



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. 5e journée francophone sur les réacteurs gaz-liquide et gaz-liquide-solide, Jun 2007, Carry le Rouet, France. hal-00270871

HAL Id: hal-00270871

<https://hal.science/hal-00270871>

Submitted on 2 Mar 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.

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

Marie-Laure Bordas⁽¹⁾, Philippe Séchet⁽¹⁾, Alain Cartellier⁽¹⁾ & Christophe Boyer⁽²⁾

¹LEGI

1025 rue de la piscine, 38400 Saint Martin d'Hères

Philippe.sechet@hmg.inpg.fr

²Institut Français du Pétrole

Solaize BP3, 69390 Vernaison – France

Résumé :

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

Abstract :

This paper aims to present a new 1D model of disperdes two-phase flow in granular packed beds. The model closure laws structure is validated by experiments. The paper presents also a proposal to extend this model to 2D or 3D configurations based on experimental observations

Mots-clefs :

Lits fixes ; Ecoulements diphasiques ; Modèles

1. Introduction

Modéliser l'hydrodynamique des réacteurs 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 petits (ou au plus du même ordre de grandeur) que la longueur capillaire. La plupart des expérimentations résultent en des corrélations 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 forces 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. Dans une dernière partie, un modèle 2D simplifié est proposé.

2. Modélisation 1D des écoulements diphasiques en régime dispersé 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 :

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

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

$\langle \rangle$ est l'opérateur de moyenne spatiale, \mathbf{M}_z est le terme d'échange interfacial de QDM projeté sur z , \mathbf{F}_z^* représente la force résistive moyenne sur une seule inclusion due au champs perturbé (projetée 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 & Cartellier 2000)

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 (Achard and Cartellier 2000). 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 de bulles grâce à des considérations cinématiques . Le calcul (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 β 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.

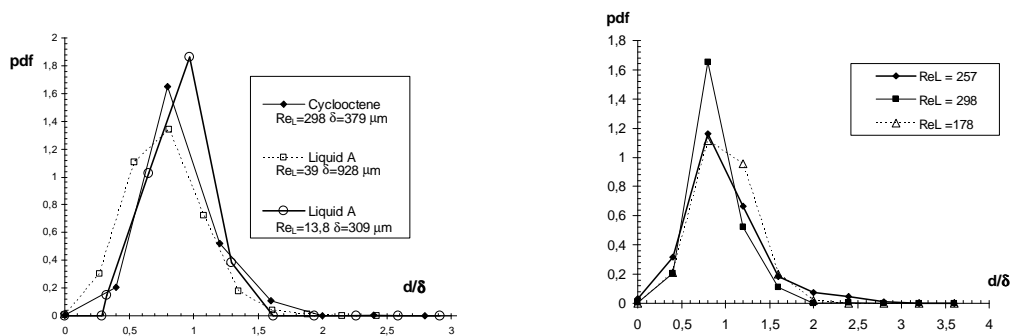


FIG.1: distributions de tailles. Gauche : influence de δ et du liquide (Cyclooctène: $v_l=13e-06$ m²/s $\rho_l=899$ kg/m³, $\sigma=31$ mN/m. Liquide A: $v_l=1.42e-06$ m²/s $\rho_l=848$ kg/m³ $\sigma=32.9$ mN/m). Droite: influence de Re_p (eau $v_l=1e-06$ m²/s, $\rho_l=100$ kg/m³, $\sigma=72$ mN/m)

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. 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 δ , 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). Quelques résultats typiques sont présentés figure 1.

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 1.1δ et le diamètre de Sauter d_{32} de l'ordre de 1.2δ . 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. Lois 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. L'équation cinématique 3 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 et à l'IFP, pour des écoulements co-courant ascendants ou descendants (figure 3). Une telle approche donne la vitesse relative pour le nuage de bulles, i.e qu'elle ne peut distinguer chaque classe de taille individuellement. Ces données ont aussi été utilisées pour étudier l'évolution du taux de vide α avec β (figure 2). Comme on le voit fig2, pour $\beta>0.2$, le taux de vide est inférieur à β quelque soit le sens de l'écoulement. D'après l'équation 3, ceci 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 figure 3 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 3 n'évolue pas avec la vitesse superficielle V_{SL} . Tous ces éléments suggèrent un comportement de type « slug » et à méso-échelle la vitesse relative du gaz peut être exprimée 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.

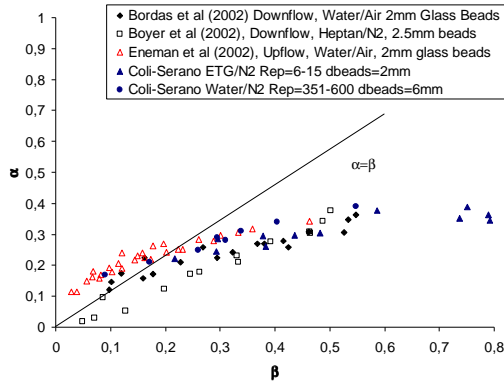


FIG.2 : taux de vide en fonction du taux de gaz

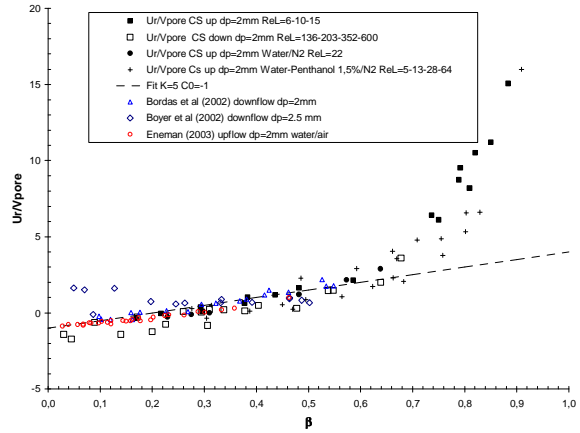


FIG.3 : vitesse relative moyenne à méso-échelle en fonction du taux de gaz

Comme le montre la figure 3, 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 β 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 (Benkrir *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 $\psi=f_{LS}/f_{LS1\phi}$. 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 δ , 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 $n < 1$ ($n=2/3$: 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 $\lambda(\text{Ca}, \text{géométrie}, \dots)$ est une fonction à déterminer. L'évolution linéaire de ψ avec α ainsi que sa dépendance avec des paramètres reliés à la dynamique des bulles à petite échelle (représenté ici par $\lambda(\text{Ca})$) n'ont été anticipés 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, ψ croît linéairement avec α , 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 ψ avec le nombre capillaire, le coefficient λ 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, λ évolue comme $\text{Ca}^{-0.3}$ 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, $\lambda(\alpha)$) constituent un système complet permettant la prédiction du taux de vide α et de la perte de pression dans un lit fixe granulaire pour des conditions opératoires fixées.

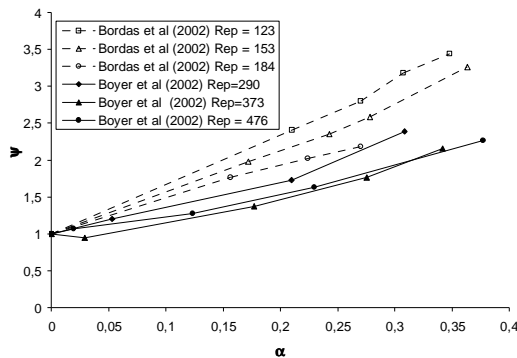


FIG.4 : Ψ en fonction de α (Données IFP)

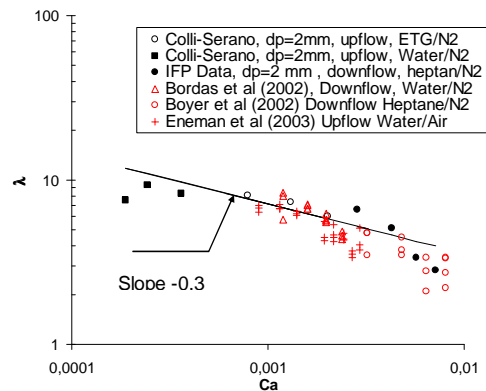


FIG. 5 : λ en fonction de Ca (toutes les données)

5. Vers une modélisation 3D

Des mesures de dispersion, effectuées au LEGI et à l'IFP, et qui ne seront pas détaillées ici faute de place (cf Bordas 2002), montrent que les mécanismes de dispersions liées à la dispersion intrinsèque ou des mécanismes diffusifs (gradient de taux de vides) sont négligeables. Le seul mécanisme de dispersion latérale semble être un mécanisme de transport convectif suite à un gradient de pression latéral. Ce gradient de pression latéral peut par exemple être une conséquence des pertes de pressions axiales différentielles induites par les mécanismes présentés en section 4. Une première approche de modèle bi (ou tri dimensionnel) de ces écoulements pourrait être faite moyennant un certain nombre de simplifications. 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) :

Pour chaque canal élémentaire, en supposant des évolutions axiales du taux de vide faible :
 $\nabla \cdot \mathbf{V}_{SL} = 0$ et $\nabla \cdot (\mathbf{V}_{SG}) = 0$ (8)

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

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

Les échanges transverses de liquide ($V_{SL,x}$) sont calculés en formulant le gradient de pression transverse de manière similaire au gradient de pression axiale

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

Dans le cadre des hypothèses faites, $V_{SG,x}$ la dernière quantité inconnue, est alors calculée en utilisant une loi de fermeture similaire à l'équation (5).

6. Conclusion

Un nouveau modèle unidirectionnel permettant de prédire le taux de vide et la perte de pression dans un lit fixe a été proposé. Ce modèle se base sur des considérations physiques à l'échelle des pores et fait intervenir deux lois de fermetures originales concernant la vitesse relative moyenne du gaz à méso-échelle et la perte de pression. Ce modèle doit être validé sur des jeux de données plus larges. En particulier, des questions restent ouvertes concernant l'évolution possible de la distribution de taille à des taux de gaz élevés ainsi que sur le rôle de la pression absolue sur la dynamique du gaz (phénomènes d'expansions et de brisures). Ce modèle est néanmoins encourageant en terme de prise en compte de la complexité de ces écoulements à l'échelle des pores ou du réacteur. En particulier, il est possible d'étendre ce modèle très simplement à des configurations 2D (ou 3D) moyennant certaines hypothèses simplificatrices. Ainsi, sur la base d'expériences menées au LEGI et à l'IFP, il apparait que les échanges transverses sont générés par des phénomènes convectifs, et que la dispersion latérale du gaz peut être représentée en utilisant la loi de fermeture sur la dynamique des bulles obtenue pour le modèle 1D.

References :

- Achard JL & Cartellier A, 2000, Laminar Dispersed Two-Phase Flows at Low Concentration. I: Generalised System of Equations, *Arch. Mech.*, **52**, 25-53
- Attou A & Ferschneider G, 1999, A Simple Model for Pressure Drop and Liquid Holdup in Packed Bed Bubble Reactors, *Chem. Eng. Sci.*, **54**, 5139-5144
- Bordas ML, 2002, Caractérisation des Ecoulements à bulles en lits fixes : experiences et modélisation. Thèses INPG.
- Bordas ML, Cartellier A, Sechet Ph, & Boyer C, 2006, Bubbly flow through fixed beds : micro-scale experiments in the dilute regime and modelling. *Aiche Journal*, **52**(11), 3722-3743
- Benkrid K, Rode S & Midoux N, 1997, Prediction of Pressure Drop and Liquid Holdup in Trickle-Bed Reactors Operated in High Interaction Regimes, *Chem. Eng. Sci.*, **52**, 4021-4032
- Ratulowski J & Chang HC, 1989, Transport of gas bubbles in capillaries, *Phys.Fluids. A*, **1**, 1642-1655