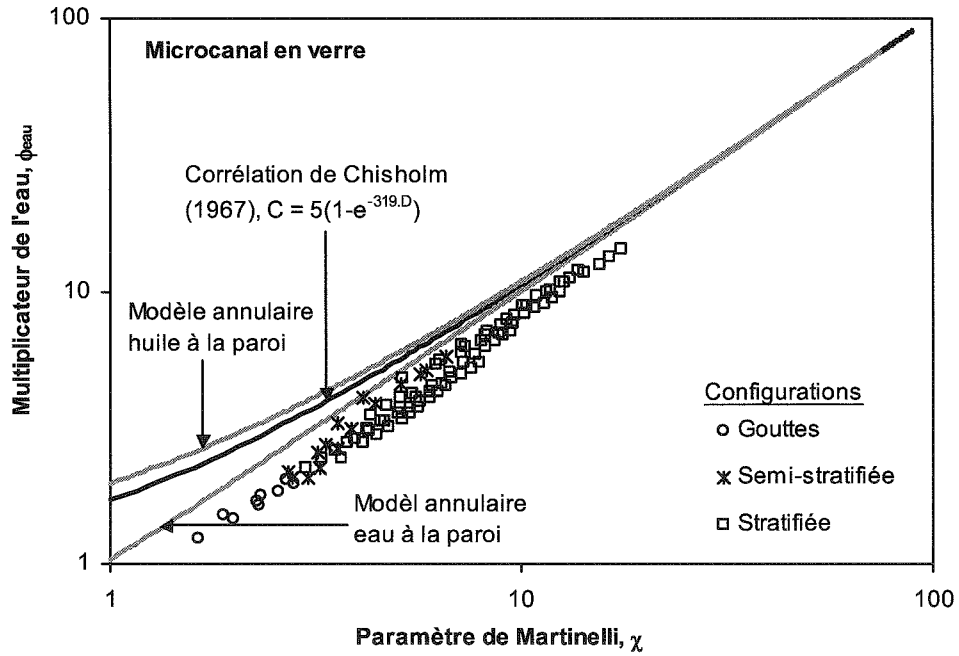


Figure 37 : Multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes étudié. Microcanal en verre initialement saturé en eau.

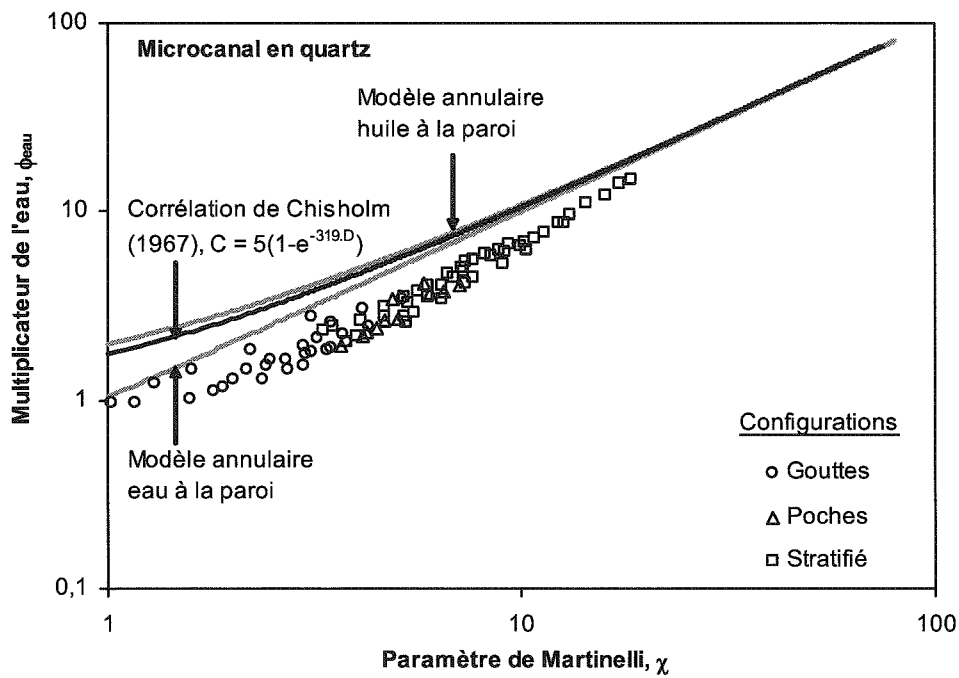


Figure 38 : Multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes étudié. Microcanal en quartz initialement saturé en eau.

- la corrélation de Chisholm (1967) établie pour les écoulements liquide-gaz dans les conduites dont  $C = 5(1 - e^{-319D})$  (Chap. II.1, §: 2.2.2.2).

On remarque que pour l'ensemble des configurations d'écoulement identifiées, les valeurs de la perte de pression expérimentales sont sur-estimées par les trois corrélations. En revanche, comme pour les microcanaux initialement saturés en huile, le multiplicateur de phase eau ( $\phi_{\text{eau}}$ ) peut être corrélé avec le paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) suivant la relation (Eq. 27).

Les valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$  sont déterminées en minimisant la somme de l'écart entre les valeurs de  $\phi_{\text{eau}}$  expérimentales et calculées (Eq. 24 et 27) et sont regroupées dans le tableau 9.

Configurations	$\alpha$		$\beta$
	Microcanal en verre	Microcanal en quartz	
Gouttes	0,23	0,15	0,03
Poches		0,18	
Semi-starifié	0,42		
Stratifié	0,37	0,25	

Tableau 9 : Valeurs expérimentales des constantes  $\alpha$  et  $\beta$  suivant les différentes structures d'écoulement pour les microcanaux en verre et en quartz. Les milieux sont préalablement saturés en eau.

La corrélation (Eq. 27) est représentée, suivant les différentes valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$ , sur les figures 39 et 40 pour le microcanal en verre et en quartz respectivement.

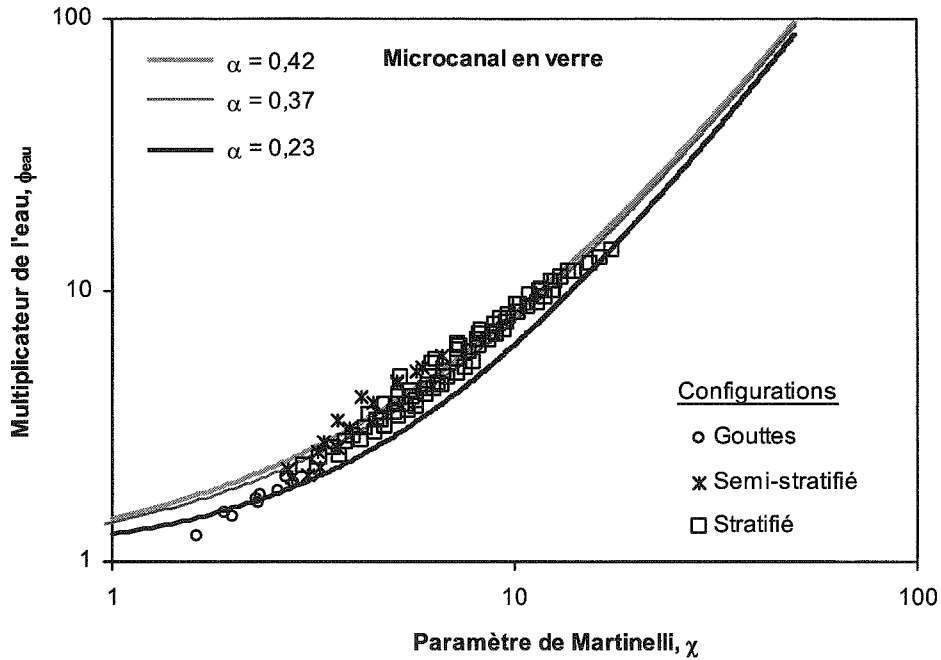


Figure 39 : Multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes étudié. Microcanal en verre initialement saturé en eau.

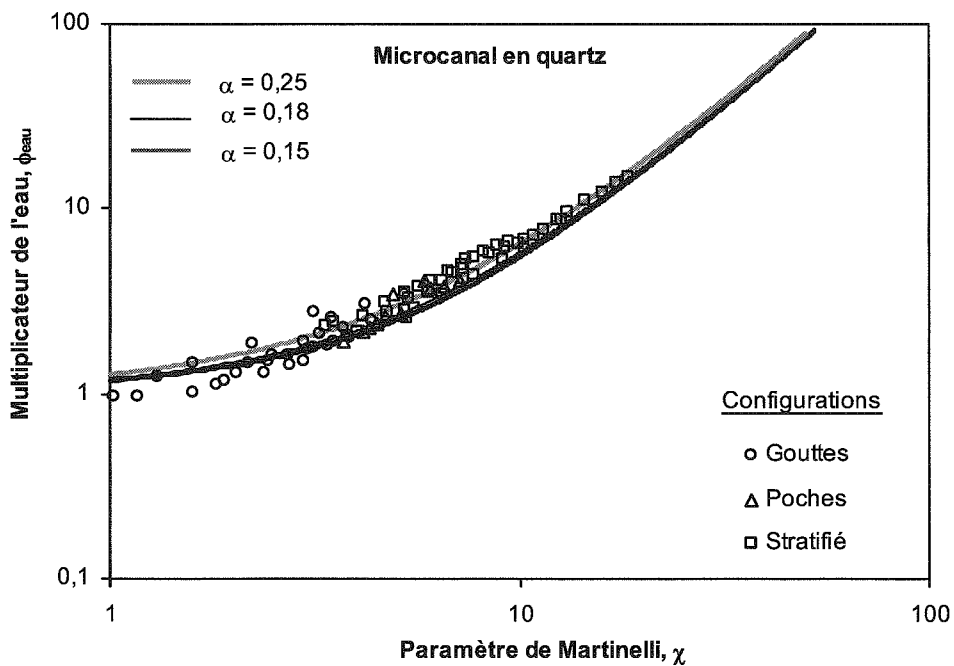


Figure 40 : Multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) en fonction du paramètre de Martinelli ( $\chi$ ) pour l'ensemble des vitesses débitantes étudié. Microcanal en quartz initialement saturé en eau.



Les résultats expérimentaux obtenus dans le cas du microcanal en verre et en quartz sont comparés lorsqu'ils sont initialement saturés en eau.

La figure 41 représente la superposition des résultats expérimentaux obtenus dans les deux milieux. Le multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) est représenté en fonction de la fraction volumique de l'huile pour l'ensemble des vitesses débitantes explorées.

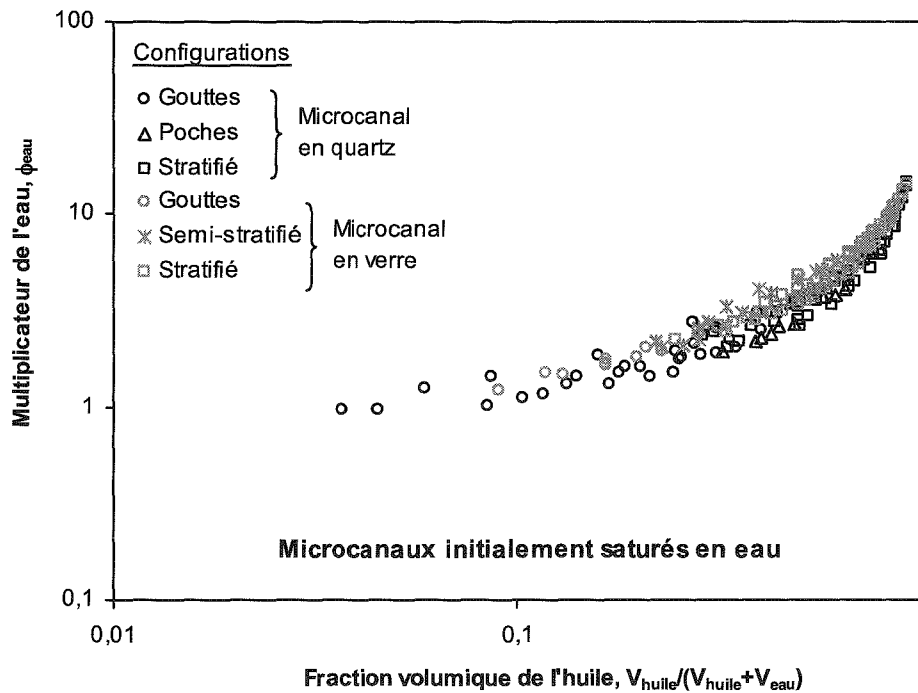


Figure 41 : Comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus dans le microcanal en verre et celui en quartz. Les expériences ont été réalisées dans les milieux initialement saturés en eau.

À partir de cette figure on peut constater que les pertes de pression mesurées dans le cas de l'écoulement à gouttes sont pratiquement les mêmes pour les deux milieux. Par contre, pour les autres structures d'écoulements on observe une légère élévation des pertes de pression mesurées dans le microcanal en verre. Ceci peut être également constaté en comparant les valeurs de la constante  $\alpha$  dans le tableau 9. Elles sont plus élevées pour le microcanal en verre. Dans le cas de l'écoulement semi-stratifié et stratifié, observé dans le microcanal en verre, la phase la plus visqueuse (huile) est en contact avec la paroi de ce dernier. En revanche, pour le cas du microcanal en quartz l'huile n'est pas complètement en contact avec la paroi. Un film d'eau mince reste en contact avec la paroi. Cela peut traduire le fait que l'huile est plus mouillable au verre ( $\theta = 3^\circ$ ) qu'au quartz ( $\theta = 12^\circ$ ).

### 3. Comparaison des milieux initialement saturés en huile et en eau

Les résultats expérimentaux obtenus dans le cas où les milieux sont initialement saturés en huile et en eau sont comparés sur la figure 42. Le multiplicateur de l'eau ( $\phi_{eau}$ ) est représenté en fonction de la fraction volumique de l'huile pour l'ensemble des vitesses débitantes exploré.

Pour l'ensemble des configurations d'écoulement, on remarque que pour une même fraction volumique d'huile, le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique eau est plus élevé dans le cas des microcanaux initialement saturés en huile. Cet écart diminue au fur et à mesure que la fraction volumique de l'huile augmente. En effet, dans le cas d'une saturation initiale en huile on a constaté que dans la gamme de débits explorée la phase la plus visqueuse (huile) reste en contact avec la paroi du microcanal. En revanche, dans le cas des milieux initialement saturés en eau, une partie de la paroi du microcanal reste en contact avec l'eau pour toute la gamme de débits étudiée.

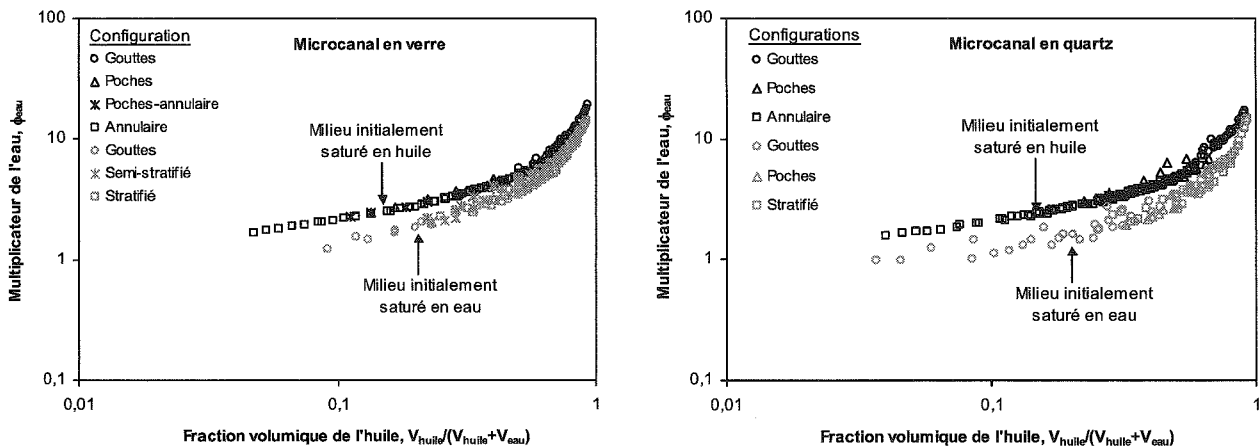


Figure 42 : Comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus dans les microcanaux initialement saturés en huile et en eau.

## 4. Conclusions

Les résultats expérimentaux obtenus pour les écoulements horizontaux liquide-liquide ainsi que leurs interprétations sont présentés.

Les structures d'écoulements sont caractérisées qualitativement et quantitativement et l'ensemble de ces configurations a permis de réaliser des cartographies d'écoulements. La forme des gouttes est analysée à partir des images prises par la caméra et ont donc une sphéricité supérieure à 0,7. Pour l'ensemble des expériences, la transition de l'écoulement à gouttes vers l'écoulement intermittent (poches ou semi-stratifié) a lieu pour une fraction volumique du liquide dispersé comprise entre 0,2 et 0,3. La comparaison de ces cartographies, dans le cas des microcanaux initialement saturés en huile, avec les corrélations de Taitel et Dukler (1977) montre que :

- pour les deux milieux, la transition entre les écoulements à gouttes et intermittent établie par Taitel et Dukler (1977) est décalée vers les vitesses débitantes du liquide dispersé plus élevées.
- la transition vers l'écoulement annulaire établie par Taitel et Dukler (1977) est en accord avec les transitions déterminées à partir de ces expériences dans le cas des vitesses débitantes de l'huile importantes et présente un décalage dans le cas des faibles vitesses de celle-ci (Fig. 4 et 8).

Les transitions déterminées de ces expériences sont également comparées avec les transitions déduites des expériences de Fujii et al. (1994), et on peut en conclure que :

- pour les deux microcanaux, la transition entre les écoulements à gouttes et à poches de Fujii et al. (1994) est décalée vers les faibles vitesses débitantes d'eau.
- la transition vers la configuration annulaire est seulement en accord avec la transition obtenue dans le cas du microcanal en quartz.

Les résultats des mesures des pertes de pression sont présentés pour chaque débit de liquides, chaque mesure de la perte de pression est affectée à la configuration d'écoulement correspondant. Ces résultats expérimentaux montrent donc que :

- dans le cas des microcanaux initialement saturés en huile, pour un débit d'huile fixé et en augmentant le débit d'eau, la perte de pression augmente dans le cas de l'écoulement à gouttes (gouttes d'eau dans l'huile) et chute dès l'établissement de l'écoulement à poches (poches d'eau dans l'huile). Pour des débits d'huile élevés, la

valeur minimale de la chute de perte de pression est inférieure à la perte de pression qu'on obtient dans un écoulement monophasique huile (Fig. 11 et 12) ;

- dans le cas des microcanaux initialement saturés en eau, pour un débit d'eau fixé, la perte de pression augmente en fonction du débit d'huile (Fig. 13 et 14).

Ces différents résultats expérimentaux sont analysés au moyen du modèle homogène et du modèle de Lockhart-Martinelli présentés dans le chapitre II.1.

#### 4.1. Modèle homogène

- *Microcanaux initialement saturés en huile*

En interprétant les résultats expérimentaux à partir du modèle homogène, on constate qu'en utilisant les viscosités dynamiques du mélange définies par Dukler et al. (1964) et Cicchitti et al. (1960), les résultats expérimentaux sont correctement décrits par la loi des écoulements monophasiques ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ) comme le montre les figures 23 et 24. En effet, en assimilant le mélange diphasique huile-eau à un seul fluide avec des propriétés physiques spécifiques, le coefficient de perte de pression évolue en fonction du nombre de Reynolds du mélange de la même façon qu'en écoulement monophasique. Comme pour les écoulements diphasiques liquide-gaz, le modèle de la viscosité dynamique du mélange utilisé a une grande influence sur les prédictions des pertes de pression.

- *Microcanaux initialement saturés en eau*

Dans le cas des microcanaux initialement saturés en eau, on voit qu'aucune des viscosités du mélange existantes dans la littérature ne permet de caler le modèle homogène. En effet, pour l'ensemble des modèles permettant d'estimer la viscosité dynamique du fluide homogène à partir des propriétés physiques des deux fluides initiales utilisés, l'évolution du coefficient de perte de pression en fonction du nombre de Reynolds est différent de celui suivi par les écoulements monophasiques en régime laminaire ( $\lambda_m = 64/Re_m$ ). En utilisant la viscosité du mélange décrite par la relation (Eq. 23) et en identifiant les différentes constantes, le modèle homogène prédit les pertes de pression expérimentales avec une erreur relative moyenne égale à 20,41 % pour le microcanal en verre et est égale à 17,7 % pour le microcanal en quartz.

On peut également remarquer que, pour une même viscosité du mélange diphasique et pour une même valeur du nombre de Reynolds du mélange, le coefficient de perte de pression est plus élevé dans le cas des microcanaux initialement saturés en huile.

#### 4.2. Modèle de Lockhart-Martinelli

- *Microcanaux initialement saturés en huile*

Pour ces expériences, les figures 32 et 33 montrent que, dans la gamme du nombre de Reynolds explorée, le multiplicateur de phase ( $\phi_{eau}$ ) dépend du paramètre de Martinelli  $\chi$  et de la configuration d'écoulement. Cela signifie que, dans l'intervalle des nombres de Reynolds étudié, pour un  $\chi$  fixé, la perte de pression diphasique est proportionnelle à la perte de pression monophasique quels que soient les débits des deux liquides mais le coefficient de proportionnalité dépend de la configuration d'écoulement. Le multiplicateur de phase eau peut être approché par une relation similaire à celle de Chisholm (Eq. 28, Chap II.1) :

$$\phi_{eau} = 1 + \alpha\chi + \beta\chi^2$$

Le coefficient  $\alpha$  dépend de la configuration de l'écoulement tandis que le coefficient  $\beta$  est constant et est égale à 0,01.

La corrélation de Chisholm (Eq. 28, Chap. II.1) avec  $C = 5 (1 - e^{-319D})$  permet de prédire les pertes de pression mesurées dans le cas de l'écoulement à gouttes avec une erreur relative moyenne égale à 7,2 % pour le microcanal en verre et est égale à 9,52 % pour le microcanal en quartz. La corrélation établie à partir du modèle annulaire, avec la phase huile est en contact avec la paroi du canal, peut également prédire les pertes de pression correspondantes à l'écoulement à gouttes avec une précision satisfaisante.

L'ensemble des pertes de pression mesurées peut être pratiquement encadré par les deux corrélations établies à partir du modèle annulaire comme le montre les figures 32 et 33.

- *Microcanaux initialement saturés en eau*

Pour ces expériences, les figures 37 et 38 montrent que, dans la gamme du nombre de Reynolds explorée, le multiplicateur de phase ( $\phi_{eau}$ ) dépend du paramètre de Martinelli  $\chi$  et de la configuration d'écoulement. Comme pour le cas des microcanaux initialement saturés en huile. Le multiplicateur de phase eau peut être approché par une relation similaire à celle de Chisholm (Eq. 28, Chap. II.1) :

$$\phi_{eau} = 1 + \alpha\chi + \beta\chi^2$$

Le coefficient  $\alpha$  dépend de la configuration de l'écoulement tandis que le coefficient  $\beta$  est constant et est égale à 0,03.

La corrélation de Chisholm (Eq. 28, Chap. II.1) avec  $C = 5 (1 - e^{-319D})$  ainsi que les deux corrélations établies à partir du modèle annulaire ne permettent pas de prédire les multiplicateurs de phases. Les pertes de pression sont sur-estimées par les trois corrélations.

La comparaison des différents résultats montre que :

- Les résultats de mesures des pertes de pression obtenues dans le cas du microcanal en verre et celui en quartz initialement saturés en huile sont superposables ce qui montre donc que l'effet de la mouillabilité et du milieu sont négligeable entre les deux microcanaux.

- pour un microcanal donné, les pertes de pression mesurées dans le cas où il est initialement saturé en eau sont inférieure à celles mesurées dans le cas où il est initialement saturé en huile et ceux pour les mêmes valeurs de débit de l'eau et de l'huile.

Une partie de ce travail a été présentée dans une conférence internationale "3<sup>rd</sup> International Conference on Microchannels and Minichannels" à Toronto, Canada.

A. SALIM, M. FOURAR, J. PIRONON, J. SAUSSE (2005). "Oil-Water Two-Phase Flow in a Horizontal Microchannel: Pressure Drop and Flow Patterns". June 13-15. University of Toronto, Toronto, Canada. ICMM2005-75042.

Proceedings of ICMM2005  
3rd International Conference on Microchannels and Minichannels  
June 13-15, 2005, Toronto, Ontario, Canada  
ICMM2005-75042

OIL-WATER TWO-PHASE FLOW IN A HORIZONTAL MICROCHANNEL:  
PRESSURE DROP AND FLOW PATTERN

Abdelkader SALIM<sup>1</sup>, Mostafa FOURAR<sup>2</sup>, Jacques PIRONON<sup>1</sup>, Judith SAUSSE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>UMR G2R 7566, Université H-Poincaré, BP 239, 54506 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex, France

<sup>2</sup>Ecole des Mines de Nancy - LEMTA, Parc de Saurupt, 54042 Nancy Cedex, France

Email : [abdelkader.salim@g2r.uhp-nancy.fr](mailto:abdelkader.salim@g2r.uhp-nancy.fr)

## ABSTRACT

Experimental results of oil water two-phase flow in a horizontal microchannel with hydraulic diameter of 677 $\mu\text{m}$  are presented. Two series of experiments were performed. The first one was performed with the microchannel initially saturated with a constant oil flow rate. Water injection was then started and increased stepwise. The second series of experiments was performed with the microchannel saturated with a constant water flow rate. Oil injection was then started and increased stepwise. When the steady state was reached for each experiment, the flow rate and the pressure drop were measured and the flow configuration was recorded with a digital camera.

Different flow structures were observed. The flow configurations observed for the microchannel initially saturated with oil are droplet of water in oil, slug, slug-annular and annular flow. For the microchannel initially saturated with water, the observed flow structures are droplet of oil in water, semi-stratified and stratified flow. Flow maps were established and compared to the maps of the literature.

Experimental results were analysed by using two models: i) the Lockhart-Martinelli model allows a good fit of pressure drop measurements, ii) the homogeneous model allows to predict correctly the results obtained with the microchannel initially saturated with oil.

*Key Words:* liquid-liquid two-phase flow, microchannel, pressure drop, flow visualisation, flow pattern.

## 1 NOMENCLATURE

C coefficient in the Lockhart-Martinelli correlation  
D hydraulic diameter (m)  
< $e_y$ > average absolute relative error  
 $dP/dx$  pressure gradient (KPa  $\text{m}^{-1}$ )  
x mass flow quality  
Re Reynolds number  
V superficial velocity

### Greek symbols

$\phi$  phase friction multiplier  
 $\lambda$  friction factor

$\rho$  density (Kg  $\text{m}^{-3}$ )  
 $\varepsilon$  volume fraction  
 $\mu$  dynamic viscosity (Pa s)  
 $\chi$  Martinelli's parameter  
 $\sigma$  standard deviation

### Subscripts

G gas  
L liquid  
m mixture  
o oil  
w water

## 2 INTRODUCTION

The rapid development in microelectromechanical systems and miniaturization technologies allows the realization of complex Microsystems. Some of these microsystems involve two phase flow in channels much less than 1 mm in diameter. Such microchannels and flow conditions are also encountered in geological environment as petroleum systems, gas sequestration and several industrial applications involving complex microsystems such bioengineering, aerospace, and nuclear reactors among others. Recently, a significant attention has been given to gas and liquid single-phase flow or gas-liquid two-phase flow in microchannels, but not to liquid-liquid flow.

In order to investigate the flow behaviour of liquid-liquid two-phase flow systems in microchannel, an experimental work has been carried out. Flow pattern and pressure gradients were measured in horizontal test sections made from glass.

### 3 LITERATURE

The results of investigations of two-phase flow of immiscible liquids in horizontal pipes indicate that the pressure drop strongly depends on the flow regime and hence the distribution of the two liquids in the sectional area of the pipe.

Russell and Charles [1] presented a theoretical analysis of laminar concentric flow of two liquids of equal densities but different viscosities in a smooth circular pipe. This study shows that reduction in pressure gradient can be obtained when a less viscous liquid flow between the more viscous liquid and the pipe wall (i.e. annular flow) is observed.

Brauner [2] presented a model for predicting the pressure drop and hold-up associated with the annular flow of two immiscible liquids in a horizontal pipe. The author showed that in contrast to gas-liquid flows, where pressure drop and hold-up are well-correlated by the Martinelli parameter, see part 4.1, liquid-liquid systems are generally dependent on both Martinelli parameter and the fluid flow rate ratio. The dependence is demonstrated for various fluids pairs and for different flow regimes. Many other authors investigate the aspects of oil-water core-annular flow [3-8].

Berreta et al. [9,10] investigated an experimental and theoretical analysis of oil-water horizontal flow in a circular pipe with a small internal diameter (3mm). Using visual observations, five flow patterns were identified: dispersed flow (i.e. the oil form small spherical drops which are dispersed in the continuous water phase), slug flow, bubbly flow, plug flow and annular flow. In the case of annular flow, the viscous fluid (oil) is always located in the central core flow with the less viscous fluid (water) flow around it. It was seen that an injection of a small flow of water (in comparison with the fixed oil flow) can produce a sensible pressure drop reduction, in comparison with the pressure loss in a oil single phase flow at the same flow rate.

The effect of the properties of the pipe wall on two-phase oil water pressure drop was studied by Angeli and Hewitt [12]. Two horizontal test sections were used: the first one was made of stainless steel and the second one of acrylic resin. The results show that the pressure gradients under all conditions were higher in the steel than in the acrylic tube. It is postulated that the different wettability characteristics of two pipe materials are responsible of the observed difference. The properties of the pipe wall (roughness and wettability) can also affect the flow pattern. Angeli and Hewitt [13] observed a substantial difference in flow pattern and phase distribution between the acrylic resin and the stainless steel tubes.

Many studies indicate that oil-water emulsions consisting of oil droplets dispersed in a continuous water phase can cause a reduction in pressure drop (Sanchez & Zakin, [14]), while in the case of water-in-oil emulsions the pressure drop can be significantly higher than the pressure drop for the single oil flow [15,16]. The increase

in pressure drop when the water is added in oil is generally observed in droplet of water in oil flow structure.

Fujii et al. [17] carried out an experiment on an almost equal density liquid-liquid two-phase flow in horizontal pipe of 25 mm internal diameter. In this experiment, the pressure drop increases according to the transition of the flow pattern, such as to bubbly water in oil, slug, and annular flow. When the flow pattern shifts to inverted annular and inverted slug flows with increasing water superficial velocity, the pressure drop decreases to a value of about one-eighth of the initial value. No reduction of pressure gradient was observed when the oil with a more viscosity flows along the tube wall as a liquid film.

### 4 BACKGROUND

In this section we present the main theoretical models used to describe two-phase flows in pipes.

#### 4.1 Lockhart-Martinelli Model

The Lockhart-Martinelli model [18] was developed for two-phase liquid-gas flow in pipes. It consists in dimensionless correlations between pressure drops and flow rates of phases :

Gas-phase friction multiplier:

$$\Phi_G = \frac{\sqrt{(dP/dx)}}{\sqrt{(dP/dx)_G}} \quad (1)$$

Liquid-phase friction multiplier :

$$\Phi_L = \frac{\sqrt{(dP/dx)}}{\sqrt{(dP/dx)_L}} \quad (2)$$

Martinelli parameter :

$$X = \frac{\Phi_G}{\Phi_L} = \sqrt{\frac{(dP/dx)_L}{(dP/dx)_G}} \quad (3)$$

In these equations,  $(dP/dx)$  is the two-phase pressure gradient;  $(dP/dx)_G$  and  $(dP/dx)_L$  are, respectively, the gas and the liquid single-phase pressure gradients which would be obtained if each phase was flowing alone in the pipe with the same superficial velocity as under two-phase flow conditions. For laminar-laminar flow regime, these pressure gradients are given by:

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_j = - \frac{32\mu_j V_j}{D^2} \quad (4)$$

where the subscript j stands for liquid and gas respectively.

The Martinelli parameter is then given by:

$$X = \sqrt{\frac{\mu_L V_L}{\mu_G V_G}} \quad (5)$$

This model was extended to liquid-liquid two-phase flow by replacing the gas-phase friction multiplier by the lower viscous phase multiplier (water).



## 4.2 Homogeneous model

By considering the flow of the two-phases as a single-phase, we define the friction factor of the mixture by:

$$\lambda_m = \frac{2D(-dP/dx)}{\rho_m V_m^2} \quad (6)$$

and the Reynolds number of the mixture by:

$$Re_m = \frac{\rho_m V_m D}{\mu_m} \quad (7)$$

$V_m$  is the superficial velocity of the mixture:

$$V_m = V_o + V_w \quad (8)$$

$\rho_m$  is the mean density of the mixture:

$$\rho_m = \varepsilon_o \rho_o + (1 - \varepsilon_o) \rho_w \quad (9)$$

where  $\varepsilon_o = \frac{Q_o}{Q_o + Q_w}$  the oil volume fraction,  $Q_o$  and  $Q_w$  are

the volumetric flow rate of oil and water respectively.

$\mu_m$  is the dynamic viscosity of the mixture.

Several models have been proposed to evaluate  $\mu_m$  and the model selected may affects the predicted two-phase frictional pressure drop [19,20]. It is largely assumed that the viscosity of the mixture depends on the viscosity of each phase, their fractions, the temperature and the magnitude of the dispersion of one phase in the other. Accordingly, the present experimental data are compared with the predictions of homogeneous flow model calculated using the following two-phase viscosity models:

$$\text{Mc Adams [21]: } \mu_m = \left( \frac{x}{\mu_w} + \frac{1-x}{\mu_o} \right)^{-1} \quad (10)$$

$$\text{Cicchitti et al. [22]: } \mu_m = x\mu_w + (1-x)\mu_o \quad (11)$$

$$\text{Dukler et al. [23]: } \mu_m = \varepsilon_o \mu_o + \varepsilon_w \mu_w \quad (12)$$

$$\text{Lin et al. [24]: } \mu_m = \frac{\mu_o \mu_w}{\mu_w + x^{1.4} (\mu_o - \mu_w)} \quad (13)$$

Where  $x = \frac{\rho_w Q_w}{\rho_w Q_w + \rho_o Q_o}$  is the mass flow quality of water.

Using Eq. (6-9), taking Eq. (4) into account and assuming that for a laminar flow regime the relationship between  $\lambda_m$  and  $Re_m$  is given by:

$$\lambda_m = \frac{64}{Re_m} \quad (14)$$

## 5 EXPERIMENTAL SETUP

The schematic view of the experimental set-up is shown in Fig. 1.

The average pressure gradient is measured with a differential transducer by the mean of two pressure taps.

Two calibrated pumps were used to inject the liquids at a constant flow rate through a microchannel test section. De-ionised water and mineral oil (MARCOL 82) was chosen for the present experiments. The physical properties of the mineral oil are presented in Table 1.

The observation of flow patterns were focused on the bifurcation. The hydraulic diameter of the channel is 677  $\mu\text{m}$ .

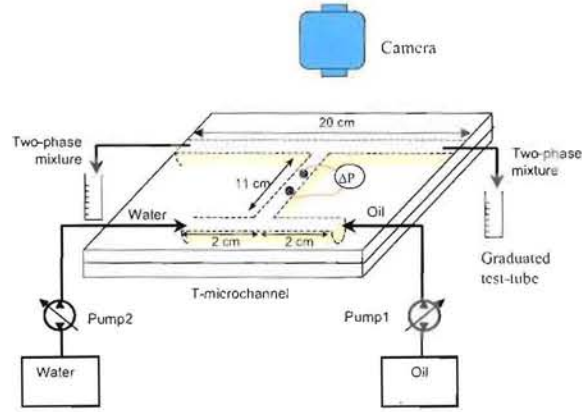


Figure 1: Experimental setup

Table 1: Properties of mineral oil

Product name	MARCOL 82
Density	843 Kg m <sup>-3</sup>
Viscosity	30.6 mPa.s at 20°C
Oil-water interfacial tension	30.1 mN m <sup>-1</sup> at 20°C

### 5.1 Experimental procedure

Two series of experiments were performed. The principles of these experiments are described in this section.

In the first experiments, the microchannel was initially saturated with oil injected at a constant rate. Water injection was then started with increasing stepwises. When the steady state was reached for each oil flow rate, the pressure drop and the flow rate were measured and the flow configurations were recorded. Then, the microchannel was cleaned by injecting dichloromethane (CL<sub>2</sub>CH<sub>2</sub>) in order to eliminate residual oil in the microchannel. Air was injected to dry the microchannel. Then, the microchannel was resaturated with oil and the experiment was repeated several times at different oil flow rates.

In the second series of experiments, the microchannel was initially saturated with water which was injected at a constant rate before each experiment. Oil injection was then started with increasing stepwises. The flow rate and the pressure drop were measured and the flow configurations were recorded according to the same protocol previously described.

Flow structures were recorded by using a high speed video camera (25 images/s) related to a sighting telescope. The microchannel was illuminated with a light

located at the opposite side of the camera lens. Different flow patterns were then identified.

## 6 EXPERIMENTAL RESULTS

In this section, we present the observed flow structures, the measured pressure drop and their interpretation by using the Lockhart-Martinelli model and the homogeneous model.

### 6.1 Two-phase flow regime

Figures 2 and 3 show photographs of the typical observed oil-water flow configurations. By varying the flow rate for each phase, different flow structures were observed.

For the microchannel initially saturated with oil, four flow patterns were identified: droplet of oil in water (W/O), slug, slug-annular and annular flow.

For a given oil flow rate, at low water flow rate, we observed water droplet dispersed in a continuous oil film (Fig. 2a). The water droplet was characterized by a spherical shape with different diameters, generally twice smaller in diameter than the channel diameter. Several authors named this flow structure a bubbly flow [17,26]. The increase of the water flow leads to the increase of the drop sizes and eventually to the development of the slug flow (Fig. 2b) which is characterized by elongated cylindrical drops. When the water flow rate is further increased, the length of the elongated cylindrical drops increases and leads to the development of the slug-annular flow (Fig. 2c). This flow regime can be considered as a transition from slug flow to annular flow. The annular flow (Fig. 2d) is developed from slug-annular flow when the water flow rate increases.

Three different flow regimes were observed in the microchannel initially saturated with water: droplet of oil in water (O/W), semi-stratified and stratified flow.

For a high water flow rate, at low oil flow rate we observed oil droplets dispersed in water (Fig. 3a). These droplets are characterized by a semi-spherical shape. We observed too that some oil remains attached to the microchannel wall. When the oil flow rate is increasing, the droplet of oil forms immediately a continuous film which flows at the top of the microchannel (Fig. 3b). This flow regime is named semi-stratified. When the oil flow rate is further increased, the stratified flow is totally developed (Fig. 3c). It must be noted that the slug flow was not observed in this case. Thus, the flow regimes observed in the case of the microchannel initially saturated with oil are different in comparison with those observed when the microchannel is initially saturated with water.

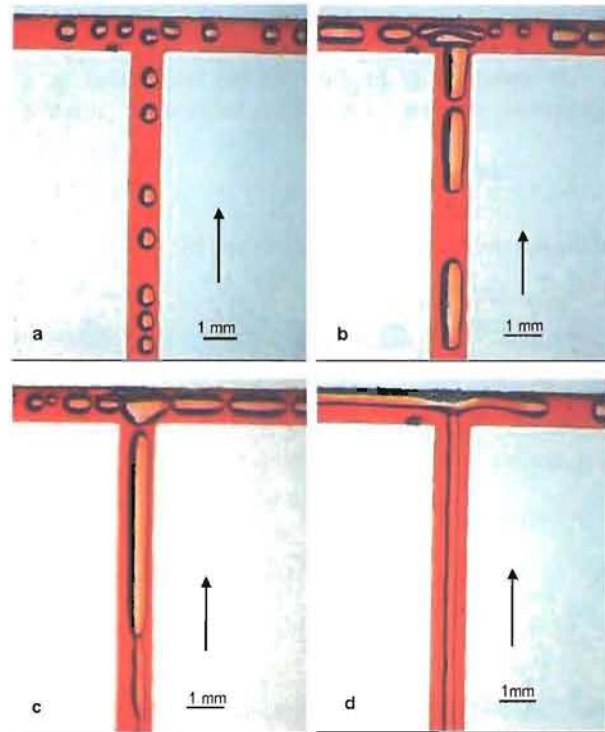


Figure 2: Photographs of flow structures observed in T-microchannel initially saturated with oil: a) droplet W/O flow, b) slug flow, c) slug-annular flow, d) annular flow. The arrow indicates the flow direction.

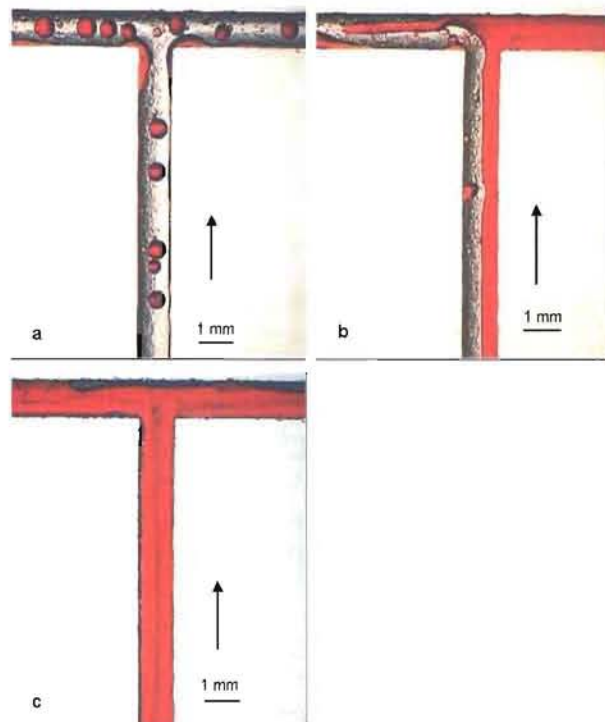


Figure 3: Photographs of flow structures observed in T-microchannel initially saturated with water: a) droplet O/W flow, b) semi-stratified flow, c) stratified flow. The arrow indicates the flow direction.

6.2 Comparison with other flow regime maps

The flow pattern maps are presented in Figs. 4a and 4b for the two experiments.

In Fig. 4a, the experimental results are compared with the transition correlation established by Taitel and Dukler [25] for horizontal two-phase gas-liquid flows. In this figure, the symbols denote the experimental results. The results calculated by substituting the physical properties of the liquids into Taitel and Dukler [25] correlations are represented by discontinuous lines. The experimental transition line from droplet to slug flows is expressed by:

$$V_o = \left( \frac{1-\epsilon_w}{\epsilon_w} \right) V_w - 1.5 \tag{15}$$

where  $\epsilon_w$  is the water volume fraction equal to 0.3.

In comparison with the experimental transition of Fujii et al. [17] from droplet to slug flows:  $V_o = 8.8V_w$ , it can be noted that the present experimental boundary transition droplet-slug flow takes place for a lower water volume fraction. The same conclusion can be drawn from the comparison with the correlation of Taitel and Dukler [25]. The agreement with Taitel and Dukler correlation for the transition between slug-annular flow and between churn-annular flow is therefore quite good.

Figure 4b, shows the experimental results with the different families of flow patterns. The experimental transition line from droplet O/W to semi-stratified takes place for an oil volume fraction of 0.23.

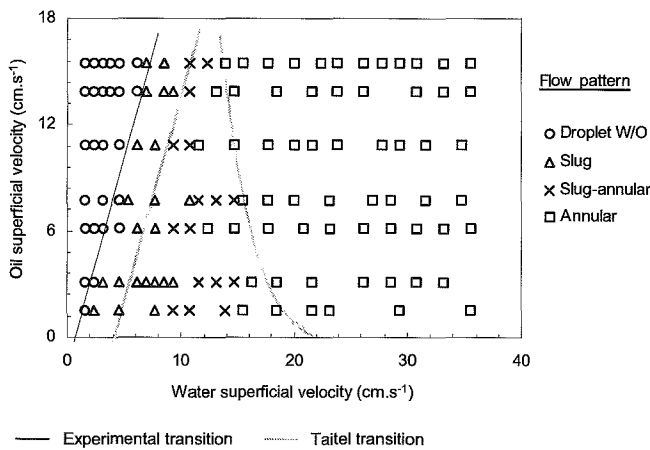


Figure 4a: Flow pattern transitions: microchannel initially saturated with oil.

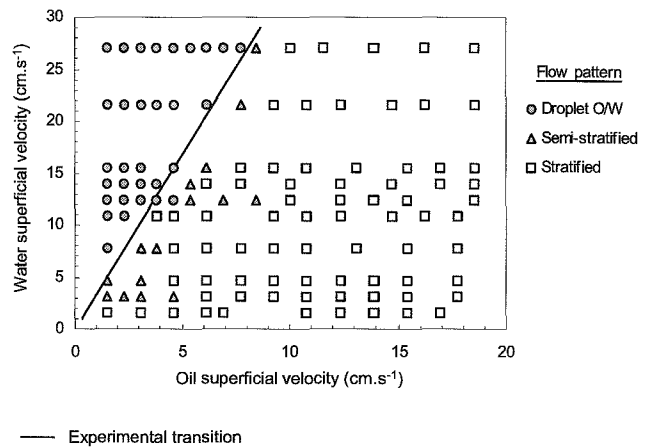


Figure 4b: Flow pattern transitions: microchannel initially saturated with water.

6.3 Two-phase pressure drops

The measured pressure drops are presented as a function of water superficial velocity and oil superficial velocity in Figs. 5a and 5b with the corresponding flow patterns. Figure 5a shows the pressure drops obtained in the case where the microchannel is initially saturated with oil. Different curves were obtained. Each curve represents an individual experiment in which the oil flow rate was held constant and the water flow rate was increased. Figure 5a shows the effect of increasing the water superficial velocity on the pressure drop. At low water superficial velocity, a gradual increase in pressure drop when the water superficial velocity increases is observed. This increase in pressure drop takes place in the case where the water flows as dispersed droplets in a continuous oil medium. In this range, the pressure drop is higher than the pressure drop of the oil single-phase flow at the same superficial velocity. When the water flow rate increases, the pressure drop of the two-phase flow of oil and water decreases to a minimal value. This minimal value is fourteen times higher than a single water flow with a superficial velocity of the mixture  $V_w + V_o$ . This reduction is possibly due to a reduction of the oil-water mixture viscosity.

As it was mentioned by Charles et al. [26], the pressure drop reduction is caused by the effective viscosity reduction of the water-in-oil emulsion at high water contents below the viscosity of the pure oil.

Figure 5b shows the pressure drops obtained when the microchannel is initially saturated with water. Each curve represents an individual experiment in which the water flow rate was held constant and the oil flow rate was increased. For a given water superficial velocity, the increase of the oil superficial velocity increases the pressure drop. The pressure drop is almost a linear function of the oil superficial velocity. Note that there is no strong pressure gradient variation when the flow structure changes. Note that the pressure drop of two-phase flow of oil and water is less than the pressure drop

of the oil-single phase flow and higher than that obtained with water-single phase flow.

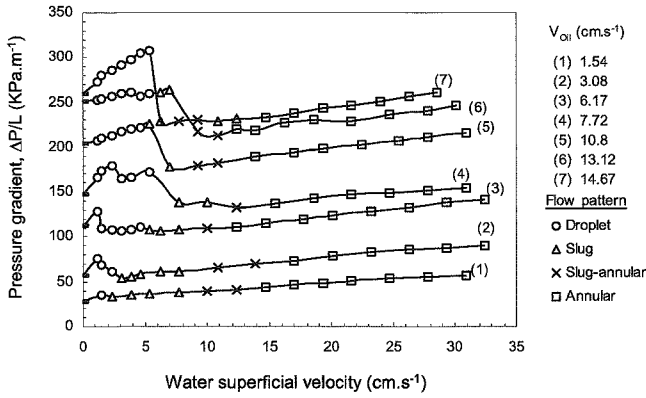


Figure 5a: Two-phase pressure gradient versus water superficial velocity. Microchannel initially saturated with oil.

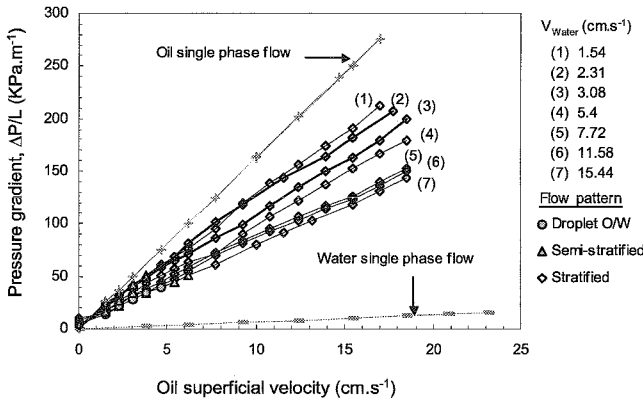


Figure 5b: Two-phase pressure gradient versus oil superficial velocity. Microchannel initially saturated with water.

## 6.4 Interpretation

### 6.4.1. Lockhart-Martinelli model

The plot of  $\phi_{Water}$  versus  $\chi$  is shown in Figs. 6a and 6b. A linear relationship between  $\phi_{Water}$  and  $\chi$  exists:

$$\phi_{Water} = 1 + C\chi + \alpha\chi^2 \quad (16)$$

The value of C depends on the flow pattern. Table 2 represents different values of C and  $\alpha$  as function of the flow regime.

This relationship is similar to the empirical Lockhart-Martinelli correlation for two-phase air-water flow:

$$\phi_{Gas}^2 = 1 + C\chi + \chi^2 \quad (17)$$

where the parameter C depends on the flow regime.

However, values of C obtained in the experiments performed by Lockhart and Martinelli with liquid and gas are different from the present values of C.

Comparison of Fig. 6a and 6b shows that for the same Lockhart-Martinelli parameter the water multiplier is higher in the case where the microchannel is initially saturated with oil. This is due to the decrease of the frictional resistance when the water is in contact with the microchannel wall instead of oil.

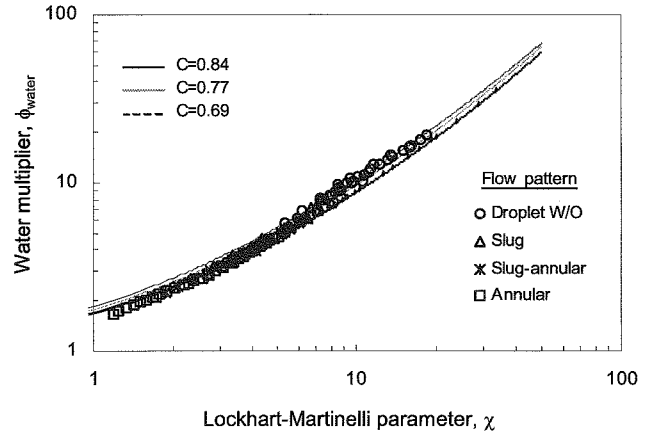


Figure 6a: Lockhart-Martinelli model: relationship between water friction multiplier and Lockhart-Martinelli parameter: microchannel initially saturated with oil.

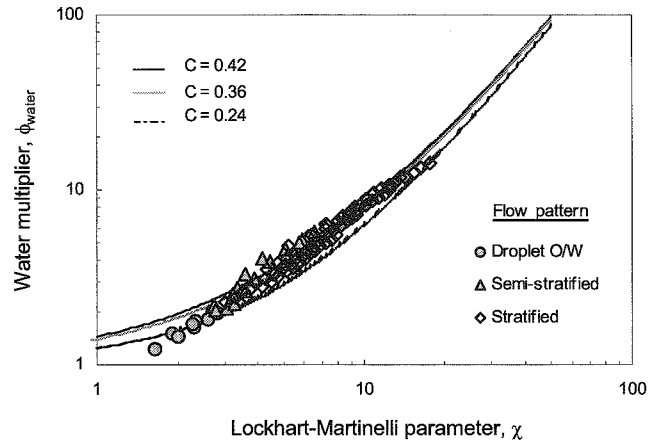


Figure 6b: Lockhart-Martinelli model: relationship between water friction multiplier and Lockhart-Martinelli parameter: microchannel initially saturated with water.

Table2: Value of C and  $\alpha$  according to flow patterns.

Flow patterns	Microchannel initially saturated with oil				Microchannel initially saturated with water		
	Droplet W/O	Slug	Slug-annular	Annular	Droplet O/W	Semi-stratified	Stratified
C	0.84	0.77	0.69		0.23	0.42	0.37
$\alpha$	0.01				0.03		

#### 6.4.2. Homogeneous flow model

The plot of  $\lambda_m$  versus  $Re_m$  is shown in Figs. 7a for data obtained with the microchannel initially saturated with oil. The value of  $\lambda_m$  and  $Re_m$  were calculated using the viscosity model given by Dukler et al. [23]. The curves of Eq. (14) is also plotted in Fig. 7a. There is a good agreement between the experimental data and the homogeneous model (Eq. 14). For the experimental results obtained with the microchannel initially saturated with water (Fig. 7b), the friction factor  $\lambda_m$  is found to be smaller for two-phase flow than for single-phase flow. A rough estimate of the pressure drop can be calculated using the mean line drawn through all the experimental points:

$$\lambda_m = \frac{59.5}{Re^{1.26}} \quad (18)$$

Comparison of Fig. 7a and 7b shows that for the same two-phase Reynolds number the two-phase friction factor is higher in the case where the microchannel is initially saturated with oil.

In order to evaluate the accuracy of the used two-phase viscosity correlations, the values of the absolute average error and the standard deviation are shown in Table 3. From those data, the Dukler [23] model seems to be the most adequate.

Mean absolute average error:

$$\langle e_Y \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{Y_{exp,i} - Y_{calc,i}}{Y_{exp,i}} \right| \quad (19)$$

Standard deviation :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left( \left| \frac{Y_{exp,i} - Y_{calc,i}}{Y_{exp,i}} \right| - \langle e_Y \rangle \right)^2} \quad (20)$$

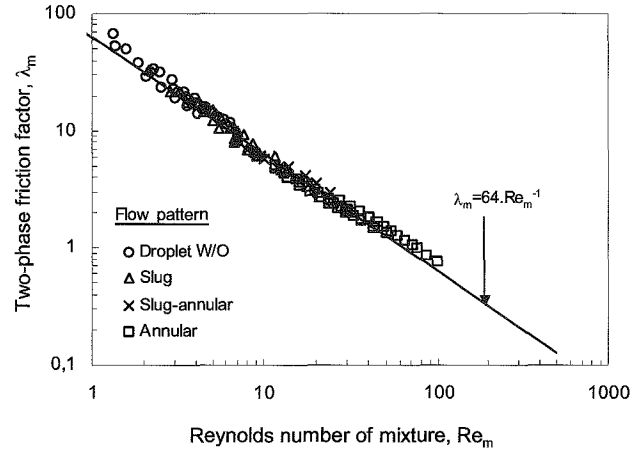


Figure 7a: Two-phase friction factor and two-phase Reynolds number relationship: microchannel initially saturated with oil.

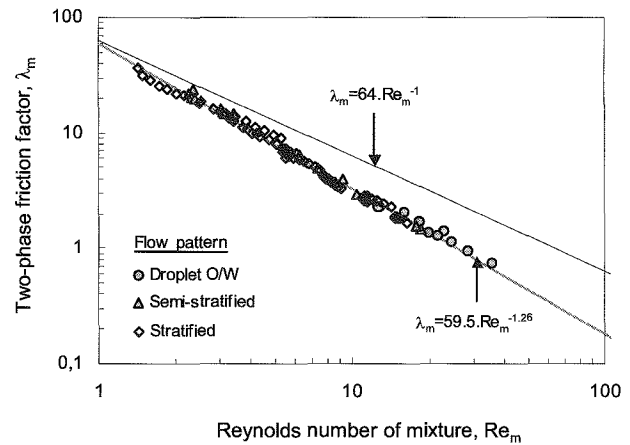


Figure 7b: Two-phase friction factor and two-phase Reynolds number relationship: microchannel initially saturated with water.

Table 3: Percentage mean absolute average error and standard deviation for pressure drop values comparison with various viscosity correlations.

	Dukler [23]	Cicchitti et al. [22]	Mc Adams [21]	Lin et al. [24]
$\langle e_Y \rangle$	9.48	10.94	82.55	77.69
$\sigma$	4.94	7.47	5.56	7.96

## 7 Conclusions

Two-phase oil-water flow experiments were conducted in a horizontal microchannel. Two series of experiments were performed. The first one was performed with a microchannel initially saturated with a constant oil flow rate. The second series of experiments was performed with a microchannel initially saturated with a constant water flow rate. The results of the experiments support the following conclusions:

1) By varying the flow rates of each fluid, different flow structures are observed:

- For the microchannel initially saturated with oil: droplet W/O, slug, slug-annular and annular.

- For the microchannel initially saturated with water: droplet O/W, semi-stratified and stratified.

The flow structures observed in these two experiments are different.

2) The Lockhart-Martinelli model gives a good fit for pressure drops measurements against Martinelli parameter in the two cases.

3) Considering the two fluids flowing in the microchannel as a single phase with average properties, the appropriate friction factor and Reynolds number of the mixture are calculated. This model allows to predict correctly only the results obtained with the microchannel initially saturated with oil.

## References

- [1] Russell T.W.F., Charles M.E., 1959, "The effect of the less viscous liquid in the laminar flow of two immiscible liquids," *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, February.
- [2] Brauner N., 1991, "Two phase liquid-liquid annular flow," *International Journal of Multiphase Flow*, Vol 17, No. 1, pp 59-76.
- [3] Chernikin V.I., Trudi Mck. *Neft in-ta* 17, 101 (1956).
- [4] Wang L.P., Carey V.P., Greif R. and Abdollahian D., 1990. *International Journal of Multiphase Flow* Vol. 16, No.3, pp. 407-419.
- [5] Joseph D.D., Bannwart A.C. and Liu Y.J., 1996, "Stability of annular flow and slugging," *International Journal of Multiphase Flow* Vol.22, No.6, pp. 1247-1254.
- [6] Rovinsky J., Brauner N. and Moalem Maron D., 1997, "Analytical solution for laminar two-phase flow in a fully eccentric core-annular configuration," *International Journal of Multiphase Flow* Vol.23, No.3, pp. 523-543.
- [7] Bannwart A.C., 1998, "Wavespeed and volumetric fraction in core annular flow". *International Journal of Multiphase Flow* 24, 961-974.
- [8] Bannwart A.C., 2001, "Modeling aspects of oil-water core-annular flows," *International Journal of Multiphase Flow* 32, 127-143.
- [9] Beretta A., Ferrari P., Galbiati L., Andreini P.A., 1997, "Horizontal oil-water flow in small diameter tubes. Flow patterns," *Int. Comm. Heat Mass. Transfer*. Vol. 24, No. 2, pp. 223-229.
- [10] Beretta A., Ferrari P., Galbiati L., Andreini P.A., 1997, "Horizontal oil-water flow in small diameter tubes. Pressure drop," *Int. Comm. Heat Mass. Transfer*. Vol. 24, No. 2, pp. 231-239.
- [11] Gao Hui, Gu Han-Yang, Guo Lie-Jin, 2003, "Numerical study of stratified oil-water two-phase turbulent flow in a horizontal tube," *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, 749-754.
- [12] Angeli P., Hewitt G.F., 1998, "Pressure gradient in horizontal liquid-liquid flows," *International Journal of Multiphase Flow* 24, 1183-1203.
- [13] Angeli P., Hewitt G.F., 2000, "Flow structure in horizontal oil-water flow," *International Journal of Multiphase Flow* 26, 1117-1140.
- [14] Sanchez, L.E., Zakin, J.L., 1994, "Transport of viscous crudes as concentration oil-in-water emulsions," *Ind. Engng Chem. Res.* 33, 3256-3261.
- [15] Pal, R., 1993, "Pipeline flow of unstable and surfactant-stabilized emulsions," *AIChE J.* 39, 1754-1764.
- [16] Nädler M., Mewes D., 1997, "Flow induced emulsification in the flow of two immiscible liquids in horizontal pipes," *International Journal of Multiphase Flow* 23, 55-68.
- [17] Fujii T., Ohta J., Nakazawa T., and Morimoto o., 1994, "The behavior of an immiscible equal-density liquid-liquid two-phase flow in a horizontal tube," *JSME International Journal, Series B*, vol., 37, No. 1.
- [18] Lockhart, R. W., and Martinelli, R. C. (1949), "Proposed correlations of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipe," *Chem. Eng. Prog.* 45, 39-49.
- [19] Wong T.N., Ooi K.T., 1995, "Refrigerant flow in capillary tube: an assessment of two-phase viscosity correlations on model prediction," *International Communications in Heat & Mass transfer*, 22/4, 595-604.
- [20] Kawahara A., Chung P.M.-Y., Kawaji M., 2002, "Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in microchannel," *International Journal of Multiphase Flow* 28, 1411-1435.
- [21] Mc Adams, W.H., 1954, *Heat transmission*, third ed. McGraw-Hill, New York.
- [22] Cicchitti A., Lombardi C., Silvestri M., Soldaini G., Zavalluilli R., 1960, "Two-phase cooling experiments-pressure drop, heat transfert and burnout measurement," *Energia Nucl.* 7 (6), 407-425.
- [23] Dukler, A.E., Wicks III, M., Cleveland, R.G., 1964, "Pressure drop and hold-up in two-phase flow," *AIChEJ.* 10(1), 38-51.
- [24] Lin, S., Kwok, C.C.K., Li, R.Y., Chen, Z.H., Chen, Z.Y., 1991, "Local frictional pressure drop during vaporization for R-12 through capillary

tubes," International Journal of Multiphase Flow 17, 95-102.

[25] Taitel Y., Dukler A.E., 1977, "Flow regime transitions for vertical upward gas-liquid flow: A preliminary approach through physical modelling," AIChE 70<sup>th</sup> Annual Meet., New York, Session on Fundamental Research in Fluid Mechanics.

[26] Charles M.E., Govier G.W., Hodgson G.W., 1961, "The horizontal pipeline flow of equal density oil-water mixtures," The Canadian Journal of Chemical Engineering, February.





## Conclusions générales et perspectives

Une nouvelle méthode permettant la détermination de l'angle de contact est présentée dans la première partie de ce travail. Les valeurs d'angles de contact obtenues par le microscope confocal à balayage laser à partir du modèle en 3D sont comparées avec celles obtenues à partir de la méthode conventionnelle du goniomètre. Pour les différents systèmes air-liquide-solide étudiés, les deux méthodes sont en accord pour des angles de contact allant de  $0^\circ$  à  $82^\circ$ .

La modélisation en 3D de la géométrie de la goutte, obtenue à partir des images CSLM, donne d'autres informations supplémentaires comme la mise en évidence d'une distribution hétérogène des fluorochromes au sein de la goutte, ce qui conduit à s'interroger sur la notion de l'angle de contact dans le cas des liquides à composition chimique complexe comme les hydrocarbures. Dans ce dernier cas, la surface du solide peut avoir une attirance différente envers les différentes espèces chimiques composant la goutte. Les images CSLM peuvent être acquises en mode fluorescent ou par réflexion. Dans le cas de systèmes non auto-fluorescents l'adjonction de marqueurs solubles fluorescents a démontré la faisabilité de cette approche. Toutefois, il reste à en démontrer les limites en étudiant la variation de l'angle de contact en fonction du taux de fluorochromes ajoutés. Peut-on rendre un liquide fluorescent sans modifier sa valeur caractéristique d'angle vis-à-vis d'une surface solide considérée ?

La modélisation géométrique en 3D de la goutte permet également d'étudier la distribution locale des angles de contact autour de la goutte de liquide, et donc de détecter l'hétérogénéité locale d'une surface plane solide. Cette technique de haute résolution spatiale permet de quantifier les angles de contact à l'échelle du micromètre. Cette résolution d'atteindre la géométrie du point de contact avec une précision rarement atteinte et ouvre une

nouvelle voie afin de comprendre les mécanismes d'adhésion de fluides sur des substrats solides.

La différence d'échelle entre la mesure par CSLM et goniomètre montre que des erreurs de mesures d'angle existent et que la "valeur caractéristique" d'un angle de contact n'est valable qu'à l'échelle du phénomène étudié.

Il faut souligner que la technique de CSLM ne peut être utilisée actuellement que dans les conditions de température et de pression ambiantes. Ce qui ne permet donc pas d'étudier les angles de contact dans les conditions d'un réservoir géologique naturel par exemple.

Dans la deuxième partie, une étude expérimentale des écoulements diphasiques horizontaux en microcanaux a été réalisée. Deux types d'écoulements diphasiques ont été étudiés :

- liquide-gaz (eau-air, huile-air et huile-CO<sub>2</sub>),
- liquide-liquide (huile-eau).

Les microcanaux ont été réalisés à partir de matière transparente, le verre et le quartz, afin d'analyser l'effet de la mouillabilité et de la géométrie de la section du microcanal sur les pertes de pression et les configurations d'écoulement.

Pour chaque expérience, la perte de pression a été mesurée en régime stationnaire et les configurations ont été identifiées qualitativement et quantitativement (dans le cas de l'écoulement liquide-liquide).

Les résultats expérimentaux ont été analysés à partir des approches développées pour décrire les écoulements liquide-gaz en conduites de large diamètre : le modèle homogène et l'approche de Lockhart-Martinelli. Ces résultats montrent à la fois une différence de comportement entre les écoulements eau-air et huile-air ainsi qu'entre les écoulements liquide-liquide et liquide-gaz.

### **Écoulements liquide-gaz**

Les écoulements diphasiques eau-air, huile-air et huile-CO<sub>2</sub> sont caractérisés par plusieurs configurations d'écoulements (bulles, poches, poches-annulaire et annulaire). Elles dépendent des vitesses débitantes des deux fluides et de leurs propriétés physiques. Le travail réalisé a permis de mettre en évidence l'effet des propriétés physiques des fluides sur les configurations d'écoulements liquide-gaz dans les microcanaux. Cet effet se manifeste au

niveau de l'épaisseur du liquide entourant les poches de gaz et au niveau de la configuration annulaire. Ces résultats sont conformes à ceux obtenus dans le cas des larges canaux. Les transitions entre les différentes configurations sont approximativement prédites par certains modèles de la littérature, mais le degré de prédiction dépend des propriétés physiques des fluides. Cependant, une analyse des transitions entre les différentes configurations d'écoulement tenant compte des propriétés physiques des fluides est nécessaire dans le cas des microcanaux.

Les mesures de pertes de pression montrent que leurs évolutions en fonction des vitesses débitantes sont affectées par la topologie des interfaces entre les deux fluides. En effet, une diminution de la perte de pression est marquée pendant la transition entre les configurations à poches et annulaire.

En considérant l'écoulement liquide-gaz comme celui d'un fluide homogène ayant des propriétés physiques équivalentes ( $\rho_m$ ,  $\mu_m$ ) les résultats peuvent s'interpréter à partir du modèle homogène. Certains modèles de la littérature permettent de modéliser correctement la viscosité équivalente du mélange.

Les corrélations de type Lockhart-Martinelli ont pu être calibrées en utilisant des expressions simples en loi polynomiales du paramètre de Martinelli, pour les configurations à bulles, à poches et poches-annulaire. Ceci conduit à des prédictions des pertes de pression à environ 10 % près par rapport aux grandeurs mesurées, ce qui peut être considéré comme satisfaisant d'un point de vue pratique. En revanche, pour les configurations semi-annulaire et annulaire, les résultats expérimentaux ont montré que les multiplicateurs de phases dépendent de la vitesse débitante du liquide. La prise en compte de cette grandeur dans les corrélations, à travers le nombre de Reynolds du liquide, permet (après une calibration) de prédire la perte de pression avec une précision d'environ 7 %. Des investigations plus nombreuses avec des systèmes fluides à propriétés physiques contrastées permettraient l'établissement de corrélations plus prédictives pour chaque configuration d'écoulement.

## **Écoulements liquide-liquide**

Les expériences réalisées en écoulement huile-eau ont montré une forte influence du liquide mouillant le microcanal sur la perte de pression.

- Pour les microcanaux initialement saturés en huile, les principales configurations d'écoulement identifiées sont : à gouttes, à poches, à poches-annulaire et annulaire. Les

mesures des pertes de pression ont montré une évolution, en fonction des vitesses débitantes des liquides, qui dépend des configurations d'écoulement. En effet, contrairement à la plupart des études réalisées dans des larges canaux, une augmentation de la perte de pression est observée dans le cas de la configuration à gouttes (gouttes d'eau dans l'huile). Dans la gamme de vitesses débitantes étudiées, les transitions entre les différentes configurations d'écoulement peuvent être prédites par certains modèles proposés pour les écoulements liquide-gaz, notamment celui de Taitel et Dukler (1977).

En considérant les deux liquides comme un fluide homogène ayant des propriétés physiques équivalentes ( $\rho_m$ ,  $\mu_m$ ), certains modèles de la littérature (Dukler et al. 1964, Cicchitti et al. 1960) permettent de modéliser correctement la viscosité équivalente du mélange, ce qui rend ce modèle prédictif à environ 10 %.

D'autre part, la perte de pression diphasique est proportionnelle à la perte de pression monophasique. Cependant, le coefficient de proportionnalité,  $\phi_{\text{eau}}$ , dépend du paramètre de Martinelli  $\chi$  et de la configuration d'écoulement.

- Pour les microcanaux initialement saturés en eau, l'écoulement huile-eau est caractérisé par plusieurs configurations (à gouttes, à poches, semi-stratifié et stratifié) qui dépendent des vitesses débitantes des deux liquides. Les mesures de pertes de pression montrent que l'augmentation de la vitesse débitante du liquide le plus visqueux (l'huile) a pour conséquence une croissance de la perte de pression quelle que soit la configuration d'écoulement. Dans la gamme de débits étudiés la perte de pression diphasique est inférieure à la perte de pression monophasique huile.

Contrairement au cas des microcanaux initialement saturés en huile, le modèle homogène ne permet pas de décrire les pertes de pression expérimentales. En effet, aucun modèle dans la littérature ne permet de modéliser la viscosité équivalente du mélange. Cependant, la perte de pression est proportionnelle à la perte de pression monophasique, avec un coefficient de proportionnalité ( $\phi_{\text{eau}}$ ) qui dépend du paramètre de Martinelli  $\chi$  et de la configuration d'écoulement.

La comparaison des pertes de pression, obtenues en écoulement liquide-liquide, dans les deux cas de figure étudiés montre que : pour une même fraction volumique d'huile, la perte de pression diphasique est plus élevée dans le cas du milieu initialement saturé en huile, ce qui met en évidence l'influence de la nature du liquide mouillant sur la perte de pression.

Pour un milieu initialement saturé en huile, la différence entre l'injection d'eau et d'air comme le deuxième fluide est illustrée sur la figure 1-a pour le microcanal en quartz. Pour un rapport de vitesse débitante du fluide le moins visqueux (eau ou air) sur la vitesse débitante d'huile ( $V_{\text{fluide}}/V_{\text{huile}}$ ) compris entre 1 et 6, le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique huile (multiplicateur de l'huile) est pratiquement le même. Pour un rapport des vitesses débitantes plus élevé, le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique huile est plus important dans le cas d'un écoulement huile-eau.

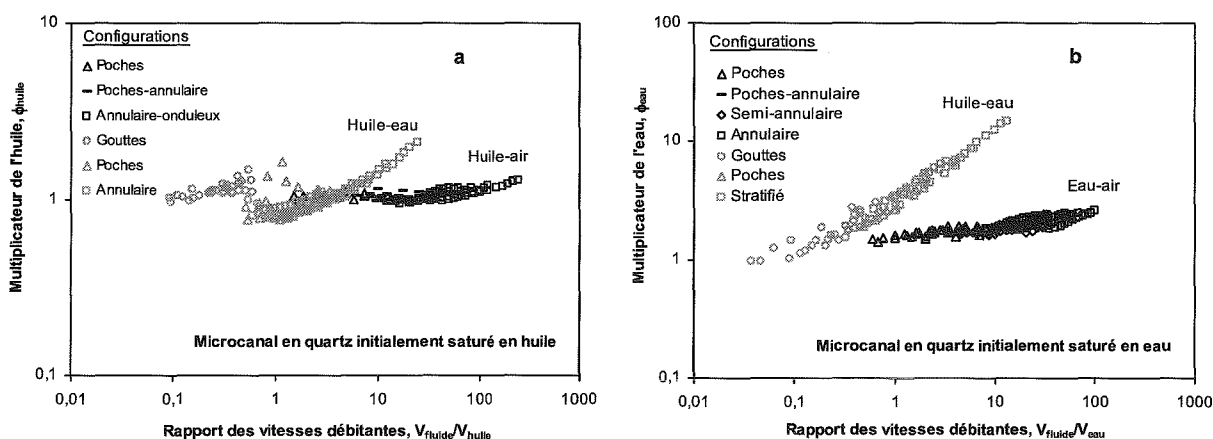


Figure 1 : Comparaison des pertes de pression dans le cas des écoulements liquide-liquide et liquide-gaz.

Pour un milieu initialement saturé en eau, la figure 1-b montre la différence entre l'injection d'un deuxième fluide moins visqueux (air) et d'un deuxième fluide plus visqueux (huile). Pour un rapport de vitesses débitantes ( $V_{\text{fluide}}/V_{\text{eau}}$ ) donné, l'ajout d'un fluide plus visqueux ne fait qu'augmenter le rapport de la perte de pression diphasique sur la perte de pression monophasique eau. Ce rapport croît de manière quasi-linéaire en fonction du rapport des vitesses débitantes ( $V_{\text{huile}}/V_{\text{eau}}$ ) avec une pente beaucoup plus prononcée que lorsqu'on ajoute un fluide moins visqueux (l'air).

La transposition des résultats de nos expériences à des systèmes industriels ou naturels nous conduit à envisager deux milieux spécifiques.

- l'écoulement en conduite pour lequel les vitesses débitantes de fluides sont contrôlées,
- l'écoulement en milieu poreux complexe (sol, roche) généré par un gradient de pression.

Dans le cas de l'écoulement en conduite, en choisissant une configuration d'écoulement spécifique (la configuration à poches dans le cas du couple liquide-liquide et configuration à poches-annulaire dans le cas du couple liquide-gaz) on minimise les pertes de pression et donc l'énergie requise.

Dans le cas de l'écoulement en milieu naturel poreux complexe, nos expériences ne sont pas directement transposables. Il est nécessaire d'envisager des simulations en milieux complexes équivalents bidimensionnels à microcanaux de différentes ouvertures et de mouillabilités variables.

Dans les conditions d'un réservoir naturel, certains fluides à l'état critique se situent entre la phase liquide et gazeuse, la modélisation de ce type d'écoulement nécessite donc à la fois la maîtrise de la physique des écoulements liquide-liquide et liquide-gaz. Dans certaines conditions, comme le montre la figure 1-a, ces deux types d'écoulements peuvent se rejoindre. Toutefois, la nature du liquide mouillant le milieu joue un rôle déterminant.

Enfin, la modélisation des écoulements fluides en milieux géologiques doit prendre en compte les températures et pressions élevées des réservoirs de fluides. Il est donc nécessaire d'envisager la réalisation de micromodèles à pression et température contrôlées proches des conditions naturelles.

## Références générales

- Abdobaal, S. (2002). Etude des écoulements diphasiques en milieux poreux. Ecoulement liquide-gaz et liquide-liquide à forts débits. Thèse de Doctorat, Inst. Nat. Ply. Lorraine, France.
- Acosta, R. E., Buller, R. H., Tobias, C. W. (1985). Transport processes in narrow (capillary) channels. *AIChE J.* 81, 473-482.
- Adamson, A. W.; Schirley, F. P., Kunichika, K., T. (1970). *J. Colloid Interface Sci.*, 34, 461.
- Adamson, A. W. (1982; 1990). *Physical Chemistry of Surfaces*, Wiley-Interscience, New York.
- Adamson, A. W., Gast, A.P (1997). *Physical Chemistry of Surfaces*, 6th ed., John Wiley & Sons, New York, 784 pp.
- Akbar, M. K., Plummer, D. A., Ghiaasiaan, S. M. (2003). On gas-liquid two-phase flow regimes in microchannels. *Int. J. Multiphase Flow* 29, 855-865.
- Amott, E. (1959). Observations relating the wettability of porous rocks. *Petroleum Transactions of the AIME* 216 (1959), 156-162.
- Angeli P., Hewitt G. F. (1998). Pressure gradient in horizontal liquid-liquid flows. *Int. J. Multiphase Flow* 24, 1183-1203.
- Angeli P., Hewitt G. F. (2000). Flow structure in horizontal oil-water flow. *Int. J. Multiphase Flow* 26, 1117-1140.
- Baker, O. (1954). Simultaneous flow of oil and gas. *Oil Gas J.* 53, 185-190.
- Bannwart A. C. (1998). Wavespeed and volumetric fraction in core annular flow. *Int. J. Multiphase Flow* 24, 961-974.
- Bannwart A. C. (2001). Modeling aspects of oil-water core-annular flows. *Int. J. Multiphase Flow* 32, 127-143.
- Barajas, A. M., Panton, R. L. (1993). The effect of contact angle on two-phase flow in capillary tubes; *Int. J. Multiphase Flow* 19, 337-346.

- Barnea, D., Luninski, Y., Taitel, Y. (1983). Flow in small diameter pipes. *Can J. Chem. Engng.* 61, 617-620.
- Bartell, F. E., Whitney, C. E. (1934). *J. Phys. Chem.* 326, 3115.
- Beattie, D. R. H., Whalley, P. B. (1982). A simple two-phase frictional pressure drop calculated method. *Int. J. Multiphase Flow*, 8, 83-87.
- Bendiksen. (1985). On the motion of long bubbles in vertical tubes. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 11, No. 6, 797-812.
- Beretta A., Ferrari P., Galbiati L., Andreini P. A. (1997-a). Horizontal oil-water flow in small diameter tubes. Flow patterns. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, No. 2, pp. 223-229.
- Beretta A., Ferrari P., Galbiati L., Andreini P. A. (1997-b). Horizontal oil-water flow in small diameter tubes. Pressure drop. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, No. 2, pp. 231-239.
- Berk, D. et Evans, E. (1991). *Biophys. J.* 59, 861.
- Bikerman, J. J. (1941). *Ind. Eng. Chem., Anal. Ed.*, 13, 443.
- Brauner N. (1991). Two-phase liquide-liquide annular flow. *Int. J. Multiphase Flow* Vol. 17, No. 1, pp. 59-76.
- Brauner N., Moalem Maron D. (1989). Two-phase liquid-liquid stratified flow. *PCH PhysicoChemical Hydrodynamics*, Vol. 11, No. 4, pp. 487-506.
- Brauner, N., Moalem-Maron, D. (1992). Identification of the small diameter conduits, regarding two-phase flow pattern transition. *Int. Commun. Heat Mass Transfer* 19, 29-39.
- Briant J., Tenebre L. (1989). Généralité sur les phénomènes de surface Phénomènes d'interface – Agent de surface – Principe et modèle d'action. J. Briant, Ed. Technip, Paris, 1-38.
- Briant, J., Cuiec, L. (1971). In proceeding of the 4<sup>th</sup> ARTEP symposium, Rueil Malmaison, June 7-9, 1971, Edition Technip, Paris.
- Charles M. E., Govier G. W., Hodgson G. W. (1961). The horizontal pipeline flow of equal density oil-water mixtures. *Can. J. Chem. Engng*, February.
- Charles M. E., Lilleht, L. U. (1965). Co-current stratified laminar flow of two immiscible liquids in rectangular conduit. *Can. J. Chem.. Engng* 43, 110.
- Charles, M. E. (1960). The reduction of pressure drop gradients in oil pipelines: experimental results for stratified flow of heavy crude oil and water. *Can. Ist. Min. Metal. Trans.* 63, 306.
- Chaudhury, M. K. (1984). Short-rang and Long-rang Forces in Colloidal and Macroscopic Systems, Thèse, Ph.D, SUNY, Buffalo.
- Chen, I. Y., Yang, K.-S., Wang, C.-C. (2002). An empirical correlation for two-phase frictional performance in small diameter tubes. *Int. J. Multiphase Flow* 45, 3667-3671.
- Chen, I. Y., Yang, K.-S., Chang, Y.-J., Wang, C.-C. (2001). Two-phase pressure drop of air-water and R-410A in small horizontal tubes. *Int. J. Multiphase Flow* 27, 1293-1299.



- Chernikin V. I., Trudi Mck. Neft in-ta 17, 101 (1956).
- Chisholm, D. A. (1967). A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow. *Int. J. heat Mass Transfer* 10, 1767-1778.
- Chisholm, D. A. (1973). Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixture in smooth tubes and channels. *Int. J. Heat Mass Transfer* 16, 347-358.
- Chisholm, D., Laird, A. D. K. (1958). Two-phase flow in rough tubes. *Trans. ASME* 80, 276-283.
- Chung, P.M.-Y., Kawaji, M. (2004). The effect of channel diameter on adiabatic two-phase flow characteristics in microchannels. *Int. J. Multiphase Flow*, 30, 735-761.
- Cicchitti A., Lombardi C., Silvestri M., Soldaini G., Zavalluilli R. (1960). Two-phase cooling experiments-pressure drop, heat transfer and burnout measurement. *Energia Nucl.* 7 (6), 407-425.
- Coleman, J. W., Garimella, S. (1999). Characteristics of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes. *Int. J. Heat Mass Transfer* 42, 2869-2881.
- Collier, J. G., Thome, J. R. (1994). *Convective Boiling and Condensation*. Clarendon Press, Oxford, England.
- Collins, R. (1978). The motion of a large bubble rising through liquid flowing in a tube. *J. Fluid. Mech.*, Vol. 89, 497-514.
- Craig F. F. Jr. (1971). *The Reservoir Engineering Aspects of Water-flooding*. Society of Petroleum Engineers, Dallas, USA.
- Damianides, C. A., Westwater, J. W. (1988). Two-phase patterns in a compact heat exchanger and in small tubes. In: *Proc. Second UK National Conf. On Heat Transfer*, Glasgow, 14-16 September. Mechanical Engineering Publications, London, pp. 1257-1268.
- Davies, Taylor. (1950). The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through in tubes. *J. Proc. Roy. Soc.* Vol. 200A, P. 375-390.
- Delhaye, Collier, Hewitt, Mayinger, Bergles (1981). *Two-phase flow and heat transfer in the process and power industries*. Hemisphere Publishing Corporation, Edition McGraw-Hill, New York.
- Donaldson E. C, and Thomas R. D. (1971). Microscopic of oil displacement in water-wet and oil-wet systems . SPE paper 3555 presented at the 1971 SPE Annual Meeting, New-Orleans (Oct. 3-6).
- Dukler, A. E., Wicks, M., Cleveland, R. G. (1964). Pressure drop and hold-up in two-phase flow. *AIChE J.* 10(1), 38-51.
- Dumitriscu. (1943). Stromung an einer Luftblase in senkrechten Rohr. *J.Z. Angew. Math.Mech.* vol.23, part.3, p. 139.
- Dunstan, D., White, L. R. (1986). *J. Colloid Interface Sci.* 111, 60.
- Dussan, E., B., Chow, R., T., P. (1983). *J. Fluid Mech.*, 137 1.
- Dussan, E., B., Chow, R., T., P. (1985). *J. Fluid Mech.*, 151 1.

- Dussan, E., B., Chow, R., T., P. (1987). *J. Fluid Mech.*, 174 381.
- Ekberg, N. P., Ghiaasiaan, S. M., Abdel-Khalik, S. I. Yoda, M., Jeter, S. M. (1999). Gas-liquid two-phase flow in narrow horizontal annuli. *Nucl. Eng. Design*, 192, 59-80.
- English, J. N., Kandlikar, S. (2005). An experimental investigation into the effect of surfactants on air-water two-phase flow in minichannels. *Proceedings of IMMC2005, 3<sup>rd</sup> International Conference on Minichannels and Microchannels*, June 13-15, Toronto, Ontario, Canada. ICMM2005-75110.
- Evans, E., Berk, D., Leung, A., Mohandas, N. (1991). *Biophys. J.* 59, 849.
- Fourar, M. (1992). *Analyse expérimentale et modélisation des écoulements diphasiques en fracture*. Thèse de Doctorat, Inst. Natl. Plytech. de Toulouse, Toulouse, France.
- Fourar, M. and Bories, S. (1995). Experimental study of air-water two-phase flow through a fracture (narrow channel). *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 21, No. 4, 621-637.
- Fourar, M. et Cheze, C. (2002). *Mécanique des milieux continus-Solide déformables et fluides*. Ellipses-Collection TECHNOSUP.
- Friedel, L. (1979). Improved pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow. *3R International* 18, 485-492.
- Fuchs, N. (1930). *Kolloid Z.* 52, 262.
- Fujii T., Ohta J., Nakazawa T., Morimoto O. (1994). The behavior of an immiscible equal-density liquid-liquid two-phase flow in a horizontal tube. *JSME International Journal, Series B*, vol., 37, No. 1.
- Fukano, T., Kariyasaki, A. (1993). Characteristics of gas-liquid two-phase flow in a capillary. *Nucl. Eng. Design* 141, 59-68.
- Fukano, T., Kariyasaki, A., Kagawa, M. (1989). Flow pattern and pressure drop in isothermal gas-liquid concurrent flow in horizontal capillary tube. *Ans Proceedings 1989, National Heat Transfer Conference*. August 6-9, Philadelphia, Pennsylvania.
- Fukano, T., Kariyasaki, A., Ide, H. (2005). Fundamental data on the gas-liquid two-phase flow. *Proceedings of IMMC2005, 3<sup>rd</sup> International Conference on Minichannels and Microchannels*, June 13-15, Toronto, Ontario, Canada. ICMM2005-75084.
- Furukawa, T., Fukano, T. (2001). Effects of liquid viscosity on flow patterns in vertical upward gas-liquid two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 27, 1109-1126.
- Galbiati, L., Andreini, P. (1992). Flow pattern transition for vertical downward two-phase flow in capillary tubes, inlet mixing effects. *Int. Commun. Heat Mass Transfer* 19, 791-799.
- Galbiati, L., Andreini, P. (1994). Flow pattern transition for horizontal air-water flow in capillary tubes. A microgravity "equivalent system" simulation. *Int. Commun. Heat Mass Transfer* 21, 461-468.
- Gao Hui, Gu Han-Yang, Guo Lie-Jin (2003). Numerical study of stratified oil-water two-phase turbulent flow in a horizontal tube. *Int. J. Heat and Mass Transfer* 46, 749-754.
- Grall, V. (2001). *Etude expérimentale d'écoulements diphasiques liquide-gaz en mini-canaux et milieux poreux modèle*. Thèse de Doctorat de l'INPT-Toulouse. France.

- Gray, V., R. (1965). Chemistry and Industry (June 5, 1965).
- Hasihizume, K. (1983). Flow pattern, void fraction and pressure drop refrigerant two-phase flow in a horizontal pipe-I. *Int. J. Multiphase Flow* 9, 399-410.
- Ide, H., Fukano, T. (2005). Experimental research on the correlations of holdup and frictional pressure drop in air-water two-phase flow in a capillary rectangular channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 29, 833-841.
- Ide, H., Matsumura, H., Tanaka, Y., Fukano, T. (1997). Flow patterns and frictional pressure drop in gas-liquid two phase flow in vertical capillary channels with rectangular cross-section. *Trans. JSME*, 63, 452-460.
- Iguchi, M., Terauchi Y. (2001). Boundaries among bubbly and slug flow regimes in air-water two-phase flows in vertical pipe of poor wettability. *Int. J. Multiphase Flow*, 27, 729-735.
- Joseph D. D., Baynwart A. C., Liu Y. J. (1996). Stability of annular flow and slugging. *Int. J. Multiphase Flow* Vol.22, No.6, pp. 1247-1254.
- Kawahara, A., Chung, P. M.-Y., Kawaji M. (2002). Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel. *Int. J. Multiphase Flow*, 28, 1411-1435.
- Ku, C. A., Henry, T. D., Siriwardane, R., Roberts, L. (1985). *J. Colloid Interface Sci.* 106, 377.
- Lee, H. J., Lee, S. Y. (2001). Pressure drop correlations for two-phase flow within horizontal rectangular channels with small heights. *Int. J. Multiphase Flow*, 27, 783-796.
- Lee, J, Mudawar, I. (2005). Two-phase flow in high-heat-flux microchannel heat sink for refrigeration cooling applications: Part I-pressure drop characteristics. *Int J. Heat and Mass Transfer*, 48, 928-940.
- Lin, S., Kwok, C. C. K., Li, R. Y., Chen, Z. H., Chen, Z. Y. (1991). Local frictional pressure drop during vaporization for R-12 through capillary tubes. *Int. J. Multiphase Flow* 17, 95-102.
- Lockhart, R. W., and Martinelli, R. C. (1949). Proposed correlations of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipe. *Chem. Eng. Prog.* 45, 39-49.
- Lowe, D. C., Rezkallah, K. S. (1999). Flow regime identification in microgravity two-phase flow using void fraction signals. *Int. J. Multiphase Flow* 25, 433-457.
- Mandhane, J. M., Gregory, G. A., Aziz, K. (1974). A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes. *Int. J. Multiphas Flow* 1 (4) 537-557.
- Mc Adams, W. H. (1954). Heat transmission, third ed. McGraw-Hill, New York.
- Mikol, E. P. (1963). Adiabatic single and two-phase flow in small bore tubes. *ASHRAE J.* 5, 75-86.
- Miller, N. F. (1941). *J. Phys. Chem.* 45, 1025.
- Mishima, K., Hibiki, T. & Nishihara, H. 1993 Some characteristics of gas-liquid flow in narrow rectangular ducts. *Int. J. Multiphase Flow* 19, 115-124.
- Mishima, K., Hibiki, T., Nishihara, H. (1996). Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes. *Int. J. Multiphase Flow* 22, 703-712.

Morgante, A.-M., Fabre, J. (2005). Two-phase flow in square mini-channels: flow pattern transition. Proceedings of IMMC2005, 3<sup>rd</sup> International Conference on Minichannels and Microchannels, June 13-15, Toronto, Ontario, Canada. ICMM2005-75244.

Morrow N. R. (1991). Introduction to interfacial phenomena in oil recovery. *Interfacial Phenomena in Petroleum Recovery*, Surfactant science series, Ed. Morrow N.R, Marcel Dekker, New-York, vol. 36, cap.1, 1-21.

Nädler M., Mewes D. (1997). Flow induced emulsification in the flow of two immiscible liquids in horizontal pipes. *Int. J. Multiphase Flow* 23, 55-68.

Nicklin, Wilkes, Davidson. (1962). Two-phase flow in vertical tubes. *J. Trans. Instn. Chem. Engrs*, Vol. 40 P. 62-68.

Olson, C. O., Sunden, B. (1994). Pressure drop characteristics of small-sized tubes. ASME Paper No. 94-WA/HT-1.

Ottewill, R., H. (1957). Private communication; see also A. M. Gaudin, *Flotation*, McGraw-Hill, New York, 1957, p. 163.

Oya, T. (1971). Upward liquid flow in small tube into which air streams. (First report, experimental apparatus and flow patterns). *Bull. JSME* 14, 1320-1329.

Perrier Pierre. (2000). *Revue Industries et Techniques*, octobre 2000.

Pétrissans M., Thèse de Doctorat (1996). Etude de la mouillabilité dans les contacteurs liquide-liquide. Institut National Polytechnique de Toulouse, France.

Pironon J. (2003). Petroleum and Aqueous Inclusions - Cantarell Oil Field – Mexico. Rapport CREGU, Nov. 2003, 61 p.

Rao D. N. (2002). Measurements of dynamic contact angles in solid-liquid systems at elevated pressures and temperatures. *Journal of Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 206: 203-216.

Raza, S.H., Treiber, L.E., Archer, D.L. (1968). Wettability of Reservoir Rocks and Evaluation. *Production Monthly* (April 1968), 32, n°4, 2-7.

Rezkallah, K. S. (1996). Weber number based flow-pattern maps for liquid-gas flows at microgravity. *Int. J. Multiphase Flow* 22, 1265-1270.

Rovinsky J., Brauner N., Moalem Maron D. (1997). Analytical solution for laminar two-phase flow in a fully eccentric core-annular configuration. *Int. J. Multiphase Flow* Vol.23, No.3, pp. 523-543.

Russell T.W.F., Charles M.E. (1959). The effect of the less viscous liquid in the laminar flow of two immiscible liquids. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, February.

Serizawa, A., Feng, Z., Kawara, Z. (2002). Two-phase flow in microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science* 26, 703-714.

Soliman, M.; Schuster, J. R., Berenson, P. J. (1968). A general heat transfer correlation for annular flow condensation. *J. Heat Transfer* 90, 267-276.

### *Références générales*

---

- Stanley, R. S., Barron, F. F., Ameen, T. A. (1997). Two-phase flow in microchannels. In ASME Microelectromechanical Systems, DSC-Vol. 62/HTD-Vol. 354, pp. 143-152. ASME, New York.
- Sugawara, S., Katsuta, K., Ishihara, I. Muto, T. (1967). Consideration on the pressure loss of two-phase in small-diameter tubes. I Proc. 4<sup>th</sup> Natn. Heat Transfer Symp. Of Japan, pp. 169-172.
- Suo, M., Griffith, P. (1964). Two-phase flow in capillary tubes. J. Basic Eng. 86, 576-582.
- Taitel, T., Dukler, A.E. (1976). A model for predicting flow regime transition in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. AIChE J., Vol. 22-1.
- Taitel, Y., Dukler, A. E. (1976). A theoretical approach to the Lockhart-Martinelli correlation for stratified flow. Int. J. Multiphase Flow 2, 591-595.
- Taitel, Y., Barnea, D., Dukler, A. E. (1980). Modeling flow pattern transition for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. AIChE J., 26, 345-354.
- Thulasidas, T. C., Abraham, M. A., Cerro, R. L. (1997). Flow patterns in liquid slugs during bubble-train flow inside capillaries. Chemical Engineering Science, Vol. 52, No. 17, pp. 2947-2962.
- Tong, W., Bergles, A. E., Jensen, M. K. (1997). Pressure drop with highly subcooled flow boiling in small-diameter tubes. Exp. Thermal Fluid Sci. 15, 202-212.
- Triplett, K. A., Ghiaasiaan, S. M., Abdel-Khalik, S. I., Lemouel, A., McCord, B. N. (1999-b). Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part II: Void fraction and pressure drop. Int. J. Multiphase Flow 25, 395-410.
- Triplett, K. A., Ghiaasiaan, S. M., Abdel-Khalik, S. I., Sadowski, D. L. (1999-a). Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part I: Two-phase flow patterns. Int. J. Multiphase Flow 25, 377-394.
- Troniewski, L.; Ulbrich, R. (1984). Two-phase gas-liquid flow in rectangular channels. Chem. Eng. Sci., 39, 751-765.
- Tung, K. W., Parlange J. Y. (1976). Note on the motion of long bubbles in closed tubes-influence of surface tension. Acta Mech, Vol. 24, 313-317.
- Ungar, K. E., Cornwell, J. D. (1992). Two-phase pressure drop of ammonia in small diameter horizontal tubes. Paper presented at AIAA 17<sup>th</sup> Aerospace Ground testing Conf. Nashville, TN, July 6-8, 1992.
- Van Oss, C. J., Giese, R. F., Li, Z., Murphy, K., Norris, J., Chaudhury, M.K., Good, R.J (1992). J. Adhesion Sci. Tech. 6, 413.
- Wang, L. P., Carey V. P., Greif R., Abdollahian D. (1990). Int. J. Multiphase Flow Vol. 16, No.3, pp. 407-419.
- Wang, C. C., Charles, M. E. (1981). Cocurrent stratified flow of immiscible liquids; velocity distribution and pressure gradient in the laminar-laminar and laminar-turbulent regimes. Can. J. chem.. Engng 59, 669.
- Weisman, J., Duncan, D., Gibson, J., Crawford, T. (1979). Effects of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 5, P. 437-462.

White, L. R. (1982). *J. Colloid Interface Sci.* 90, 536.

Wirth, W., Storp, S., Jacobsen, W. (1991). *Pest. Sci.* 33, 411.

Wong T.N., Ooi K.T. (1995). Refrigerant flow in capillary tube: an assessment of two-phase viscosity correlations on model prediction. *International Communications in Heat and Mass transfer*, 22/4, 595-604.

Yang C.-Y., Sheih, C.-C. (2001). Flow pattern of air-water and two-phase R-134a in small circular tubes. *Int. J. Multiphase Flow.* 27, 1163-1177.

Young, T. (1805). *Phil. Trans. Roy. Soc.* 95, 65.

Yue, J., Chen, G., Yuan, Q. (2004). Pressure of single and two-phase flows through T-type microchannel mixers. *Chemical Engineering Journal*, in press.

Zhang N., Chao D. F., (2002). A new laser shadowgraphy method for measurements of dynamic contact angle and simultaneous flow visualization in a sessile drop. *Optics & Laser Technology.* 34: 234-248.

Zhang, N., Chao, D. F., (2000). Effect of evaporating/condensation on spreading and contact angle of a volatile drop. In: Wang BX, editor. *Heat Transfer science and technology*. Beijing: Higher Education Press, p. 367-72.

Zhang, N., Yang, W J. (1982). Natural convection in evaporating minute drops. *ASME J Heat Transfer.* 104: 656-62.

Zhao, L., Rezkallah, K. S. (1993). Gas-liquid flow patterns at microgravity condition. *Int. J. Multiphase Flow* 19, 751-763.

Zhao, T. S., Bi, Q. C. (2001). Pressure drop characteristics of gas-liquid two-phase flow in vertical miniature triangular channels. *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 44, 2523-2534.

Zisman W. A. (1964). Relation of Equilibrium Contact Angle to Liquid and Solid Constitution, *Advances in Chemistry Series No. 43*, American Chemical Society, Washington DC, 1964 Chapter 1.

Zukoski, E. E. (1966). Influence of viscosity, surface tension and inclination angle on motion of long bubbles in closed tubes. *J. Fluid Mech.*, Vol. 25, 821-837.

# **Annexe**





## Annexe

## Modèles de la viscosité dynamique du mélange

Sur la figure 1 et 2 sont représentés les différents modèles de la viscosité dynamique cités dans le chapitre II.2 (§ 2.2.2.1) respectivement pour le cas d'un écoulement eau-air et huile-eau.

Ces différentes viscosités dynamique du mélange ( $\mu_m$ ) sont tracées en fonction de la fraction volumique du fluide le moins visqueux.

On constate donc que la viscosité du mélange est très variable selon le modèle choisi. Cette variation dépend également des propriétés physiques du couple de fluide considéré.

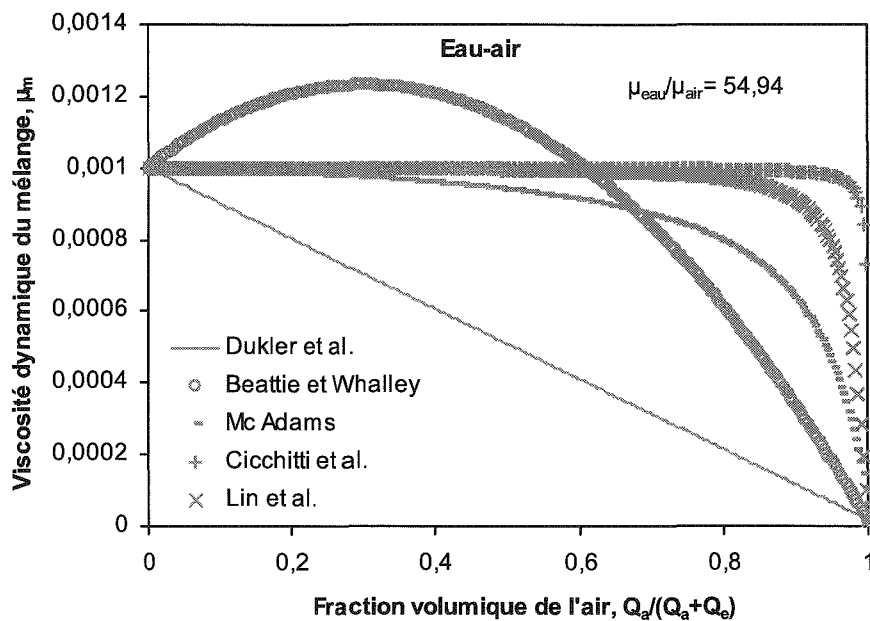


Figure 1 : Viscosité dynamique du mélange eau-air en fonction de la fraction volumique d'air suivant les différents modèles.

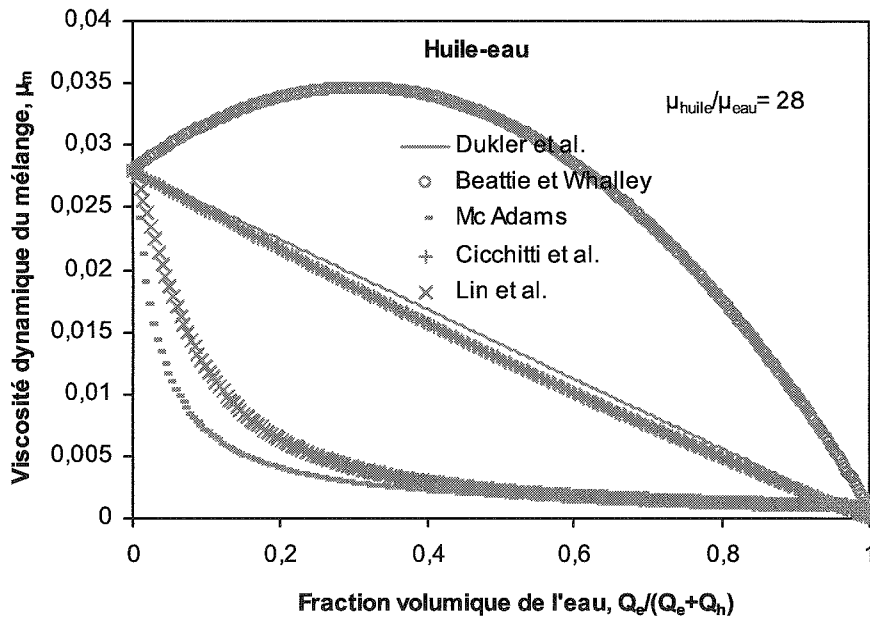


Figure 2 : Viscosité dynamique du mélange huile-eau en fonction de la fraction volumique d'eau suivant les différents modèles.

Pour le cas de l'écoulement huile-eau on remarque que le modèle de la viscosité de Dukler et al. (1964) est proche de celui de Cicchitti et al. (1960), ce que l'on pouvait déjà constater à partir du tableau 5 (Chap. II.4). Ceci est dû à une différence relativement faible entre les masses volumiques d'eau et d'huile ce qui rend donc le titre massique proche de la fraction volumique.

## Modèle annulaire

Le modèle annulaire est établie dans un tube capillaire, de diamètre D, dans lequel les deux fluides sont réparties uniformément : le fluide 1, s'écoule à la paroi tandis que le fluide 2 s'écoule dans la partie centrale.

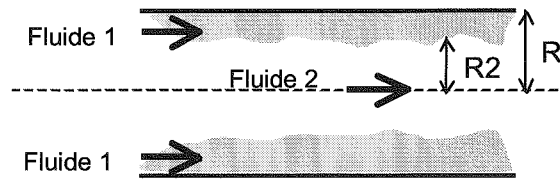


Figure 1 : Configuration annulaire

En résolvant les équations de Navier-stockes pour chaque fluide, en tenant compte de :

- la continuité de la contrainte tangentielle,
- la continuité de la vitesse à l'interface entre es deux fluides.

On obtient :

$$\begin{cases} -\frac{\Delta P}{L} = \frac{8\mu_1}{\pi R^4 S_1^2} Q_1 \\ -\frac{\Delta P}{L} = \frac{8\mu_2}{\pi R^4 \left(2\frac{\mu_2}{\mu_1} S_2 + (1-2\frac{\mu_2}{\mu_1})S_2^2\right)} Q_2 \end{cases} \quad (\text{Eq. 1})$$

où  $S_2 = \frac{R_2^2}{R^2}$  et  $S_1 = 1 - S_2$  représentent la saturation en fluide 1 et 2 respectivement.

$S_1 = 1$  correspond au cas de l'écoulement monophasique du fluide 1. De même,  $S_2 = 1$  ( $S_1 = 0$ ) correspond au cas de l'écoulement monophasique du fluide 2.

Dans le modèle de Lockhart-Martinelli, les multiplicateurs de phases et le paramètre de Martinelli ont été utilisés :

- les multiplicateurs de phases sont définis par :

$$\Phi_1 = \sqrt{\frac{(\Delta P/L)}{(\Delta P/L)_1}} \quad (\text{Eq. 2})$$

$$\Phi_2 = \sqrt{\frac{(\Delta P/L)}{(\Delta P/L)_2}} \quad (\text{Eq. 3})$$

où  $\phi_1$  et  $\phi_2$  sont appelés les multiplicateurs des phases 1 et 2 ;

$(\Delta P/L)$  est la perte de pression mesurée en écoulement diphasique pour des vitesses débitantes  $V_1$  et  $V_2$  données,

$(\Delta P/L)_1$  (respectivement  $(\Delta P/L)_2$ ) est la perte de pression monophasique qui serait obtenue si le fluide 1 (respectivement le fluide 2) s'écoulait seul dans le canal avec la même vitesse débitante  $V_1$  (respectivement  $V_2$ ) qu'en écoulement diphasique.

- le paramètre de Martinelli est défini par :

$$\chi = \frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \sqrt{\frac{(\Delta P/L)_2}{(\Delta P/L)_1}} \quad (\text{Eq. 4})$$

En utilisant la loi de Poiseuille (Eq.1, Chap. II.2), le paramètre de Martinelli peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\chi^2 = \frac{\mu_1 V_1}{\mu_2 V_2} \quad (\text{Eq. 5})$$

A partir des relations 1 et 5, on obtient une relation qui lie  $S_1$  et  $\chi$  :

$$S_1 = \frac{(-2\chi + \mu\chi + \sqrt{\chi^2 \mu^2 + 4})\chi}{2(1 - \chi^2 + \mu\chi^2)} \quad (\text{Eq. 6})$$

Donc :

$$\begin{cases} \phi_1 = \frac{1}{S_1} \\ \phi_2 = \frac{\chi}{S_1} \end{cases} \quad (\text{Eq. 7})$$

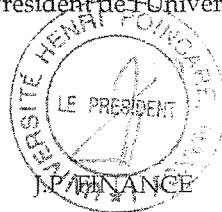
Monsieur SALIM Abdelkader

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ HENRI POINCARÉ, NANCY 1  
en GEOSCIENCES

VU, APPROUVÉ ET PERMIS D'IMPRIMER N° 1165

Nancy, le 17 février 2006

Le Président de l'Université



## RESUME

Cette étude est divisée en deux parties : la première est consacrée à une nouvelle méthode permettant de déterminer l'angle de contact air-liquide-solide ou liquide-liquide-solide. Les valeurs d'angles obtenues par le microscope confocal à balayage laser (CSLM) à partir du modèle en 3D de la goutte montrent un bon accord avec les valeurs qu'on obtient à partir de la méthode conventionnelle du goniomètre. La modélisation géométrique en 3D de la goutte obtenue à partir des images CSLM a permis de mettre en évidence une distribution hétérogène des fluorochromes au sein de la goutte. Elle permet également d'étudier la distribution locale des angles de contact autour de la goutte, et donc de détecter une hétérogénéité locale d'une surface plane solide.

La deuxième partie est consacrée à une étude expérimentale des écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-liquide dans des microcanaux horizontaux. Pour chaque couple de fluides, les pertes de pression ont été mesurées et les configurations d'écoulements ont été identifiées pour une large gamme de nombres de Reynolds. Les cartographies d'écoulements ont été réalisées et comparées avec celles de la littérature. Pour les écoulements liquide-gaz, cette étude a montré l'effet des propriétés physiques des fluides sur les configurations d'écoulements et donc sur les pertes de pression. Pour les écoulements liquide-liquide, les expériences ont été réalisées dans deux cas de figure : microcanaux initialement saturés en huile et microcanaux initialement saturés en eau. Dans la gamme des débits étudiée, on observe une différence des configurations d'écoulements et donc de pertes de pression entre les deux séries d'expériences. Pour les deux systèmes liquide-gaz et liquide-liquide, les résultats expérimentaux sont interprétés au moyen du modèle homogène et de l'approche de Lockhart-Martinelli.

**Mots clés :** *Microcanaux; Ecoulements diphasiques; Ecoulement liquide-gaz; Ecoulement liquide-liquide; Configurations d'écoulement; Mouillabilité; Angle de contact; Microscope confocal à balayage laser.*

## ABSTRACT

This study is divided in two parts: the first one presents a new technique to quantify contact angle and then the wettability. This technique uses a confocal laser scanning microscope (CSLM) and allows to record series of 2-D images of a fluorescent liquid droplets set on various solids surfaces. The building of 3-D images is done with the summation of several images acquired with a regular step along the CSLM z-axis. The results obtained are similar to those obtained with a conventional goniometric technique for different air-liquid-solid systems. The CSLM images shows that drops are characterized by complex morphologies and that the local contact angles can be modified by chemical heterogeneities in the fluids.

The second part is mainly an experimental study which deals with liquid-gas and liquid-liquid flows in horizontal microchannels. For each system, the pressures drops are measured and the flow regime maps are realised and compared with those presented in the literature. In the case of liquid-gas flows, the fluid properties have a great impact on the pressure drops and flow patterns. For liquid-liquid flows, two types of experiments are studied: microchannels initially saturated with oil and microchannels initially saturated with water. In the range of the Reynolds numbers considered, a difference in the pressure drops and the flow patterns are observed. The experimental results are interpreted with the homogeneous model and the Lockhart-Martinelli approach.

**Keywords:** *Microchannels; Two-Phase Flow; Liquid-Gas Flow; Liquid-Liquid Flow; Flow Patterns; Wettability; Contact Angle; Confocal Scanning Laser Microscope (CSLM).*