



**HAL**  
open science

# Écoulements diphasiques liquide-gaz en régime à bulles dans les lits fixes : étude expérimentale et modélisations mono- et bi-dimensionnelles

Marie-Laure Bordas, Philippe Séchet, Alain H Cartellier, Christophe Boyer

## ► To cite this version:

Marie-Laure Bordas, Philippe Séchet, Alain H Cartellier, Christophe Boyer. Écoulements diphasiques liquide-gaz en régime à bulles dans les lits fixes : étude expérimentale et modélisations mono- et bi-dimensionnelles. 5es journées francophones sur les réacteurs Gaz-Liquide et Gaz-Liquide-Solide, Jun 2007, Carry-le-Rouet, France. hal-00265306

**HAL Id: hal-00265306**

**<https://hal.science/hal-00265306v1>**

Submitted on 2 Apr 2020

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

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

## **Ecoulements diphasiques liquide-gaz en régime à bulles dans les lits fixes : étude expérimentale et modélisations mono- et bi- dimensionnelles.**

Marie-Laure Bordas<sup>(1)</sup>, Philippe Séchet<sup>(1)</sup>, Alain Cartellier<sup>(1)</sup>, Christophe Boyer<sup>(2)</sup>

(1) LEGI, 1025 rue de la piscine, 38400 Saint Martin d'Hères

e-mail : prenom.nom@hnh.inpg.fr

(2) Institut Français du Pétrole, Solaize BP3, 69390 Vernaison – France

e-mail : christophe.boyer@ifp.fr

**Résumé.** Cet article présente une nouvelle modélisation 1D des écoulements diphasiques en lits fixes granulaire basé sur une approche mécaniste de type bi-fluide. La structure des lois de fermetures du modèle, déduite es mécanismes à micro-échelle, est valisée par des expériences. Enfin, sur la base d'observations expérimentales, une proposition d'extension du modèle à des configurations 2D ou 3D est présentée.

**Mots Clés.** Lits fixes ; Ecoulements diphasiques ; Modèles

### **INTRODUCTION**

Modéliser l'hydrodynamique des réacteur à lits fixes soulève un certain nombre de questions encore non résolues. Cet article se consacre aux écoulements diphasiques en régime dispersé dans des lits fixes constitués de matériaux granulaires et pour lesquels les interstices sont plus petit (ou au plus du même ordre de grandeur) que la longueur capillaire. Du fait du grand nombre de paramètres mis en jeux a priori, la plupart des expérimentations résultent en des corrélation empiriques qui ne peuvent être extrapolées vers des conditions opératoires autres que celles pour lesquelles elles ont été établies. Une approche plus mécaniste doit être entreprise afin de construire des modèles plus prédictifs. Une des tentatives les plus abouties d'interprétation de la perte de pression dans les lits fixes en terme d'un bilan de force est celle d'Attou et Ferschneider (1999). Comme expliqué dans Bordas *et al* (2006), ce modèle souffrait de sérieuses lacunes dans la modélisation des processus à l'échelle du pore, en particulier, ceux contrôlant la dynamique des bulles de gaz. Cet article présente un nouveau modèle unidirectionnel dont le but est de mieux prendre en compte les processus à ces échelles. Une première partie présente les équations de bilans pour chaque phase. Le modèle résultant nécessite des lois de fermeture pour la dynamique des bulles et le frottement liquide-solide. La structure de ces lois est déduite de la modélisation des phénomènes à l'échelle du pore et d'expériences dédiées. Ces expériences et ces lois de fermetures sont présentées dans la deuxième partie de cet article. Enfin, dans une dernière partie, quelques résultats liés à la migration transverse des phases dans le lit fixe sont présentés. Ces observations conduisent à la présentation d'un modèle 2D simplifié.

## **2- MODELISATION 1D DES ECOULEMENTS DIPHASIQUES EN REGIME DISPERSE DANS LES LITS FIXES GRANULAIRES**

### **2.1- Présentation du modèle**

Le modèle est basé sur l'approche dite hybride. Le modèle hybride est présenté dans (Achard et Cartellier, 2000a, 2000b) et ne sera pas repris ici. Pour dériver le modèle, une moyenne spatiale est réalisée sur une tranche de réacteur. L'écoulement à méso-échelle est considéré unidirectionnel, stationnaire et pleinement développé. Certaines restrictions sont effectuées. En particulier les bulles sont sphériques, leur taille fixée (rayon noté  $a$ ) et les phénomènes tels que la coalescence, la brisure ou les collisions entre inclusions sont exclus. Le détail du calcul n'est pas présenté (cf Bordas *et al* (2006)). Les équations représentant les bilans de quantité de mouvement se réduisent alors à :

$$\text{Phase liquide} \quad : \quad -\frac{dp}{dz} = \rho_L g + f_{LS} + f_{LG} \quad \text{with} \quad f_{LG} = -\left\langle \frac{\mathbf{M}_z}{1-\alpha} \right\rangle \quad (1)$$

$$\text{Phase gazeuse} \quad : \quad -\frac{dp}{dz} = f_{LS} + \left\langle R_1 (\nabla p - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}) \right\rangle - \left\langle \frac{\mathbf{F}_z^*}{V_p} \right\rangle \quad (2)$$

$\langle \rangle$  est l'opérateur de moyenne spatiale,  $\mathbf{M}_z$  est le terme d'échange interfacial de qdm projecté sur z,  $\mathbf{F}_z^*$  représente la force résistive moyenne sur une seule inclusion due au champs perturbé (projectée sur z),  $\boldsymbol{\tau}$  est le tenseur des contraintes visqueuses.  $R_1$  est un opérateur qui prend en compte la non-uniformité du champs de vitesse à l'échelle de la bulle (Achard et Cartellier 2000a)

## 2.2 Approche cinématique

Dans le cas général, on ne peut pas considérer que la taille des bulles est petite devant l'échelle caractéristique des pores : la relation entre le terme d'échange interfacial  $\mathbf{M}$  et la force résistive moyenne  $\mathbf{F}^*$  n'est alors pas triviale (cf Achard and Cartellier 2000a, 2000b). De plus, le terme correctif  $R_1(\nabla p + \nabla \tau)$  de l'équation (2) n'est pas négligeable. Nous avons cherché un moyen pour contourner cette difficulté. Ainsi, le taux de vide moyen peut être relié à la vitesse relative moyenne  $\langle U_r \rangle$  du nuage du bulle grâce à des considérations cinématiques. Le calcul (cf Bordas *et al*, 2006) aboutit à :

$$\frac{\beta}{1-\beta} - \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle 1-\alpha \rangle} = \frac{\langle \alpha \rangle \varepsilon \langle U_r \rangle}{V_{SL}} \quad (3)$$

L'équation ci-dessus relie de manière univoque le taux de vide moyen  $\langle \alpha \rangle$  et le taux de gaz volumique  $\beta$  pour des conditions opératoires données à condition que la vitesse relative moyenne à méso-échelle puisse être déterminée par des moyens indépendants

## 3. DISTRIBUTION DE LA TAILLE DES BULLES EN LIT FIXE GRANULAIRE

Parmi toutes les hypothèses du modèle hybride, l'hypothèse la plus restrictive est que la taille des bulles n'évolue ni dans l'espace ni dans le temps. Aucune information étant disponible sur ce point, des investigations expérimentales ont été entreprises au LEGI sur cette question. L'installation expérimentale (une colonne remplie de bille de verres) est complètement décrite dans (Bordas *et al* 2006). Des visualisations ont été rendus possibles en adaptant l'indice de réfraction des billes de verre et du liquide. Différents liquides ont été utilisés afin d'étudier l'influence de la viscosité et de la tension de surface sur la dynamique des bulles et leur distribution de taille. Différentes tailles de billes ont aussi été considérées (de 2 mm à 6 mm) afin d'étudier l'influence de la géométrie du lit fixe, en particulier la taille des pores (caractérisée par  $\delta$ , définie comme le diamètre du cercle inscrit dans l'espace formé par 3 sphères en contact). La technique d'adaptation d'indice limitait la teneur en gaz à une valeur maximale de l'ordre de  $\beta=2\%$  (régime dilué).

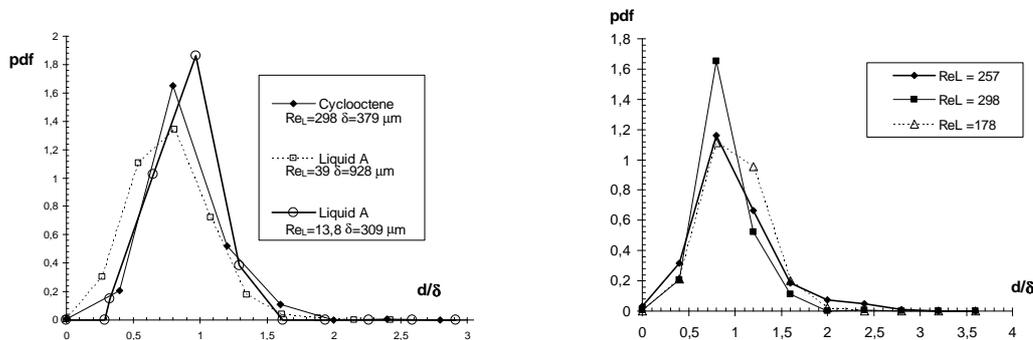


Figure 1: bubble size distribution. Left : influence of the pore size and liquid ( Cyclooctene:  $v_l=13\text{-}06 \text{ m}^2/\text{s}$   $\rho_l=899 \text{ kg}/\text{m}^3$ ,  $\sigma=31 \text{ mN}/\text{m}$ . Liquid A:  $v_l=1.42\text{-}06 \text{ m}^2/\text{s}$   $\rho_l=848 \text{ kg}/\text{m}^3$   $\sigma=32.9 \text{ mN}/\text{m}$  Right : influence of the flow conditions (Water  $v_l=1\text{-}06 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\rho_l=100 \text{ kg}/\text{m}^3$ ,  $\sigma=72 \text{ mN}/\text{m}$ )

Quelques résultats typiques sont présentés fig1. A condition que la vitesse superficielle soit suffisamment importante pour éviter tout blocage des inclusions, il apparait que la distribution de taille de bulles atteint un état stationnaire après environ une centaine de couche de billes (figure non présentée ici. Cf Bordas *et al*, 2006). De plus, cette distribution figée est contrôlée par la géométrie du lit et ne dépend pas des propriétés physiques du liquide ni des conditions opératoires. Le diamètre moyen  $d_{10}$  est de l'ordre de  $1.1\delta$  et le diamètre de Sauter  $d_{32}$  de l'ordre de  $1.2\delta$ . Ces résultats simplifient considérablement la modélisation car ils impliquent que les phénomènes de coalescence et brisure n'ont pas à être considérés (du moins, sur des gammes de variations modérées de la pression absolue). D'autre part, comme la distribution de taille ne dépend que de la géométrie du lit, aucune loi de fermeture n'est requise pour tenir compte d'une possible influence des conditions d'écoulement sur ces quantités.

## 4. LOI DE FERMETURES

### 4.1 Vitesse relative à méso-échelle

La plupart des bulles ont une taille de l'ordre de grandeur des pores : on s'attend à ce qu'elles se comportent de façon similaires à des "slug" soumis à un écoulement forcé. Ainsi, leur vitesse relative devrait être proportionnelle à la vitesse moyenne liquide (cf Taylor, 1960 par ex). Pour tester cette hypothèse, l'équation cinématique 5 a été utilisée pour évaluer la vitesse relative à méso-échelle en utilisant des données disponibles dans la littérature (Colli Serano, 1993) ou acquises sur des expériences réalisées au LEGI (Eneman) et à l'IFP (Boyer, Bordas), pour des écoulements courants ascendants ou descendants (fig3). Ces données ont aussi été utilisées pour étudier l'évolution du taux de vide  $\alpha$  avec  $\beta$  (fig2). Comme on le voit fig2, pour  $\beta > 0.2$ , le taux de vide est inférieur à  $\beta$  quelque soit le sens de l'écoulement. D'après l'équation 3, ce trait indique que la vitesse relative est toujours positive : ceci est en accord avec une dynamique de type slug pour lesquels la vitesse excède la vitesse du liquide. Il apparait ensuite que toutes les données fig3 se regroupent presque toutes sur une courbe unique quelque soit le nombre de Reynolds liquide. Par conséquent, le rapport  $U_r/V_{pore}$  qui entre dans l'équation 5 n'évolue pas avec la vitesse superficielle  $V_{SL}$ . Tous ces éléments suggèrent un comportement de type « slug » et qu'à méso-échelle la vitesse relative du gaz peut être exprimées par :

$$U_r = (C - 1).V_{SL} / \varepsilon \quad (4)$$

expression, où la contribution de la gravité à la vitesse relative a été négligée et où le coefficient C évolue avec les conditions d'écoulement. Une telle approche donne la vitesse relative pour le nuage de nulle, i.e qu'elle ne peut distinguer chaque classe de taille individuellement.

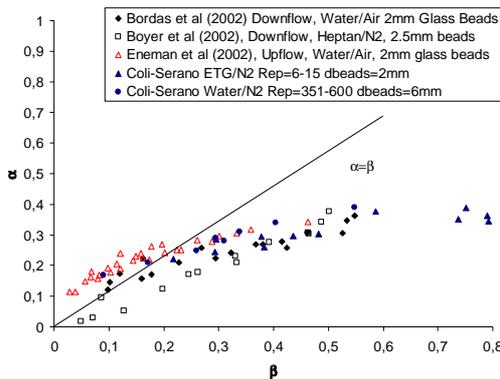


Figure 2 : void fraction versus volumetric gas ratio

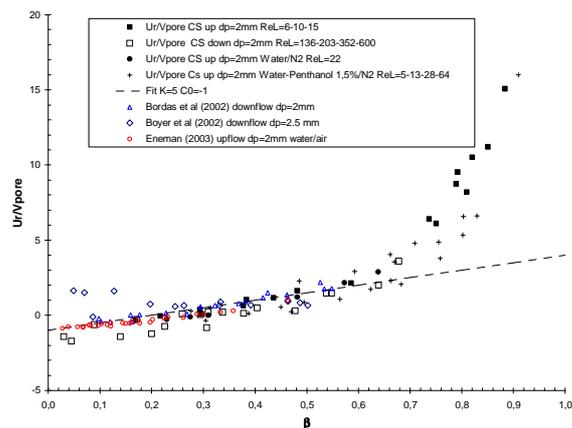


Figure 3 : bubble relative velocity versus volumetric gas ratio

Comme le montre la fig3,  $U_r/V_{pore}$  et donc C semble être une fonction unique du taux volumique de gaz, de sorte que :

$$\frac{\varepsilon U_r}{V_{SL}} = K\beta + C_0 \quad (5)$$

En particulier,  $C (=K\beta)$  ne dépend pas de la vitesse superficielle liquide. D'après la fig3, une transition abrupte apparaît vers  $\beta = 0.7$  : cette transition correspond à la transition vers le régime ruisselant. On remarquera que  $C$  est compris entre 1 et 4, valeurs qui restent comparables aux valeurs identifiées pour les écoulements diphasiques poches-bouchons en conduites. Toutes ces considérations sont valides pour des valeurs de  $\beta$  supérieures à 0.15-0.2. Une approximation linéaire des données fig 3 donne  $K=4.5$  and  $C_0=-1$ . Ces données et l'analyse qui en est présentée ci-dessus confirment nos attentes à savoir que les bulles se comportent comme des « slug » en milieu confiné. De fortes différences ont néanmoins été constatées. En particulier, le coefficient de proportionnalité  $C$  est une unique fonction de la fraction en gaz et n'évolue pas significativement avec la vitesse superficielle.. Ce comportement peut être attribué à des effets collectifs, plus précisément à la formation de chemins préférentiels pour le gaz au sein du réacteur.

## 4.2 Frottement liquide-solide

Des fermetures du terme d'interaction liquide-solide  $f_{LS}$  ont été proposées par le passé (Benkrid *et al* (1997) , Attou *et al.* (1999)). Ces auteurs trouvent respectivement  $\psi \propto 1/(1-\alpha)^3$  et  $\psi \propto 1/(1-\alpha)^2$  où  $\psi=f_{is}/f_{is1\phi}$  . Ces lois de fermetures ne prennent pas en compte la dynamique de l'écoulement diphasique à petite échelle. C'est pourquoi des informations disponibles à l'échelles du pore ont été analysées afin de proposer une loi de fermeture plus adéquate.

### 4.2.1 Un modèle idéalisé de la perte de pression diphasique

L'écoulement dans le lit fixe peut être idéalisé comme un ensemble interconnecté de tubes de longueur  $L$  et diamètre  $\delta$ , chaque tube étant rempli avec  $N$  bulles mobiles de taille  $O(\delta)$ , assimilées à des « slug ». Des considérations sur la dynamique des bulles à petite échelle aboutissent à une expression de la perte de pression (cf Bordas *et al*, 2006) sous la forme :

$$\psi = 1 + \alpha[f_2 Ca^{n-1} + f_3 - 1] \quad (6)$$

où  $n < 1$  ( $n=2/3$  : (Bretherton (1963), Ratulowski et Chang (1990)) . Les fonctions inconnues  $f_2$  et  $f_3$  dépendent de la géométrie du lit, du régime d'écoulement et éventuellement, de la présence de surfactants. Dans une forme plus condensée, on a :

$$\psi = 1 + \lambda \alpha \quad (7)$$

où  $\lambda(Ca, \text{géométrie}, \dots)$  est une fonction à déterminer. L'évolution linéaire de  $\psi$  avec  $\alpha$  ainsi que sa dépendance avec des paramètres reliés à la dynamique des bulles à petite échelle (représenté ici par  $\lambda(Ca)$ ) n'ont été anticipé ni par Attou ni par Benkrid.

### 4.2.2 Travail expérimental

Pour tester la validité de notre proposition, nous avons exploité des données issues de la littérature ou d'expériences effectuées au LEGI ou à l'IFP,  $\psi=f(\alpha)$  est représenté figure 4. Seules les données en écoulement descendant (expériences IFP) sont présentées mais on observe les mêmes tendances pour les écoulements ascendants (expériences LEGI). Clairement,  $\psi$  croît linéairement avec  $\alpha$ , cette tendance s'observant jusqu'à de fortes valeurs du taux de vide. De plus, pour chaque jeu de données, la pente est une fonction monotone de  $Re_L$  (ou  $V_{SL}$  puisque le liquide et la géométrie du lit sont fixés dans chaque jeu de données). Pour tester la dépendance de  $\psi$  avec le nombre capillaire, le coefficient  $\lambda$  a été calculé. Les résultats, pour toutes les données (LEGI et IFP), sont présentés fig5 conjointement à des données de la littérature. Comme on le voit fig5,  $\lambda$  évolue comme  $Ca^{-0.3}$  ce qui est plutôt consistant avec la loi de fermeture proposée et donne du crédit au rôle des processus à micro-échelles sur la perte de pression. Finalement, l'équation 7 combinée avec la loi cinématique (équation 3) et les lois de fermetures (équation 5,  $\lambda(Ca)$ ) constituent un système complet permettant la prédiction du taux de vide  $\alpha$  et de la perte de pression dans un lit fixe granulaire pour des conditions opératoires fixées.

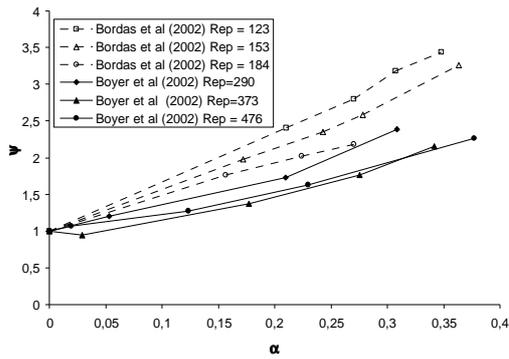


Figure 4 :  $\Psi$  as a function of  $\alpha$  (IFP data only)

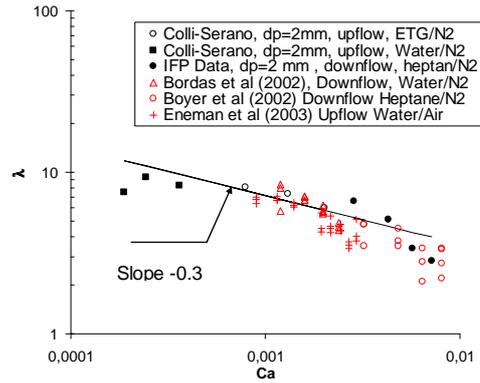
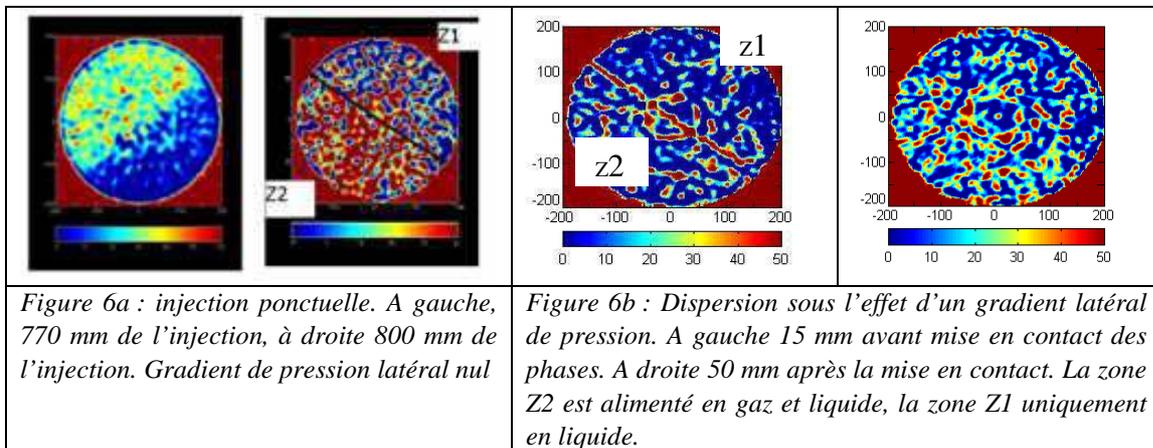


Figure 5 :  $\lambda$  as a function of  $Ca$  (all data)

## 5-Dispersion latérale. Vers une modélisation 3D

### 51- Résultats expérimentaux

Des mesures ont été effectuées à l'IFP par tomographie et au LEGI sur la colonne d'adaptation d'indice pour étudier la migration transverse des phases. Les expériences effectuées au LEGI concernaient la dispersion intrinsèque (Bordas 2002). Les résultats (non présentés ici) montrent que les bulles se comportent comme un traceur passif et que la dispersion intrinsèque est négligeable. Concernant les autres aspects, la figure 6 présente un résultat typique obtenu à l'IFP par tomographie. Deux cas ont été étudiés : celui d'un gradient latéral initial de taux de vide et celui d'un gradient latéral initial de pression. Les résultats montrent que la dispersion latérale suite à une inhomogénéité de taux de vide est faible (cf figure 6a). Le milieu poreux garde donc la mémoire des mauvaises distributions initiales ce qui est d'une importance considérable en configurations industrielle. Le seul mécanisme pour la migration transverse des phases semble être un gradient de pression latéral (figure 6b).



### 52- Vers un modèle 3D

Le seule mécanisme de dispersion latérale semble donc être un gradient de pression latéral. Les inhomogénéités de taux de vide peuvent aussi provoquer une telle dispersion. Ce n'est pas un mécanisme du type « loi de Fick » mais une conséquence des pertes de pressions axiales induites différentes en vertu des mécanismes présentés en section 4. Une première approche de modèle bi ou tri dimensionnel de ces écoulements pourrait être faite à moyennant un certain nombre de simplifications. D'après les résultats présentés au § précédent, les échanges latéraux sont purement convectifs et contrôlés par les gradients de pression latéraux, la vitesse relative des bulles étant donnée par l'équation (5). Dans ce modèle, le milieu poreux est assimilé à un ensemble de canaux parallèles pour lesquels le modèle 1D s'applique. Moyennant certaines considérations (cf Bordas, 2002), les équations à résoudre sont (en 2D) :

$$\nabla \cdot \mathbf{V}_{SL} = 0 \text{ et } \nabla \cdot (\mathbf{V}_{SG}) = \nabla \cdot 0 \quad (8)$$

$$\frac{\beta}{1-\beta} - \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle 1-\alpha \rangle} = \frac{\langle \alpha \rangle \varepsilon \langle U_{r,z} \rangle}{V_{SL,z}} \text{ avec } \frac{\varepsilon U_r}{V_{SL}} = K\beta + C_0 \quad (9)$$

$$-\frac{dp}{dz} = \rho_L g + f_{LS,z} \text{ avec } f_{LS,z} = [1 + \lambda(Ca) \cdot \alpha][AV_{SL,z} + B|V_{SL,z}|V_{SL,z}] \quad (10)$$

$$-\frac{dp}{dx} = f_{LS,x} \text{ avec } f_{LS,x} = [1 + \lambda(Ca) \cdot \alpha][AV_{SL,x} + B|V_{SL,x}|V_{SL,x}] \quad (11)$$

## CONCLUSION

Dans cet article, un modèle unidirectionnel des écoulements gaz-liquide en régime dispersé dans des lits fixes granulaires a été présenté. Les lois de fermetures nécessaires pour ce modèle (frottement liquide solide, vitesse relative à méso-échelle) ont été déduites d'analyses des processus à petites échelles et d'expériences dédiées. L'approche effectuée est justifiée par l'existence d'un diamètre équivalent, uniquement contrôlé par la géométrie du lit, ce qui a aussi été démontré par des expériences. Du fait de la distribution de taille, les échanges de qdm sont contrôlés par les plus grosses bulles, dont les tailles sont commensurables avec celle des pores. Il est naturel alors de les assimiler à de longs slugs lors de l'analyse des lois de fermeture du modèle. Cette approche est là aussi justifiée par nos propres investigations expérimentales ou les données disponibles dans la littérature. La vitesse relative moyenne à meso-scale ne dépend pas ainsi de phénomènes gravitaire. Cette vitesse relative est faiblement sensible à l'organisation locale de l'écoulement (à la différence du mouvement de bulles allongées dans des capillaires). En effet, le liquide peut librement se redistribuer dans des pores adjacents : une telle réorganisation de l'écoulement élimine toute dépendance de cette vitesse relative avec le nombre capillaire. Cependant, cette quantité augmente de manière monotone avec le taux de gaz. L'hypothèse sous-jacente pour expliquer ce phénomène est la création de chemins préférentiels pour le gaz. Ceci pourrait expliquer pourquoi la vitesse relative évolue dans des gammes comprises entre une fois la vitesse superficielle liquide (à faible taux de gaz) jusqu'à 4 fois la vitesse superficielle liquide (à fort taux de gaz). En ce qui concerne la perte de pression dans la phase liquide, cette dernière est principalement attribuée à la pression capillaire dues à la présence des bulles. On montre alors que le ratio, entre le frottement liquide-solide en régime diphasique et le frottement liquide-solide pour l'écoulement monophasique (à la même vitesse superficielle liquide) évolue linéaire avec le taux de vide. De plus, selon cette analyse, le coefficient de proportionnalité doit évoluer avec le nombre capillaire. Ces anticipations sont validées par des données issues de la littérature ou des expériences menées au LEGI et à l'IFP. Elles montrent entre autre le rôle crucial de la dynamique des bulles à petite échelle sur le comportement global de l'écoulement diphasique en lit fixe.

La capacité de ce modèle 1D à représenter correctement la complexité de ces écoulements est encourageante. Cependant, certaines questions restent ouvertes. Elles concernent notamment une possible évolution de la distribution de taille avec le taux de gaz ou la pression absolue le long de la colonne (effet d'expansion du gaz). Une autre question concerne le rôle de la fraction bloquée de gaz, en particulier pour les faibles taux de gaz ( $\beta < 0.2$ ) pour lesquelles les lois de fermetures proposées n'ont pas été validées expérimentalement.

Finalement, quelques résultats préliminaires sur les effets de dispersion latérales ont été présentés. Les expérimentations montrent un fort effet de mémoire du lit fixe sur les inhomogénéités de taux de vide. Le mécanisme prépondérant pour les redistributions latérales semble être un transport convectif des bulles sous l'effet de gradients de pressions latéraux. Sur cette base, une extension du modèle 1D à des configurations 2D (voire 3D) a été proposée. Ce modèle, et les processus de dispersion latérale, requièrent cependant des analyses et des validations plus poussées.

## References :

- J.L Achard et Cartellier , Arch Mech, 52, pp 25-53 (2000).  
A Attou and G Ferschneider, Chem. Eng. Sci., **54**, 5139-5144 (1999).  
K.Benkrid, S Rode and N Midoux, Chem. Eng. Sci., **52**, pp 4032-4032 (1997).  
ML Bordas, Thèse INPG, (2002).  
ML Bordas, A Cartellier, P Séchet and C Boyer, AIChE J. **52** (11), 3722-3743 (2006).  
FP Bretherton, J. Fluid Mech, **10**, pp 166-188 (1961).  
J Ratulowski and HC sc Chang, Phys.Fluids. A, **1**, pp 1642-1655 (1989).  
G.I Taylor, J. Fluid. Mech., 10, pp 161-165 (1960).