

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA  
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE FERHAT ABBAS DE SETIF**

**THESE**

**Présentée devant**

**LE DEPARTEMENT DE GENIE DES PROCEDES**

**FACULTE DE TECHNOLOGIE**

**En vue de l'obtention du diplôme de**

**Doctorat en Sciences**

**Option : Génie des procédés**

**Par**

**Nassima KECHROUD**

**CARACTERISATION DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE  
DE LA PHASE CONTINUE D'UN LIT FLUIDISE LIQUIDE – SOLIDE  
PAR ANEMOMETRIE LASER ET ANALYSE TEMPS - FREQUENCE**

**Soutenue le 21 /06 / 2012 devant la Commission d'Examen**

<b>Président</b>	<b>M<sup>r</sup> B. Djellouli</b>	<b>Professeur (U. F. Abbas Sétif)</b>
<b>Rapporteur</b>	<b>M<sup>r</sup> M. Brahim</b>	<b>Professeur (U. A Mira Béjaia)</b>
<b>Examineurs</b>	<b>M<sup>r</sup> M. Amaouche</b>	<b>Professeur (U. A Mira Béjaia)</b>
	<b>M<sup>r</sup> L. Bencheikh</b>	<b>Professeur (U. F. Abbas Sétif)</b>
	<b>M<sup>r</sup> A. H. Meniai</b>	<b>Professeur (U. Constantine)</b>
	<b>M<sup>r</sup> S. Nacef</b>	<b>Professeur (U. F. Abbas Sétif)</b>

## ***Remerciements***

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au laboratoire d'hydrodynamique du département de Génie des Procédés, Université A. Mira de Béjaia, sous la direction du professeur *Malek Brahim*.

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèses Malek Brahim pour l'encadrement dont j'ai bénéficié pendant ces « longues » années de thèse. Merci pour votre disponibilité, votre confiance, vos encouragements et surtout votre patience. Sans votre aide précieuse, ce manuscrit ne serait pas ce qu'il est.

En acceptant de présider le jury de ma thèse, Monsieur Brahim Djellouli, professeur à l'université F.Abbas de Sétif, m'a fait un grand honneur. Qu'il trouve ici toute ma gratitude.

J'adresse mes respectueux remerciements à Messieurs les professeurs *M. Amaouche, L. Bencheikh, A. H. Meniai* et *N. Nacef*, qui ont bien voulu examiner et juger mon travail.

J'exprime mes remerciements à mes collègues du laboratoire : *F. Brahim, H. Djati* et *H. Tighzert* pour l'aide amicale.

Enfin, j'adresse à ma mère, mes frères et sœurs et leurs enfants ma reconnaissance la plus profonde pour leur amour, leurs encouragements et leur soutien dans les moments les plus difficiles.

# Sommaire

Remerciements .....	iii
Sommaire.....	iv
Liste des tableaux.....	viii
Liste des figures.....	ix
Liste des annexes.....	xi
Nomenclature.....	xii
Introduction générale.....	1
Chapitre I : Caractérisation de la dynamique des lits fluidisés liquide - solide.....	5
I.1 Généralités sur la fluidisation.....	6
I.1.1 Description fondamentale de la fluidisation.....	6
I.1.2 Classification des particules solides.....	8
I.1.3 Avantages et inconvénients des lits fluidisés.....	9
I.1.4 Limites du domaine de fluidisation.....	9
I.1.4.1 Vitesse minimale de fluidisation.....	10
I.1.4.2 Vitesse terminale de fluidisation.....	12
I.1.5 Expansion des lits fluidisés.....	12
I.1.6 Régimes de fluidisation.....	14
I.1.6.1 Fluidisation particulaire (ou homogène).....	14
I.1.6.2 Fluidisation agrégative (ou hétérogène).....	15
I.1.6.3 Passages préférentiels (ou Channelling).....	16
I.2. Dynamique de lits fluidisés liquide – solide.....	17
I.2.1 Techniques de mesure en fluidisation.....	18
I.2.1.1 Techniques intrusives : les sondes.....	18
I.2.1.2 Techniques non intrusives.....	19
I.2.1.2.1 Techniques cinématographiques.....	19
I.2.1.2.2 Techniques PIV.....	19
I.2.1.2.3 Techniques PEPT.....	19
I.2.1.2.4 Techniques ECT.....	20
I.2.1.2.5 Techniques de suivi des particules fluorescentes.....	20
I.2.2 Dynamique de la phase dispersée.....	21
I.2.2.1 Analyse du mouvement de la phase dispersée.....	21

I.2.2.2 Analyse des fluctuations de la fraction solide.....	24
I.2.2.3 Modélisation des fluctuations aléatoires de la fraction solide.....	26
I.2.3. Dynamique de la phase continue.....	27
I.3 Conclusion.....	30
<b>Chapitre II : Modélisation des lits fluidisés liquide – solide.....</b>	<b>31</b>
II.1 Introduction.....	32
II.2 Forces appliquées à une particule.....	33
II.2.1 Force d’Archimède.....	33
II.2.2 Force de Trainée.....	33
II.2.3 Force d’histoire.....	34
II.2.4 Force de masse ajoutée.....	34
II.3 Modélisation des écoulements à phase dispersée.....	35
II.3.1 Approche Euler / Lagrange .....	35
II.3.2 Approche Euler/Euler.....	36
II.4 Les premières modélisations.....	37
II.4.1 Le modèle de Jackson(1963).....	37
II.4.2 Modèle de Pigford & Baron (1965).....	38
II.4.3 Modèle de Murray (1965).....	39
II.4.4 Le modèle d’Anderson & Jackson (1967).....	40
II.4.5 Discussion des équations et comparaison des modèles.....	41
II.5 Les modèles semi-empiriques.....	44
II.5.1 Le modèle de Foscolo & Gibilaro (1987).....	44
II.5.2 Le modèle de Batchelor (1988).....	45
II.5.3 Comparaison au modèle de Anderson & Jackson (1967).....	46
II.6 La théorie cinétique des milieux granulaires.....	47
<b>Chapitre III : Dispersion hydrodynamique d’une suspension</b>	
<b>fluidisée liquide – solide.....</b>	<b>50</b>
III.1 Introduction .....	51
III.2 Modélisation du coefficient de dispersion axiale.....	52
III.2.1 Le modèle piston.....	52
III.2.2 Théorie de la turbulence isotrope.....	53
III.2.3 Théorie du mouvement brownien.....	54

III.2.4 Théorie cinétique.....	54
III.3 Dispersion axiale de la phase dispersée dans un lit fluidisé liquide-solide .....	55
III.4 Dispersion axiale de la phase continue dans un lit fluidisé liquide-solide .....	60
III.4.1 Corrélation de Cheng & Wen (1968).....	63
III.4.2 Corrélation de Krishnawamy & Shemilt (1972).....	63
III.4.3 Corrélation de Krishnawamy et al. (1978).....	64
III.4.4 Corrélation de Kikuchi et al. (1984).....	64
III.4.5 Corrélation de Tang & Fan (1990).....	65
II.6 Corrélation de Asif & Peterson (1993).....	66
<b>Chapitre IV. Dispositif expérimental et méthodes d'analyse.....</b>	<b>66</b>
IV.1 Installation expérimentale.....	66
IV.1.1 Circuit d'eau.....	66
IV.1.2 La colonne de fluidisation.....	66
IV.1.3 Le distributeur de la phase liquide.....	70
IV.2 Propriétés du fluide et des particules fluidisées.....	70
IV.3 Techniques de mesure .....	70
IV.3.1 Mesure de débits.....	70
IV.3.2 Mesure de la porosité.....	71
IV.3.3 Mesure de la vitesse locale du liquide.....	71
IV.3.3.1 Principe de la vélocimétrie laser.....	72
IV.3.3.2 Description du montage.....	72
IV.3.3.3 Précision des mesures.....	74
IV.4 Méthodes d'analyse des séries temporelles.....	79
IV.4.1 Analyse du domaine temporel.....	80
IV.4.2 Analyse du domaine fréquentiel.....	80
IV.4.2.1 Analyse spectrale.....	81
IV.4.2.2 Autocorrélation.....	85
IV.4.3 Analyse par ondelettes.....	86
IV.4.3.1 Transformées en ondelettes.....	89
IV.4.3.1.1 Notions d'échelles et de position.....	89
IV.4.3.1.2 Transformées en ondelettes continues.....	90
IV.4.3.1.3 Transformées en ondelettes discrètes.....	90

IV.4.3.1.4 Détails et approximations.....	90
<b>Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétation.....</b>	<b>93</b>
V.1 Analyse des fluctuations de vitesse de la phase continue.....	94
V.2 Comparaison avec la littérature.....	96
V.3 Analyse spectrale des fluctuations de vitesse de la phase continue.....	102
V.4 Autocorrelation des fluctuations de vitesse de la phase continue.....	110
V.5 Analyse multirésolution.....	114
V.6 Coefficient de diffusion turbulente de la phase liquide.....	119
V.6.1 Effet de la vitesse superficielle sur la dispersion axiale de la phase liquide.....	124
V.6.2 Effet de la porosité sur la dispersion axiale de la phase liquide.....	126
V.6.3 Comparaison avec les corrélations de la littérature.....	130
V.7 Comparaison aux données de la littérature sur la dispersion axiale de la phase solide.....	133
<b>Conclusion générale et perspectives.....</b>	<b>138</b>
Références.....	142
Annexes.....	155

## Liste des tableaux

<b>Tableau I.1 : Nombres caractéristiques adimensionnels.....</b>	<b>10</b>
<b>Tableau III.2.1 : Paramètres des expériences sur le coefficient de diffusion - - fluide et colonne de fluidisation.....</b>	<b>58</b>
<b>Tableau III.2.2 : Paramètres des expériences sur le coefficient de diffusion - - particules et fonction de vitesse.....</b>	<b>59</b>
<b>Tableau III.2.3 : Paramètres des expériences sur le coefficient de diffusion - - fluide et colonne de fluidisation.....</b>	<b>61</b>
<b>Tableau III.2.4 : Paramètres des expériences sur le coefficient de diffusion - - particules, technique de mesure méthode de calcul.....</b>	<b>62</b>
<b>Tableau IV.1 : Propriétés du fluide à 30 °C et celles des particules solides.....</b>	<b>71</b>
<b>Tableau V.1 : Caractéristiques physicochimiques des particules solides utilisées par Zenit (1998).....</b>	<b>99</b>
<b>Tableau V.2 : Paramètres d'écoulement de différentes études du coefficient de diffusion axiale.....</b>	<b>136</b>

## Liste des figures

<b>Figure I.1 : Boucle fermée de la fluidisation liquide.....</b>	<b>6</b>
<b>Figure I.2 : Lits fluidisés (vitesses croissantes de fluide de gauche à droite).....</b>	<b>7</b>
<b>Figure I.3 : Classification de Geldart des particules.....</b>	<b>8</b>
<b>Figure I. 4 : Spectre de fluidisation et diagramme de pertes de charge.....</b>	<b>11</b>
<b>Figure I.5 : Conditions des passages préférentiels et du lit à jet.....</b>	<b>17</b>
<b>Figure IV.1 L'ensemble du dispositif expérimental.....</b>	<b>69</b>
<b>Figure IV.2 : Schéma synoptique de traitement de signal.....</b>	<b>74</b>
<b>Figure IV.3 : Mesure de l'angle <math>\theta</math>.....</b>	<b>75</b>
<b>Figure IV. 4 : Position du point de mesure.....</b>	<b>76</b>
<b>Figure IV.5 : Influence de la fréquence d'échantillonnage sur le spectre de Fourier.....</b>	<b>84</b>
<b>Figure IV.6 : Allure des spectres obtenus par différents calculs de la PSD.....</b>	<b>84</b>
<b>Figure IV.7 : L'effet du traitement par bloc sur le calcul de la PSD.....</b>	<b>85</b>
<b>Figure IV.8 : Formes de (a) : l'onde sinusoïdale ; (b) partie réelle de l'ondelette de Morlet ; (c) ondelette mexicanhat.....</b>	<b>88</b>
<b>Figure IV.9 : Ondelette de Daubechies à cinq coefficients.....</b>	<b>92</b>
<b>Figure V.1 : Evolution des fluctuations de vitesse de la phase continue en fonction de la porosité .....</b>	<b>94</b>
<b>Figure V.2 : L'effet des particules solides sur l'agitation de la phase continue.....</b>	<b>95</b>
<b>Figure V.3 : Comparaison de la RMS des fluctuations de vitesse de la phase continue avec les données expérimentales de la littérature.....</b>	<b>97</b>
<b>Figure V.4 : Comparaison de la RMS de la phase liquide aux fluctuations de la fraction solide obtenues par différents auteurs.....</b>	<b>100</b>
<b>Figure V.5 : Comparaison de la RMS de la phase liquide avec les données de la RMS de La phase solide relevées dans la littérature.....</b>	<b>101</b>
<b>Figure V.6 : Variation de la RMS adimensionnée de la phase continue avec la porosité.....</b>	<b>102</b>
<b>Figure V.7 : Spectres de puissance des fluctuations de vitesse de la phase liquide :</b>	
<b>a) <math>d_p = 2 \text{ mm}</math> ; b) <math>d_p = 4 \text{ mm}</math> ; c) <math>d_p = 8 \text{ mm}</math>.....</b>	<b>109</b>
<b>Figure V.8 : Autocorrélation temporelle normalisée de la vitesse axiale locale de la phase continue a) : <math>d_p = 2 \text{ mm}</math> ; b) : <math>d_p = 4 \text{ mm}</math> ; c) : <math>d_p = 8 \text{ mm}</math>.....</b>	<b>113</b>
<b>Figure V.9 : exemple de séries temporelles enregistrées par anémométrie laser .....</b>	<b>115</b>

<b>Figure V.10 : décomposition en T.O.D du signal vitesse correspondant aux conditions de la figure V.9.....</b>	<b>115</b>
<b>Figure V.11 : autocorrélation des détails de la décomposition en T.O.D du signal vitesse : <math>d_p = 4 \text{ mm}</math> ; <math>\varepsilon = 0.75</math>.....</b>	<b>118</b>
<b>Figure V.12 : Echelles de fréquences des structures cohérentes en fonction de la porosité.....</b>	<b>119</b>
<b>Figure V.13 : Autocorrélation lissée : a) : <math>d_p = 2 \text{ mm}</math> ; b) : <math>d_p = 4 \text{ mm}</math> ; c) : <math>d_p = 8 \text{ mm}</math>.....</b>	<b>123</b>
<b>Figure V.14 : Evolution du coefficient de diffusion axiale en fonction de la vitesse de fluidisation, comparaison aux résultats de Cheng &amp; Wen (1968).....</b>	<b>125</b>
<b>Figure V.15 : Evolution du coefficient de diffusion axiale en fonction de la vitesse de fluidisation : comparaison aux résultats de Tang &amp; Fan (1990) .....</b>	<b>126</b>
<b>Figure V.16 : Effet de la porosité sur la dispersion axiale de la phase continue comparaison aux travaux de Kikuchi et al. (1984).....</b>	<b>128</b>
<b>Figure V.17 : Effet de la porosité sur la dispersion axiale de la phase Comparaison aux résultats de Tang &amp; Fan (1990).....</b>	<b>129</b>
<b>Figure V.18 : Corrélation de Tang &amp; Fan (1990).....</b>	<b>130</b>
<b>Figure V.19 : Corrélation de Kikuchi et al. (1984) Les symboles sont identiques à ceux de la figure V.16.....</b>	<b>132</b>
<b>Figure V.20 : Comparaison du coefficient de dispersion axiale de la phase liquide à la phase solide.....</b>	<b>133</b>
<b>Figure V.21 : Evolution du coefficient de dispersion axial en fonction de la vitesse superficielle de la phase continue .....</b>	<b>135</b>
<b>Figure V.22 : Evolution du coefficient de dispersion axial en fonction de la vitesse superficielle de la phase continue.....</b>	<b>137</b>

## Liste des annexes

<b>Annexe A : Etalonnage des débitmètres.....</b>	<b>155</b>
<b>Annexe B : Calcul de l'échelle intégrale temporelle eulérienne par la méthode des trapèzes .....</b>	<b>156</b>
<b>Annexe C : Méthode de calcul du coefficient d'autocorrelation sous Matlab .....</b>	<b>157</b>
<b>Annexe D : Exemple de détermination des fréquences des ondes de porosité.....</b>	<b>158</b>

## Nomenclature

---

### Lettres latines

A : coefficient de frottement	$[\text{Kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}]$
B : mobilité des particules	$[\text{kg}^{-1}.\text{m}^2.\text{s}]$
C : concentration adimensionnée du traceur	[-]
$C_d$ : coefficient de trainée	[-]
$C_m$ : coefficient de masse virtuelle	[-]
$C_{MA}$ : coefficient de masse ajoutée	[-]
$d_p$ : diamètre des particules	[m]
$D_a$ : coefficient de dispersion axiale	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
$D_c$ : diamètre de la colonne de fluidisation	[m]
$D_L$ : coefficient de dispersion axiale de la phase fluide	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
$D_r$ : coefficient de dispersion radiale	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
$D^*$ : coefficient de dispersion axiale adimensionné	[-]
$E_d$ : énergie de dissipation	$[\text{m}^2.\text{s}^{-3}]$
$E_{ik}$ ; $E_{iks}$ : tenseurs de contraintes respectivement des deux phases fluide et solide	$[\text{N.m}^{-2}]$
f : forces extérieures agissant sur la particule	[N]
$f_a$ : force de masse ajoutée	[N]
$f_A$ : force d'Archimède	[N]
$f_d$ : force de trainée	[N]
$f_h$ : force de Basset	[N]
$F_{fi}$ et $F_{si}$ : forces par unité de masse	$[\text{N.kg}^{-1}]$
$F_i$ : force d'interaction fluide-particule	[N]
g : accélération gravitationnelle	$[\text{m.s}^{-2}]$
H : hauteur de la couche fluidisée, cm	[m]
$H_c$ : hauteur de la colonne de fluidisation	[m]
$H_{mf}$ : hauteur du lit au minimum de fluidisation	[m]
k : facteur de perméabilité des particules	$[\text{m}^2]$
$m_p$ : masse d'une particule	[kg]
n : coefficient de Richardson - Zaki	[-]
n : nombre de particules par unité de volume	[-]
N : nombre de densité des particules ; nombre de particules par unité de volume	[-]

## Nomenclature

---

$p$ ; $p^f$ : pression du fluide	[Pa]
$p^s$ : pression du solide	[Pa]
$r$ : coordonnée radiale	[m]
$S$ : l'aire de la section de la colonne	[m <sup>2</sup> ]
$S_{ik}$ : tenseur associé à la face dispersée	[N.m <sup>-2</sup> ]
$S_p$ : surface d'une particule	[m <sup>2</sup> ]
$T$ : température granulaire	[m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$T_E$ : échelle de temps eulérienne	[s]
$T_L$ : échelle de temps lagrangienne	[s]
$u$ : vitesse axiale moyenne du liquide	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_1$ : vitesse d'une molécule avant collision	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_2$ : vitesse d'une molécule après collision	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_t$ : vitesse linéaire des molécules	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{u}$ : vitesse moyenne locale du fluide	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U$ ; $U_o$ : vitesse de la phase fluide (vitesse débitante du fluide)	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_i$ : vitesse interstitielle du fluide	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_z$ : composante de la vitesse dans la direction $z$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_{mf}$ : vitesse minimale de fluidisation	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_t$ : vitesse terminale de chute des particules	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{v}$ : vitesse locale moyenne de déplacement des particules	[m.s <sup>-1</sup> ]
$v'$ : vitesse fluctuante de la particule	[m.s <sup>-1</sup> ]
$v$ ; $V$ : vitesse de déplacement d'une particule	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{V}$ : vitesse moyenne de déplacement des particules	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_i$ : vitesse locale instantanée de la particule	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_k$ : vitesse de la phase $k$ de déplacement de la particule	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_p$ : volume de la particule	[m <sup>3</sup> ]
$x$ : coordonnée axiale	[m]
$X_{fi}$ , $X_{si}$ : ièmes composantes des forces par unité de volume	[N.m <sup>-3</sup> ]
$z$ : coordonnée axiale	[m]

## Nomenclature

---

### Lettres grecques

$\beta$ : Coefficient de traînée	[Kg.m <sup>-3</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\varepsilon$ : porosité du lit	[-]
$\varepsilon_{mf}$ : porosité au minimum de fluidisation	[-]
$\mu$ : viscosité dynamique du liquide	[Pa.s]
$\mu_f$ ; $\mu_s$ : viscosité de cisaillement des deux phases fluide et solide	[Pa.s]
$v$ : fraction solide du lit	[-]
$v'$ : fluctuation de la fraction solide	[-]
$v^*$ : fraction solide en lit fixe	[-]
$\lambda$ : libre parcourt moyen	[m]
$\lambda$ : longueur d'onde de la lumière laser	[m]
$\lambda_f$ ; $\lambda_s$ : viscosité de compression des deux phases fluide et solide	[kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\rho_f$ : masse volumique du liquide	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\rho_s$ ; $\rho_p$ : masse volumique du solide	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$ : fluctuation de vitesse axiale	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\sigma_{ik}$ ; $\sigma_{ik}^s$ : tenseurs de contraintes effectifs respectivement des deux phases fluide et solide	[N.m <sup>-2</sup> ]
$\phi$ : facteur de forme	[-]
$\Delta z^2$ : variance de déplacement axial pendant un temps $\Delta t$	[m <sup>2</sup> ]
$\Delta P$ : pertes de charges	[Pa]
$\eta'$ : Paramètre de résistance à la configuration des particules	[kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\theta$ : persistance de la vitesse	[-]
$\theta$ ; $\xi$ : coefficients de masse virtuelle	[-]
$\psi_{ik}$ : tenseur associé à la phase continue	[N.m <sup>-2</sup> ]

### Nombres adimensionnels

Ar : nombre d'Archimède  $(= \frac{d_p^3 \rho_f g (\rho_p - \rho_f)}{\mu^2})$

Fr : nombre de Froude  $(= \frac{u^2}{gd_p})$

## Nomenclature

---

Ga : nombre de Gallilé	$(= \frac{gd_p^3}{\nu^2})$
M <sub>v</sub> : nombre de masse volumique	$(= \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_s})$
Pe : nombre de Pecklet	$(= \frac{U_i d_p}{D_a \varepsilon})$
Re <sub>p</sub> : nombre de Reynolds particulaire	$(= \frac{\rho_f U d_p}{\mu_f})$
Re <sub>mf</sub> : Nombre de Reynolds particulaire au minimum de fluidisation	$(= \frac{\rho_f U d_p}{\mu_f})$
Re <sub>t</sub> : nombre de Reynolds particulaire à la vitesse terminale	$(= \frac{\rho_f U_t d_p}{\mu_f})$
St : Nombre de Stokes particulaire	$(= \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{Re_p}{9})$

---

## **INTRODUCTION GENERALE**

---

La fluidisation est un phénomène où des particules solides sont mises en contact avec un fluide ascendant (gaz ou liquide), pour les mettre en suspension. Le terme fluidisation vient du fait que la suspension fluide / solide est amenée dans un état semblable à celui d'un fluide. Par exemple, si l'on inclinait le lit fluidisé, la surface de la suspension reste horizontale et ne suivrait pas l'inclinaison du récipient. On peut aussi plonger un objet dans le lit fluidisé sans une résistance particulière de la suspension, comme ce serait le cas pour un fluide.

En tant que procédé industriel, la fluidisation solide-liquide est beaucoup moins répandue que la fluidisation gazeuse, Cependant, l'utilisation des lits fluidisés liquides recouvre une grande variété d'opérations de transfert de masse et de chaleur. Des exemples d'application de cette technique incluent la cristallisation, l'échange d'ions, l'adsorption ainsi que les réactions catalytiques. La fluidisation liquide étant un cas d'écoulement intéressant au plan académique pour tester les modèles diphasiques, elle a rapidement suscité un vif intérêt de nombreuses industries. Même si un lit fluidisé liquide n'est pas le siège de mélanges chaotiques comme le phénomène de bullage, et ne présente pas des transitions de régime d'écoulement aussi marquées qu'en fluidisation gazeuse (régime oscillant, à bulles et turbulent), il ne peut cependant être considéré comme un cas de fluidisation homogène.

L'étude de la fluidisation liquide a suscité un certain nombre de travaux ayant pour but, par exemple, de mieux comprendre l'origine du phénomène de bullage dans les lit fluidisés en phase gazeuse - le lit fluidisé solide-liquide ne constituant dans ce cas qu'un outil expérimental plus pratique à manipuler qu'un lit fluidisé gaz-solide, grâce à un taux de croissance plus faible de ces instabilités (El - Kaissy & Homsy, 1976). Des fluctuations de la concentration à grande échelle et à basse fréquence ont été en effet observées expérimentalement, et la dépendance des échelles spatio-temporelles caractéristiques de ces fluctuations avec le rapport entre la vitesse de fluidisation et la vitesse minimale de fluidisation, a été démontrée (Homsy et al., 1980). Différents régimes de fluidisation solide-liquide ont été caractérisés en fonction du rapport entre la vitesse de fluidisation et la vitesse minimale de fluidisation, c'est à dire en fonction de l'expansion du lit (ou de la fraction solide) par Didwania & Homsy (1981). Par ordre décroissant de la fraction solide, ils observent un régime onduleux qui se transforme en un écoulement turbulent après passage par un régime onduleux à ondes de porosité transversales. Des enregistrements vidéo numériques ont été utilisés par Poletto et al. (1995) pour déterminer la distribution de la porosité dans un lit fluidisé rectangulaire étroit, à partir de ces enregistrements, les auteurs ont déterminé les fonctions d'autocorrélation temporelles et spatiales, et les spectres correspondants. Leurs

résultats montrent que les ondes de porosité sont caractérisées par des échelles de fréquence inférieures à 1 Hz, et la dynamique du lit devient de plus en plus chaotique avec l'augmentation de la porosité. Zenit & Hunt (2000) ont analysé le signal non stationnaire de la fraction volumique obtenu à partir de la technique d'impédance, la moyenne quadratique du taux de vide des fluctuations (RMS) et leurs spectres montrent également que des bandes de faible concentration sont confinées dans des basses fréquences, tandis que les fluctuations sont plus chaotiques aux hautes fréquences. Nous avons par ailleurs relevé dans la littérature des études ayant pour but d'affiner l'analyse de la dynamique des lits fluidisés et de présenter d'autres aspects liés à leur comportement instable. A cette fin, les chercheurs ont introduit l'analyse multi-résolution (Percival & Walden, 2000) et des méthodes quantitatives des systèmes dynamiques (Abarbanel, 1996 et Kantz & Schreiber, 1997). Jusqu'à présent, ces outils sont utilisés pour étudier les lits fluidisés gazeux (Lu & Li, 1999 ; Cui et al., 2000 ; Kulkarni et al. 2001 ; Ren et al. 2001 ; Ellis et al. 2003 ; Briens & Ellis, 2005 ; Shou & Leu, 2005 ; Sasic et al. 2006 ; Wu et al. 2007 ; Yang & Leu, 2008 ; Zhao et al., 2011). En dépit de leurs précieuses contributions à l'amélioration de la compréhension de la dynamique des bulles et à une caractérisation plus fine des régimes de fluidisation, on doit approfondir davantage les travaux sur la fluidisation pour comprendre l'origine et la nature des mouvements à grande et petite échelles dans les deux phases comme l'ont souligné Johnsson et al. (2000) et Ellis et al. (2003), entre autres. La meilleure approche expérimentale pour avoir accès aux différentes échelles de mouvement significatives est de faire des mesures locales de la dynamique aussi bien de la phase continue que dispersée, avec une résolution suffisante. Rares sont les travaux expérimentaux consacrés à la dynamique locale de la phase continue, sans doute en raison des difficultés pratiques des mesures à l'intérieur du lit fluidisé. Handley et al. (1966) ont fait des mesures à l'intérieur d'un lit fluidisé liquide avec un micro tube de Pitot, mais ces auteurs reconnaissent l'estimation inexacte des caractéristiques de la turbulence. Bernard et al. (1981) ont mesuré par anémométrie laser la vitesse locale du liquide à l'intérieur d'un lit fluidisé transparent. Ces derniers ont examiné deux porosités et limité l'étude de la turbulence à la mesure des fluctuations de vitesse de la phase liquide.

L'anémométrie à fil chaud a été utilisée par Bascoul et al. (1988) pour déterminer la vitesse locale du liquide à l'intérieur et à l'extérieur d'un lit fluidisé liquide-solide. L'auteur a étudié les spectres de puissances et la fonction d'autocorrélation pour deux porosités uniquement. Corona (2008) a déterminé par traitement PIV le champ instantané de la vitesse de la phase continue dans la partie supérieure du lit fluidisé. L'auteur a également calculé les spectres de

puissance et l'autocorrélation dans la partie monophasique pour une plage de concentrations relativement étendue.

Ce travail de thèse est consacré à l'étude expérimentale de la dynamique locale de la phase continue à la sortie du lit fluidisé liquide-solide. Avec l'hypothèse de Taylor (Monin & Yaglom, 1975) et les résultats précieux de Bernard (1981), on peut affirmer que les résultats sont assez représentatifs du comportement du liquide à l'intérieur du lit fluidisé. Outre son intérêt vis-à-vis du procédé lui-même, cette étude est d'abord motivée par le constat d'un manque important de données expérimentales détaillées sur le champ hydrodynamique de la phase continue, en particulier sur les fluctuations de vitesses. Cette absence de données expérimentales ne permet pas d'appréhender de façon correcte le problème du changement d'échelle et limite d'autre part la possibilité de comparaison des caractéristiques hydrodynamiques des deux phases solide et liquide du système fluidisé. Notamment les fluctuations de vitesse ou de porosité, les spectres de puissance, les coefficients d'autocorrélation et la dispersion axiale. L'objectif de cette comparaison étant de dégager des similitudes de comportement des deux phases du système de fluidisation.

On se propose également d'appliquer dans la présente étude, la représentation temps-fréquence aux fluctuations de vitesses de la phase liquide, afin de caractériser les fréquences des structures cohérentes du lit fluidisé.

Le manuscrit est organisé de la manière suivante :

- ❖ Le premier chapitre est consacré dans une première partie, aux connaissances générales sur le phénomène de fluidisation : le spectre de fluidisation, la classification des particules solides, l'expansion du lit fluidisé, ainsi que les vitesses minimale et terminale de fluidisation. Dans une deuxième partie du chapitre, nous présentons les différents travaux relatifs à la dynamique locale des deux phases solide et liquide du lit fluidisé.
- ❖ Dans le second chapitre, nous présentons une revue non exhaustive des modèles diphasiques eulériens de la littérature développés pour la l'analyse de la stabilité de l'état de fluidisation uniforme à partir de la perturbation d'un modèle à deux fluides.
- ❖ Nous présentons et discutons dans le troisième chapitre, les différentes études expérimentales qui ont visé la caractérisation du mélange dans les procédés à lit fluidisé liquide-solide, à travers la détermination du coefficient de diffusion axial. Une discussion de ces données expérimentales, acquises par des techniques de mesure très différentes et dans une plage étendue de paramètres d'écoulement est effectuée au cours de ce chapitre.

❖ Le quatrième chapitre est une présentation du dispositif expérimental conçu au niveau de notre laboratoire, des techniques de mesures utilisées pour le calcul des caractéristiques hydrodynamiques de la fluidisation. Notamment, la vitesse minimale de fluidisation et la porosité de la couche fluidisée. La suite de ce chapitre est consacrée à la description des méthodes de calcul appliquées aux signaux temporels de vitesse enregistrés par anémométrie laser, il s'agit de la transformée de Fourier (l'énergie spectrale), la transformée de Fourier inverse (l'autocorrélation) et de l'analyse temps-fréquence (la transformée en ondelettes).

❖ Dans le dernier chapitre nous présentons les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette présente étude, nos résultats sont par la suite comparés à ceux relevés dans la littérature. Nous proposons en fin du chapitre quelques perspectives de ce travail.

# **Chapitre I**

---

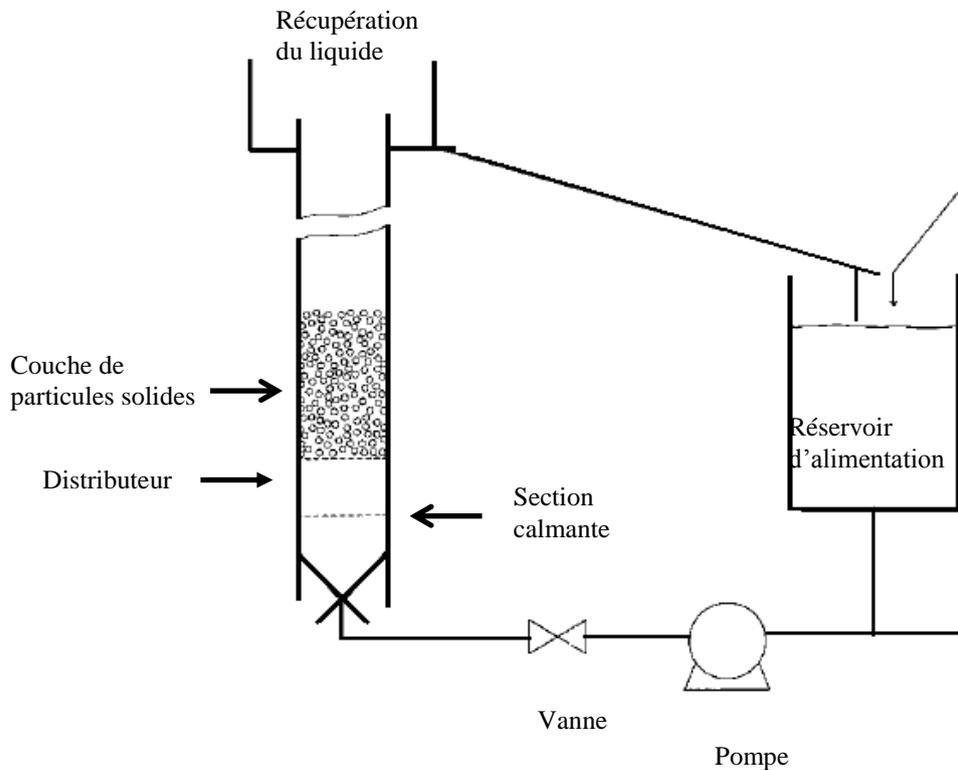
## **CARACTERISATION DE LA DYNAMIQUE DES LITS FLUIDISES LIQUIDE-SOLIDE**

---

## I. 1 Généralités sur la fluidisation

### I. 1. 1 Description fondamentale de la fluidisation

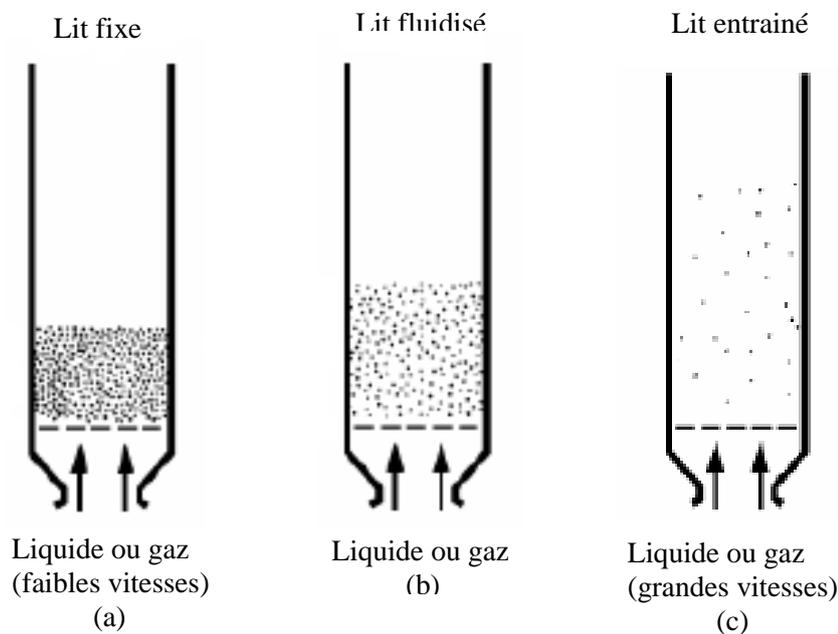
Dans la fluidisation, on considère une couche (lit) de particules solides, fines reposant sur une grille poreuse horizontale (distributeur) à l'intérieur d'une colonne assimilable à un cylindre vertical (Fig. I-1).



**Figure I.1 : Boucle fermée de la fluidisation liquide**

Le lit initialement stationnaire, est apporté à un état fluidisé par l'écoulement ascendant du fluide (éventuellement du liquide ou du gaz) qui circule à travers la couche. Avec l'augmentation progressive du débit de fluide (Fig. I.2), on réalise que pour les plus faibles vitesses, la couche de solide reste sur la grille sans mouvements visibles, les particules forment un lit fixe (Fig. I.2 (a)). A partir d'une certaine vitesse, les forces de frottement deviennent suffisantes pour équilibrer le poids du solide par unité d'aire de section droite, la couche de particules se dilate légèrement mais le lit reste fixe : c'est le point initial de fluidisation. La vitesse correspondant est désignée par la vitesse minimale de fluidisation ( $U_{mf}$ ). Au delà de ce seuil, le lit se soulève, les particules se décollent légèrement les unes des autres et sont soumises à des mouvements dans toutes les directions, on note une expansion de la couche en atteignant ainsi la transition entre l'état fixe et l'état fluidisé du lit de

particules (Fig. II.2(b)). La hauteur du lit augmente, la couche et alors fluidisée. A débit encore plus important, on observe toujours la fluidisation, mais accompagnée d'une expansion progressive du lit qui peut aller jusqu'à l'entraînement des particules.



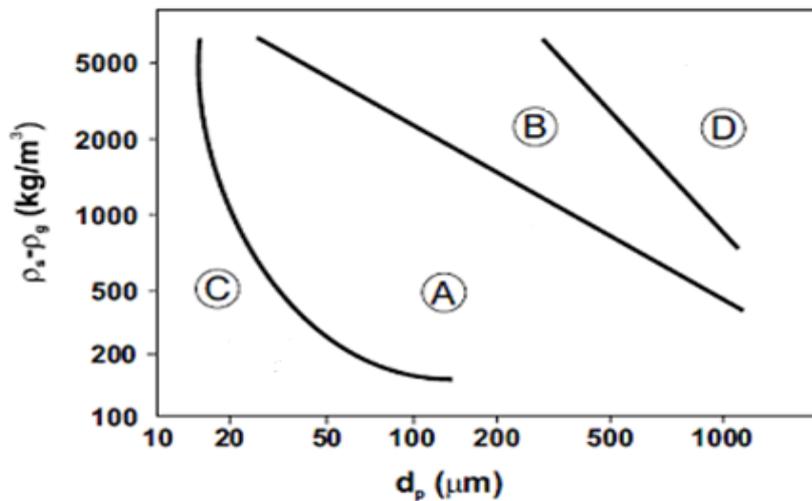
**Figure I.2 : Lits fluidisés (vitesses croissantes de fluide de gauche à droite)**

La fluidisation est donc un phénomène qui ne se produit que sur une plage bien précise de débits, bornée pour les faibles valeurs, par le débit minimum de fluidisation qui marque la transition entre les états fixe et fluidisé, et du côté des fortes valeurs, par le débit maximum qui repère le passage de l'état fluidisé au transport hydraulique (Epstein, 2000).

### **I.1.2 Classification des particules solides**

La masse volumique et la taille des particules ont une influence importante sur leur aptitude à la fluidisation. La taille des particules utilisées dans les lits fluidisés industrielles peut varier de 15 à 6000  $\mu\text{m}$ , la masse volumique de ces particules ainsi que celle du fluide varient également dans une large gamme. La vitesse nécessaire à la fluidisation des grosses particules sera largement supérieure à celle pour les particules de plus faibles diamètres.

En se basant sur ces caractéristiques de fluidisation, Geldart (Epstein, 2000) a classifié les particules en quatre groupes distincts suivant leur différence de densité avec le fluide et leur diamètre, le diagramme de Geldart est représenté sur la figure I.3.



**Figure I.3 : Classification de Geldart des particules**

Geldart a identifié quatre régions dans lesquelles l'aptitude à la fluidisation est distinctement définie :

- **Classe A** : les particules sont de taille petite et de masse volumique faible et facile à fluidiser (polystyrène). Les particules appartenant à cette catégorie ont les caractéristiques suivantes :

$$\rho_s < 1400 \text{ kg/m}^3 ; 20 \mu\text{m} < d_p < 100 \mu\text{m}$$

- **Classe B** : cette catégorie regroupe la majeure partie des solides fluidisables. Il s'agit de poudres dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$1400 \text{ kg/m}^3 < \rho_s < 4000 \text{ kg/m}^3 ; 40 \mu\text{m} < d_p < 600 \mu\text{m}$$

- **Classe C** : ce sont des poudre adhésives, difficiles à fluidiser (farine, ciment), ces particules sont de très faibles dimensions

$$d_p < 30 \mu\text{m}$$

- **Classe D** : cette catégorie rassemble les grosses particules dont la vitesse de fluidisation est relativement importante

$$d_p > 600 \mu\text{m}$$

### **I.1.3 Avantages et inconvénients de lits fluidisés**

Les lits fluidisés denses ont généralement les caractéristiques suivantes qui favorisent leur utilisation dans des applications diverses :

1. Le mouvement permanent des particules qui ressemble à celui d'un fluide, permet de manipuler de façon continue, contrôlée et automatique les opérations avec une relative facilité, ainsi comme le transport des solides dans et hors du lit.
2. Transfert thermique élevé vers la surface du lit et du fluide aux particules, menant à l'uniformité de la température dans le lit.
3. Taux de transfert de masse élevée entre le fluide et les particules, ce qui fait de ce mode de contact l'un des plus convenables.
4. Application sur un grand choix de propriétés des particules et sur un taux élevé de mélange des solides, à cet effet les opérations peuvent être contrôlées de façon simple et en sécurité.

Cependant, les lits fluidisés présentent les inconvénients suivants :

1. Pour les lits de bouillonnement avec des particules fines, le mouvement devient difficile à décrire, et les grandes déviations de l'écoulement conduisent à un contact inefficace.
2. Le mélange rapide dans le lit mène aux temps de séjour non-uniformes des solides dans le réacteur. Pour le traitement continu des solides, ceci donne un produit non uniforme et une performance très pauvre, particulièrement à niveaux de conversion élevée.
3. Des solides friables sont pulvérisés et entraînés par le gaz et ils doivent être remplacés.
4. L'érosion des tubes et des conteneurs due à l'abrasion par des particules peut être sérieuse.

### **I.1.4 Limites du domaine de fluidisation**

La fluidisation est un phénomène intermédiaire entre l'état fixe et le transport, elle se produit dans une gamme de vitesses comprises entre la vitesse au minimum de fluidisation ( $U_{mf}$ ) et la vitesse terminale de chute ( $U_t$ ) des particules. Avant de définir ces paramètres de fluidisation, nous allons rappeler les définitions de quelques nombres caractéristiques utiles pour la caractérisation de la dynamique des lits fluidisés. Ces nombres sont cités dans le tableau I.1.  $U$  est la vitesse débitante de fluidisation,  $\rho_f$  et  $\rho_s$  respectivement la masse volumique de la phase fluide et la phase solide,  $\mu_f$  la viscosité dynamique du fluide,  $d_p$  le diamètre des particules solides et  $g$  l'accélération de la pesanteur.

**Tableau I.1 : Nombres caractéristiques adimensionnels**

<p>Nombre de Reynolds particulaire</p> <p>Nombre de Reynolds au minimum de fluidisation</p> <p>Nombre de Reynolds terminal</p>	$Re_p = \frac{\rho_f U d_p}{\mu_f}$ $Re_{mf} = \frac{\rho_f U_{mf} d_p}{\mu_f}$ $Re_t = \frac{\rho_f U_t d_p}{\mu_f}$
<p>Nombre d'Archimède</p>	$Ar = \frac{d_p^3 \rho_f g (\rho_p - \rho_f)}{\mu^2}$
<p>Nombre de masse volumique</p>	$Mv = \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_s}$
<p>Nombre de Gallilé</p>	$Ga = \frac{g d_p^3}{\nu^2}$
<p>Nombre de Froude</p>	$Fr = \frac{u^2}{g d_p}$

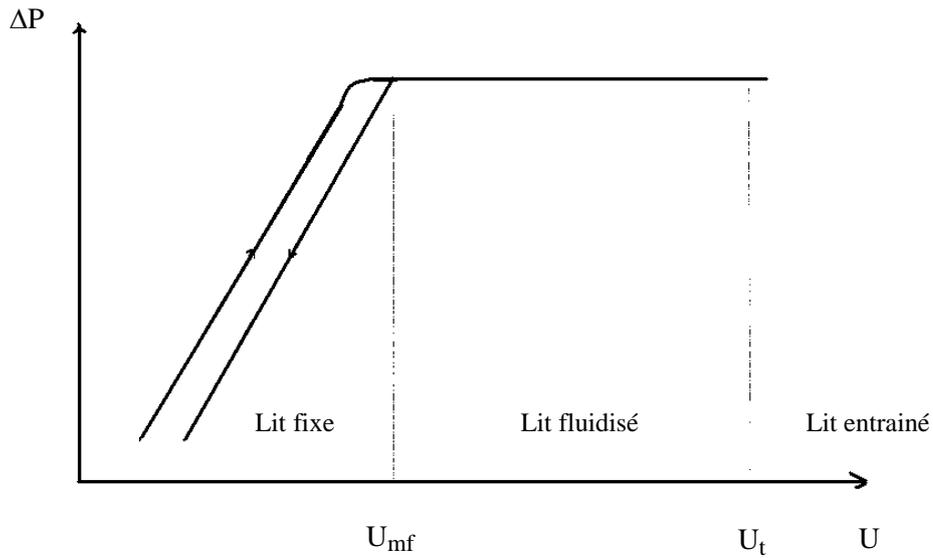
#### I.1.4.1 Vitesse minimale de fluidisation

La vitesse minimale de fluidisation est un des paramètres essentiels pour caractériser le phénomène de fluidisation. Cette caractéristique qui marque la transition entre l'état fixe et l'état fluidisé du lit peut être déterminée en mesurant les pertes de charge totale à travers le lit fluidisé à débit décroissant (Fig. I.4).

Le minimum de fluidisation est défini comme étant le point d'intersection entre la droite linéaire correspondant au lit fixe et le palier constant correspondant au lit fluidisé.

Plusieurs corrélations ont également été proposées dans la littérature pour le calcul de  $U_{mf}$  dans les conditions opératoires, la plus utilisée est l'équation d'Ergun : pour un lit fixe, la perte de charge par unité de longueur subie par le fluide est fonction de la vitesse et elle est définie par la relation d'Ergun (Epstein, 2000) :

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{150 \mu_f (1 - \varepsilon)^2}{(\phi d_p)^2 \varepsilon^3} U + \frac{1.75 \rho_f (1 - \varepsilon)}{\phi d_p \varepsilon^3} U^2 \quad (I.1)$$



**Figure I. 4 : Spectre de fluidisation et diagramme de pertes de charge**

Pour les particules bien fluidisables, le phénomène de fluidisation se traduit par une égalité des forces de pesanteur et des forces de trainée. Au minimum de fluidisation ( $U = U_{mf}$ ), on obtient l'expression suivante:

$$\frac{\Delta P}{H_{mf}} = (1 - \varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho_f)g \quad (I.2)$$

Pour  $U = U_{mf}$ , on a également  $H = H_{mf}$  et donc la combinaison des équations (I.1) et (I.2) permet d'obtenir  $U_{mf}$ :

$$\frac{1.75}{\phi \varepsilon_{mf}^3} \left( \frac{d_p U_{mf} \rho_f}{\mu_f} \right)^2 + \frac{150(1 - \varepsilon_{mf})}{\phi^2 \varepsilon_{mf}^3} \left( \frac{d_p U_{mf} \rho_f}{\mu_f} \right) = \frac{d_p^3 \rho_f (\rho_s - \rho_f)g}{\mu_f^2} \quad (I.3)$$

Ou sous sa forme adimensionnelle :

$$\frac{Ar}{Re_{mf}} = 150 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} + \frac{1.75}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} Re_{mf} \quad (I.4)$$

où  $U_{mf}$  et  $\varepsilon_{mf}$  sont respectivement la vitesse superficielle et la porosité au minimum de fluidisation.  $\phi$  est un facteur de sphéricité.  $Ar$  est le nombre d'Archimède et  $Re_{mf}$  est le nombre de Reynolds des particules, définis respectivement par les relations suivantes :

$$Ar = \frac{d_p^3 \rho_f (\rho_s - \rho_f) g}{\mu_f^2} \quad (I.5)$$

$$Re_{mf} = \frac{\rho_s d_p U_{mf}}{\mu_f} \quad (I.6)$$

Dans ce genre de corrélations, la porosité au minimum de fluidisation doit être parfaitement connue pour éviter une imprécision dans les calculs.

#### I.1.4.2 Vitesse terminale de fluidisation

Lorsque les particules sont entraînées par le fluide et commencent à quitter la colonne de fluidisation, la vitesse maximale de fluidisation ( $U_t$ ) ou la vitesse terminale de chute des particules est atteinte. Cette vitesse peut être exprimée par la relation suivante (Gibilaro, 2001):

$$U_t = \left( \frac{4gd_p(\rho_s - \rho_f)}{3\rho_f C_d} \right)^{1/2} \quad (I.7)$$

Avec  $C_d$  coefficient de traînée qui peut être exprimé en fonction du nombre de Reynolds rapporté à la particule :

$$\text{Pour } Re_p < 0.4 \quad C_d = \frac{24}{Re_p} \quad (I.8)$$

$$\text{Pour } 0.4 < Re_p < 500 \quad C_d = \frac{10}{\sqrt{Re_p}} \quad (I.9)$$

$$\text{Pour } 500 < Re_p < 20000 \quad C_d = 0.43 \quad (I.10)$$

$$Re_p = \frac{\rho_f U d_p}{\mu_f} \quad (I.11)$$

#### I.1.5 Expansion des lits fluidisés

Les données expérimentales concernant l'expansion des lits fluidisés liquide sont très nombreuses comme le montre la littérature. Ceci n'est toutefois pas d'une grande aide pour l'étude de la dynamique des interactions dans les systèmes liquide-solide. La raison principale

est le manque d'un traitement théorique capable d'identifier les dépendances des paramètres physiques. L'empirisme est resté l'approche privilégiée, montrant des centaines de données expérimentales en échelles logarithmiques. Les données d'expansion des lits fluidisés sont également comparées avec des expressions mathématiques qui présentent la porosité du lit en fonction de la vitesse superficielle du liquide. Bien que pratique, cette représentation a l'inconvénient d'être potentiellement trompeuse, en particulier pour une grande expansion du lit fluidisé.

Plusieurs approches ont été recommandées pour décrire les données d'expansion des lits fluidisés liquides. Celles-ci sont citées par Di-Felice (1995), le plus souvent, toutes les équations sont comparées avec les données expérimentales disponibles dans la littérature, indépendamment des caractéristiques des comportements très différents qui peuvent se produire. L'une des premières approches a été proposée par Richardson & Zaki (1954). Ces derniers ont montré que l'expansion moyenne d'une suspension liquide fluidisée peut être décrite proprement pour tous ses états (sauf le bullage) par la loi empirique suivante :

$$U = U_t \varepsilon^n \quad (\text{I.12})$$

$n$  étant un exposant dépendant du nombre de Reynolds particulaire de chute  $Re_t$ . La détermination de la valeur du coefficient  $n$  dépend du régime étudié. Les auteurs ont montré que  $n$  est fonction uniquement de  $Re_t$

$n = 4.65$	$Re_t < 0.2$
$n = 4.4 Re_t^{-0.03}$	$0.2 < Re_t < 1$
$n = 4.4 Re_t^{-0.1}$	$1 < Re_t < 500$
$n = 2.4$	$Re_t > 500$

Dans le papier original, Richardson & Zaki (1954) ont établi que le coefficient  $n$  et la vitesse terminale de chute  $U_t$  étaient dépendants du rapport  $d/D$  entre les diamètres des particules et de la colonne. Cependant, les effets de parois n'ont jusqu'à maintenant pas été confirmés et l'influence de ce rapport ne semble pas significative. Ceci a été vérifié par Chong *et al.* (1979).

Wen & Yu (1966) ont proposé une relation équivalente à celle de Richardson & Zaki (1954) pour les deux conditions d'écoulement extrêmes. En régime intermédiaire, la courbe représentative de la vitesse débitante du fluide en fonction de la fraction en liquide est légèrement concave en échelle logarithmique et tend à sous-estimer les valeurs de la vitesse du fluide en régime dilué par rapport à la courbe linéaire de Richardson & Zaki (1954). La relation est la suivante :

$$Ga = (20 Re + 1.44 Re^{1.8}) \varepsilon^{-4.73} \quad (I.13)$$

En utilisant les mêmes données expérimentales, Rowe (1987) a proposé une seule équation applicable à tous les régimes d'écoulement :

$$\frac{4.7 - n}{n - 2.35} = 0.175 Re_t^{0.75} \quad (I.14)$$

En reprenant le même travail, Khan & Richardson (1989), ont lié les valeurs de  $n$  au nombre de Gallilé, pour éviter le calcul préalable du nombre de Reynolds terminal :

$$\frac{4.8 - n}{n - 2.4} = 0.043 Ga^{0.57} \quad (I.15)$$

On remarque que les équations reportées dans ce paragraphe sont exprimées en fonction d'un seul nombre adimensionnel  $Re_t$  ou  $Ga$ , comme il a été prédit par Richardson & Zaki (1954).

## **I.1.6 Régimes de fluidisation**

Dans la description classique de la fluidisation, on distingue deux comportements différents correspondant aux systèmes liquide-solide et gaz-solide, il s'agit respectivement de la fluidisation particulaire (ou homogène) et agrégative (ou hétérogène).

### **I.1.6.1 Fluidisation particulaire (ou homogène)**

Lorsque les particules solides sont individuellement et uniformément dispersées dans le lit fluidisé, on dit qu'il s'agit d'une fluidisation homogène ou particulaire, cet état de fluidisation est généralement observé dans les lits fluidisés liquide-solide. Cependant les observations expérimentales des publications relevées dans la littérature ont montré que dans

une suspension fluidisée liquide-solide, un état de fluidisation particulière où toutes les particules solides sont distribuées spatialement de façon uniforme n'est pas toujours réalisé.

Hasset (1961) a observé des bandes horizontales de haute porosité, d'environ 1 cm de largeur, qui naissent au fond de la couche fluidisée liquide-solide, juste au dessus du distributeur, qui montent progressivement à travers la couche, et qui disparaissent à la surface supérieure du lit fluidisé. A ces bandes de porosités, l'auteur a donné le nom de vides partiels (ou parvoids).

Plusieurs auteurs se sont par la suite intéressés à ce phénomène, pour une vitesse  $U_c$  très proche de la vitesse minimale de fluidisation, Didwania & Homsy (1981) ont montré qu'une suspension constituée de billes de verre de 209  $\mu\text{m}$  fluidisées dans de l'eau reste stable : elle reste homogène au niveau macroscopique mais des interactions hydrodynamiques multiples entre particules provoquent l'agitation des particules à l'échelle microscopique. Ce régime a été également identifié par Ham et al. (1990) qui ont étudié l'influence du diamètre (de 163  $\mu\text{m}$  à 655  $\mu\text{m}$ ) des particules et de la viscosité du liquide (jusqu'à 8.5 fois supérieure à celle de l'eau pure) sur l'apparition d'instabilités en lit fluidisé liquide. Au-delà de cette vitesse critique  $U_c$ , la suspension n'est plus homogène. Une Première instabilité apparaît sous forme d'ondes planes de concentration avec des fronts d'ondes horizontaux qui se propagent le long du lit (Anderson & Jackson, 1967 ; El-Kaissy & Homsy, 1976). C'est le régime ondulatoire. En augmentant encore la vitesse débitante, les particules sont fortement agitées et soumises à des fluctuations aléatoires. La suspension devient homogène en structure, c'est le régime turbulent (Didwania & Homsy, 1981). Pour des billes de petite taille et d'inertie élevée, et pour des grandes vitesses de fluidisation, le régime à bulles peut être observé (Davidson & Harrison, 1967 ; Didwania & Homsy, 1981). Les interactions entre particules sont fortes et la propagation de bulles (zones faiblement pourvues en particules) le long du lit souligne le caractère très instable du lit.

### **I.1.6.2 Fluidisation agrégative**

Les lits fluidisés gazeux sont caractérisés par un comportement hétérogène, dans ces systèmes, dès que la vitesse minimale de fluidisation est atteinte, des bulles se développent dans le lit dont la taille augmente avec la vitesse débitante. C'est le régime à *bulles*, le régime ondulatoire n'étant jamais observé quand le fluide est un gaz. Avec l'augmentation du débit, pour des petits diamètres de colonne, ces bulles peuvent occuper toute la section du lit fluidisé, formant ainsi des *bouchons* (ou slugs). A forte vitesse d'écoulement, la transition vers le régime *turbulent* s'effectue alors (Herman, 1982).

Des critères empiriques permettant de distinguer ces deux comportements des lits fluidisés (particulaire et agrégatif) ont été établies par certains auteurs (Herman, 1982) :

- Wilhelm & Kwauk (1948) estiment que pour un nombre de Froude :

$$Fr = \frac{U_{mf}^2}{gd_p} > 1 \quad \text{le lit fluidisé est hétérogène, c'est un écoulement à bulles.}$$

- Zenz & Otmer (1960) proposent que pour un rapport de masses volumiques :

$$\frac{\rho_s}{\rho_f} < 2 - 3 \quad \text{le lit est particulaire.}$$

- Romero & Johnson (1962) : une fluidisation particulaire est observée pour :

$$Fr_{mf} \operatorname{Re}_{mf} \left( \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f} \right) \frac{H}{D} < 100$$

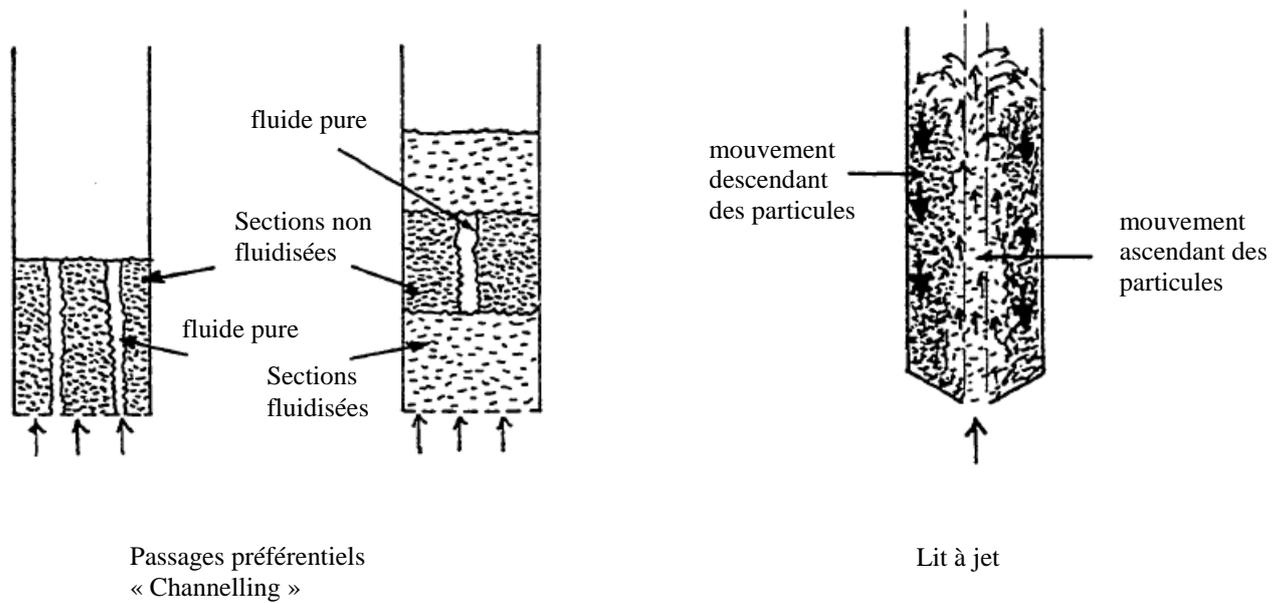
Foscolo & Gibilaro (1987) ont étudié l'effet du rapport de densité solide-fluide, de la taille des particules solides et de la viscosité du fluide sur la qualité de la fluidisation liquide (agrégative ou particulaire). Leurs résultats montrent que pour un liquide donné, la transition de la fluidisation homogène vers la fluidisation hétérogène (bullage) dépend à la fois de la densité et de la taille des particules en suspension, plus la densité des particules est basse, plus la taille des particules nécessaire pour la transition est grande. Ainsi la fluidisation à l'eau ambiante des particules de plomb de taille supérieure à 200  $\mu\text{m}$  et des particules de verre de taille supérieure à 2000  $\mu\text{m}$ , adopte un comportement d'agrégation.

### I.1.6.3 Passages préférentiels (Channelling)

A travers un écoulement fluidisé peuvent s'établir des mouvements organisés du solide en forme de boucles, ce phénomène appelé 'passages préférentiels' ou 'Channeling' peut se produire aussi bien en fluidisation agrégative que particulaire.

Handley et al. (1966) ont constaté que ces passages préférentiels sont provoqués par une mauvaise distribution du liquide à la base de la couche de fluidisation, un mouvement ascendant des particules solide est observé là où les vitesses du liquide sont élevées et une circulation vers le bas s'effectue pour des vitesses plus faibles du liquide. Ces auteurs précisent que ce phénomène peut être supprimé en améliorant la distribution du liquide sur toute la section droite de la colonne.

La forme extrême du 'Channelling' est appelée lit à jet. Un mouvement rapide ascendant des particules est observé au centre de la colonne de fluidisation, tandis que près des parois de la colonne, les particules effectuent un mouvement descendant.



**Figure I.5 : Conditions des passages préférentiels et du lit à jet**

## I.2 Dynamique des lits fluidisés liquide-solide

Les mélanges dispersés solide-liquide sont intrinsèquement instables et les applications expérimentales et industrielles de ces systèmes ont montré que les vitesses des deux phases fluide et solide et leurs fractions volumiques respectives subissent des fluctuations importantes autour de leurs valeurs moyennes. A cause de cette agitation, les coefficients de transfert de masse et de chaleur sont très élevés, raison pour laquelle, ces systèmes suscitent un très grand intérêt dans de nombreuses applications d'ingénierie. Plusieurs facteurs déterminent la nature de ces fluctuations comme par exemple le rapport de densité des deux phases ainsi que la vitesse moyenne de glissement. L'interaction entre les deux phases est complexe et une dynamique significative est transférée entre les deux phases. L'étude simultanée des caractéristiques dynamiques des deux phases solide et fluide n'a été que très peu entreprise (Handley et al., 1966, Corona, 2008), ce qui est probablement dû à la complexité des problèmes rencontrés dans ces systèmes diphasiques. Des travaux relatifs à chacune des deux phases sont par contre disponibles dans la littérature, certains ont été consacrés à l'étude de la phase solide (Carlos & Richardson, 1968 ; Willus, 1970 ; El-kaissy & Homsy, 1976 ; Didwania & Homsy, 1981 ; Poletto et al., 1995 ; Zenit, 1998 ; Limtrakul et al., 2005 et Corona, 2008) et d'autres moins nombreux, concernent l'étude de la

dynamique de la phase liquide (Allen & Smith, 1971 ; Bernard et al.,1981 et Bascoul, 1989, Kechroud, 2000. ).

### **I.2.1 Techniques de mesure en fluidisation**

Plusieurs techniques de mesure ont été implantées dans les milieux fluidisés pour étudier les propriétés locales de l'écoulement (Mohs et al., 2009) . On peut distinguer principalement deux types de techniques, les techniques de mesure intrusives comme par exemple les sondes optiques, électrochimiques ou capacitives et les techniques de mesure non intrusives comme l'Anémométrie Doppler Laser (LDA), la cinématographie, la Vélocimétrie par Images des Particules (PIV), la Tomographie par Emission des Particules (Positron-Emission-Particle-Tracking method, PEPT), la méthode de Capacitance Tomographique Electrique (Electrical Capacitance Tomography, ECT) et le suivi des particules fluorescentes ou phosphorescentes.

#### **I.2.1.1 Techniques intrusives : les sondes**

Puisque les lits fluidisés sont opaques et leur comportement près des parois n'est pas souvent représentatif du comportement à l'intérieure, plusieurs types de sondes ont été utilisées pour déterminer le mouvement local de la phase solide. San José et al. (2005, 2006) ont mesuré les distributions de la vitesse des particules dans un lit cylindrique conique, en utilisant une sonde à fibres optiques. Ces auteurs ont varié à la fois la géométrie de la colonne de fluidisation (le diamètre de la partie cylindrique, la hauteur et l'angle de la partie conique) et le diamètre des particules (billes de verre, de diamètre 2 à 5 mm) pour déterminer le point optimal de fonctionnement dynamique du fluide dans le spouting bed. Les avantages de cette technique de mesure sont les faibles coûts et une manipulation facile. Toutefois, la mesure doit être effectuée à l'intérieur de la colonne de traitement (intrusive) et donc, il doit y avoir des supports pour la sonde pour chaque hauteur étudiée. Un autre inconvénient est l'interférence de la sonde avec les particules solides, ajoutons à cela les problèmes des forces mécaniques exercées par la sonde et la mobilité de celle-ci. Par exemple, la sonde à fibre optique est largement utilisée pour mesurer le mouvement de la phase solide dans les systèmes multiphasiques. Notons que la sonde consiste en une paire de paquets de fibres optiques, un paquet de fibres est utilisé pour illuminer les particules individuelles et l'autre paquet détecte la lumière réfléchiée par ces particules.

## **I.2.1.2 Techniques non intrusives**

### **I.2.1.2.1 Technique cinématographique**

Cette technique de mesure a été couramment utilisée pour étudier des lits fluidisés transparents, l'emploi de cette technique nécessite l'ajustement des indices optiques des deux phases solide et liquide du lit fluidisé, ce qui permet de suivre le mouvement d'une particule marquée. Cette méthode, initiée par Handley et al.(1966), puis reprise par Carlos & Richardson (1968) et Willus (1970), permet le suivi lagrangien d'une particule colorée au sein du lit transparent. Malgré le développement croissant des techniques de visualisation et des performances des caméras, en termes de résolution spatio temporelle, cette méthode n'a cependant pas suscité beaucoup d'autres tentatives à ce jour.

### **I.2.1.2.2 Technique PIV**

Dans les lits fluidisés gazeux, l'ajustement des indices de réfraction n'étant pas possible, la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) à l'aide d'une sonde à fibres optiques a été utilisée pour mesurer le champ de vitesse dans la zone de désengagement au dessus de la surface du lit fluidisé (Duursama et al., 2001, Corona, 2008).

Bokkers et al. (2004) ont appliqué la PIV pour étudier un lit fluidisé bidimensionnel à bulles. Ces auteurs ont confirmé que les champs de vitesse mesurés par cette technique sont très comparables à ceux obtenus par la simulation CFD et DEM.

Dans la PIV, l'écoulement est illuminé par une nappe laser de très faible épaisseur, celle-ci est produite par une lentille placée au niveau de la tête d'un laser. Le principe de la mesure repose sur la détermination, dans un intervalle de temps donné, du déplacement de  $\mu$  - particules qui ensemencent l'écoulement. Ces  $\mu$  -particules ont la capacité de réfléchir la lumière de la nappe, et leur déplacement entre deux images consécutives est calculé à partir de la fonction d'intercorrélation de niveau de gris entre ces deux images.

### **I.2.1.2.3 Technique PEPT**

La tomographie par émission de particules (PEPT) appartient à la famille de techniques de mesures radioactives. Hoomans (2001) a utilisé la PEPT dans un lit fluidisé rectangulaire gaz - solide afin de comparer les résultats des champs de vecteurs vitesses des particules obtenues par des simulations aux données expérimentales. La PEPT tire profit d'une classe particulière de radio-isotopes, qui se désintègrent par émission de positrons (plus de 100.000 d.p.s). Lorsque les positrons rencontrent des électrons, ils sont anéantis,

chaque anéantissement convertit la matière en rayons gamma. Ces rayons gamma sont détectés simultanément par une paire de détecteurs, où une ligne peut être définie lorsqu'il se produit une collision. La position de la particule dans l'espace tridimensionnel peut être déterminée en calculant le point d'intersection de plusieurs paires consécutives de rayons gamma par triangulation. Wong (2006) a appliqué cette technique pour étudier le mouvement des bulles dans un pseudo lit fluidisé 2D prismatique. L'avantage de la technique PEPT est la possibilité de mesurer les trajectoires 3D des particules sans contact, avec une résolution spatiale élevée à des vitesses de particules de 20 m / s. L'inconvénient de cette méthode est la nécessité d'activer les particules traceur par rayonnement radioactif, dus à leurs désintégrations, ces particules traceur ne peuvent être utilisées que pour 75 min environ. Par ailleurs, la radioprotection relative à la sécurité doit être fournie, ce qui augmente considérablement les coûts.

#### **I.2.1.2.4 Technique ECT**

Mosorov et al. (2002) ont utilisé la capacité électrique tomographique pour déterminer les concentrations et les vitesses locales des particules dans une conduite horizontale et Wang et al. (2008) ont appliqué cette technique dans un lit fluidisé circulant. Cette technique utilise la dépendance entre la variation de la capacité diélectrique et la concentration du solide dans le système étudié. Si la mesure se fait en deux séquences très proches dans la direction principale, la vitesse des particules est accessible par l'intercorrélation de deux signaux. La configuration simple des capteurs et de la technique de mesure, ainsi que les faibles coûts sont les avantages de cette méthode de traitement. Par contre, on ne peut déterminer les trajectoires 3 D des particules et les interférences électrostatiques peuvent avoir une influence sur les mesures, de sorte qu'une bonne mise à terre est essentielle pour obtenir des résultats représentatifs. Puisque les propriétés du produit (en particulier l'humidité du produit) ont un grand impact sur les résultats, elles doivent rester inchangées pendant toute la mesure, donc cette technique ne peut être appliquée pour les processus de granulation ou de revêtement.

#### **I.2.1.2.5 Suivi des particules fluorescentes**

Avec les techniques de fluorescence / phosphorescence, une ou plusieurs particules traçantes sont activés par des impulsions de lumière très intense afin que le rayonnement fluorescent ou phosphorescent soit émis et visualisé par une lampe UV. Finalement, les trajectoires des particules peuvent être enregistrées par une caméra à haute vitesse. Karlsson

et al. (2006) ont utilisé cette technique pour déterminer la trajectoire des particules au niveau de la zone conique du spouting bed avec un tube d'aspiration, en détectant le rayonnement fluorescent visualisé par la lumière UV. Différents modes de fonctionnement dynamique du fluide peuvent être caractérisés par l'application de cette technique de mesure avec la variation de la masse du lit, du débit du gaz et de la position du tube d'aspiration. L'avantage de cette méthode est que la concentration et la vitesse de particules de très faibles dimensions (<500  $\mu\text{m}$ , Karlsson et al. (2006)) peuvent être détectées sans contact. En utilisant des sphères de verre transparentes comme phase solide du lit, les trajectoires 3D des particules et les distributions de concentration peuvent également être obtenues. D'autres avantages sont le faible coût et une manipulation facile. Comme inconvénients de cette méthode on peut citer le préconditionnement des particules traceur pour émettre un rayonnement fluorescent ou phosphorescent et les parois de la colonne de fluidisation doivent être transparentes pour permettre l'obtention des images pendant le processus. Ce qui empêche l'utilisation de cette technique dans des appareils à parois opaques.

## **I.2.2 Dynamique de la phase dispersée**

### **I.2.2.1 Analyse du mouvement de la phase dispersée**

A partir de la vitesse minimale de fluidisation, il se produit une expansion dans un lit fluidisé liquide, ce type de fluidisation, appelé fluidisation particulaire, est généralement observé dans un lit fluidisé liquide – solide pour une gamme de vitesses comprise entre le minimum de fluidisation et la vitesse terminale de chute des particules. Handley et al.(1966) ont constaté que deux types de fluidisation particulaire sont possibles, fluidisation sans circulation de la phase solide et fluidisation avec circulation du solide. Dans le premier type de fluidisation, la direction et l'amplitude de la vitesse des particules n'est pas liée à leur position spatiale dans le lit fluidisé. C'est ce qu'on appelle la fluidisation uniforme, et le mouvement des particules est à caractère aléatoire. Des déviations à ce comportement particulaire ont été observées, comme par exemple les passages préférentiels et les zones dépourvues de particules (Couderc, 1985). Dans le cas des passages préférentiels, les particules solides se déplacent vers le haut dans une zone particulière du lit, et vers le bas ailleurs. Handley et al. (1966) ont montré que ces passages préférentiels sont dus à la mauvaise distribution du liquide à l'entrée de la colonne. Dans une telle fluidisation avec circulation de la phase solide, il ya une forte corrélation de la direction et l'amplitude de la vitesse des particules avec leur position dans le lit, ce qui est généralement du à un mauvais

système de distribution du liquide. El-kaissy & Homsy (1976) ont montré que le mixing de la phase solide, dans un lit fluidisé liquide, est dû en partie à la propagation des ondes de porosité (parvoids ou bandes horizontales dépourvues de particules). Au passage de ces ondes, les particules solides restent stationnaires en oscillant autour d'une position fixe, pour des faibles vitesses d'écoulement. Ces ondes se déstructurent pour de plus grandes vitesses d'écoulement. Les particules solides sont en mouvement turbulent et aléatoire.

Handley et al. (1966) et Carlos & Richardson (1968) ont étudié le mouvement de la phase solide, en fluidisant des particules incolores avec un liquide transparent de même indice de réfraction, dans le but de produire un système de fluidisation transparent.

Handley et al. (1966) ont déterminé la distribution de la vitesse axiale en suivant le mouvement d'une particule traceur dans un lit de particules de verre fluidisées par du méthylbenzoate. Ces auteurs ont constaté que la circulation en vrac des particules peut être superposée à leur mouvement aléatoire, en particulier à l'entrée de la colonne de fluidisation, où il pourrait y avoir une mauvaise distribution de liquide. Les particules ont tendance à se déplacer vers le haut dans la partie centrale du lit et vers le bas sur les parois de la colonne.

Les fluctuations de la composante verticale de vitesses de la phase particulaire enregistrées par les auteurs augmentent avec la porosité et passent par un maximum pour une valeur de celle-ci inférieure à 0.7. Les auteurs constatent également que l'amplitude des fluctuations de la composante verticale de la vitesse des particules est deux fois plus importante que celle des fluctuations de vitesse de la phase liquide. D'après Handley et al. (1966), il est très peu probable que le mouvement vertical des particules soit provoqué par la turbulence de la phase liquide en fluidisation uniforme.

Carlos & Richardson (1968) ont mesuré les vitesses axiale, radiale et angulaire des particules de verre fluidisées par du diméthylphtalate dans un lit de 10 cm de diamètre. Leurs résultats montrent que les vitesses moyennes des particules varient de 2,4 à 4,9 cm lorsque la vitesse de fluidisation augmente de 7,6 à 15 cm / s et la porosité du lit varie de 0,53 à 0,7. Ces auteurs observent un mouvement ascendant du solide au centre de la colonne de fluidisation et un mouvement descendant près des parois de la colonne. Leur histogramme des vitesses des particules montre une anisotropie du système, l'énergie cinétique associée à la vitesse verticale étant deux fois supérieure à celle associée à la vitesse horizontale.

Willus (1970) a utilisé une colonne cylindrique en lucite de 38 cm de hauteur et 8 cm de diamètre interne pour mettre en fluidisation des particules de Kimax de 5 mm de diamètre par de l'eau. Dans ce système de fluidisation, l'auteur a suivi le mouvement individuel des particules marquées pour différentes vitesses de fluidisation. Les observations de l'auteur sont

tel que les particules effectuent un mouvement ascendant près des parois de la colonne et descendant au centre du lit fluidisé.

Par traitement d'images vidéo d'une particule marquée, Wegener & Forner (2001) ont effectué, pour une plage de régime de fluidisation relativement étendue ( $\varepsilon = 0.58 - 0.91$ ), des mesures de champs de vitesses instantanées, dans une colonne cylindrique de verre de 8 cm de diamètre interne et 80 cm de hauteur. Le système de phase étudié (d'indice optique homogène) est constitué par du dibutyl-phtalate ( $\rho_f = 1045 \text{ kg/m}^3$ ) et par des billes de polyméthacrylate de méthyle (PMMA,  $d_p = 6.3 \text{ mm}$  et  $\rho_s = 1203 \text{ kg/m}^3$ ). Quelque soit le régime étudié, les particules solides sont animées d'un mouvement ascensionnel le long de l'axe de la colonne, ces auteurs ont également observé que les particules avaient tendance à redescendre le long des parois du lit. Ce mouvement circulant des particules, avec une trajectoire ascendante dans l'axe du lit et vers le bas le long des parois des lits a également été observé par Corona (2008). Dans une colonne cylindrique en verre de 8 cm de diamètre interne et 60 cm de hauteur, Corona (2008) a fluidisé des particules de pyrex de 3 et 6 mm de diamètre ( $\rho_s = 2230 \text{ kg/m}^3$ ) dans une solution de thiocyanate de potassium (KSCN à 64 % w/w à 20°C :  $\mu_f = 3.8 \times 10^{-3} \text{ Pa.s}$ ,  $\rho_f = 1400 \text{ kg/m}^3$ ). Un tel système permet de réaliser un lit fluidisé transparent et donc de mesurer par trajectographie 3 D le mouvement aléatoire d'une particule marquée. Un mouvement de forme toroïdale est observé, par l'auteur, dans la partie inférieure du lit dans toute la plage des fractions solides étudiée (entre 0,1 et 0,6) et pour les deux tailles de billes. Ce mouvement est plus prononcé pour les particules de 3 mm et aux concentrations les plus fortes. Ce mouvement est caractérisé par un mouvement ascendant légèrement accéléré vers le centre et descendant au voisinage des parois. Corona (2008) remarque également que la taille caractéristique de ce mouvement toroïdal est comparable au rayon de la colonne. Cette structure est similaire à celle observée dans les travaux de Handley et al. (1966), Carlos & Richardson (1968) et Wegener & Forner (2001) Willis (1970), en revanche, observe un comportement différent: les particules tendent à monter le long des parois et à redescendre au centre de la colonne. La variance de la vitesse des particules suivant la verticale est plus élevée que la composante horizontale, quelque soit la concentration et le diamètre des particules étudiés par Corona (2008). Il s'agit donc d'un mouvement anisotrope des particules.

### **I.2.2.2 Analyse des fluctuations de la fraction solide**

L'origine des fluctuations de la fraction solide qui peuvent causer la collision des particules dans le lit fluidisé solide-liquide est analysée en quantifiant les fluctuations de concentrations de la phase solide.

En général, les fluctuations de la fraction solide peuvent être divisées en fluctuations à faibles et à grandes échelles (Couderc, 1985). Les fluctuations à grande échelle incluent les perturbations liées aux bulles dans les lits fluidisés. D'un point de vue stabilité, ces fluctuations à grandes amplitudes (basses fréquences) appelées également ondes ont été étudiées par Batchelor (1988). Ce type de fluctuations est fortement lié aux conditions externes, telle la géométrie de la colonne de fluidisation et les caractéristiques de distribution du fluide. Les fluctuations à faibles échelles sont induites par les interactions interphases, l'hydrodynamique locale et vraisemblablement les collisions entre particules.

Didwania & Homsy (1981) ont étudié le comportement d'un système de phase composé d'eau et de particules de verre de taille inférieure à 1 mm, dans un lit rectangulaire de 2 m de hauteur, de 30 cm de largeur et 3 cm d'épaisseur. Avec une technique de visualisation (photographies prises à 16 mm du distributeur), les auteurs ont montré l'existence de différents régimes d'écoulement. Par ordre décroissant de la fraction solide, ils observent un régime onduleux qui se transforme en un écoulement turbulent après passage par un régime onduleux à ondes de porosité transversales. Pour ces différents régimes d'écoulement, Didwania & Homsy (1981) ont déterminé les spectres de puissance des signaux enregistrés. Dans le régime onduleux, le spectre est caractérisé par un pic dominant (à environ 1 Hz), avec la destruction des ondes de porosité, le pic demeure mais se déplace jusqu'à une fréquence de 2 Hz, accompagné par tout un fond spectral qui s'étale jusqu'à environ 4 Hz. En fin, dans le régime turbulent, l'étalement du fond spectral est plus important (jusqu'à 6 Hz) et le pic dominant disparaît, caractérisant ainsi la nature aléatoire des fluctuations. La fonction d'autocorrélation évaluée également par ces auteurs a mis en évidence les différents régimes observés. En présence d'ondes planes de porosité, la courbe d'autocorrélation est périodique, celle-ci perd sa périodicité avec la diminution de la fraction solide (en présence d'ondes de porosité déstructurées). En fin, en régime turbulent, la fonction d'autocorrélation décroît rapidement avec des oscillations de faible amplitude, les fluctuations de la porosité ne sont pas corrélées. Dans l'étroit domaine étudié par Didwania & Homsy (1981), les fluctuations de la porosité augmentent considérablement avec la taille des particules fluidisées, leurs résultats expérimentaux ne font cependant pas ressortir l'effet de la porosité sur les fluctuations de celle-ci.

Poletto et al. (1995) ont étudié la distribution de la porosité dans un lit fluidisé rectangulaire d'épaisseur légèrement supérieure à trois diamètres des particules fluidisée (plastique de 6 mm de diamètre). A l'aide d'une technique optique, les auteurs ont montré que les fluctuations de la porosité augmentent avec la diminution de la fraction solide (ou l'augmentation de la vitesse de fluidisation, donc de la porosité), jusqu'à atteindre un maximum pour une porosité de 0,7. Ces auteurs montrent également que les fluctuations de la porosité locale se développent avec l'expansion du lit et atteignent un état stationnaire à partir de 20 cm du distributeur. L'analyse de l'énergie spectrale temporelle effectuée par Poletto et al. (1995), montre qu'il n'y a aucun changement au niveau de la distribution en fréquences de ces fluctuations à partir de 20 cm du distributeur, un état stationnaire est atteint. Les auteurs constatent par contre un étalement de la composition spectrale en fonction de l'expansion du lit, les caractéristiques chaotiques de l'écoulement augmentent avec la vitesse du fluide. Cet étalement en fréquence de l'ordre de 1 Hz est moins important que celui signalé par Didwania & Homsy (1981). En ce qui concerne la fonction d'autocorrélation, Poletto et al. (1995) ne constatent aucune périodicité, mais plutôt un comportement chaotique des particules. Pour les auteurs, l'écoulement est turbulent.

Zenit (1998) a mesuré la pression granulaire et la fraction volumique de la phase solide au cours du temps dans un lit fluidisé solide-liquide. Leurs expériences couvrent une plage étendue de fraction volumique et de types de particules fluidisées (diamètre et densité). La phase continue est de l'eau et les expériences ont été conduites dans deux sections de colonnes de diamètre 50 et 100 mm. La fraction volumique de la phase solide a été mesurée à l'aide d'un détecteur d'impédance volumique du mélange dont la valeur est directement proportionnelle à la fraction volumique moyenne de la phase non conductrice (phase dispersée) dans la section de mesure. Cette mesure délivre donc une valeur de la fraction volumique intégrée dans la "section droite" de la colonne au cours du temps. En réalité, la résolution verticale de la mesure est de quelques centimètres, la mesure délivrée par ce système représente donc également une valeur volumique moyenne dans un tronçon de colonne. L'auteur constate la présence de deux valeurs locales maximales des fluctuations de la fraction solide en fonction de la fraction solide moyenne. Un premier maximum, observé pour un écoulement de forte concentration, est attribué par l'auteur à l'effet des fluctuations à grande échelle. Un second maximum apparaît aux concentrations intermédiaires, il est le résultat des fluctuations à petite échelle. L'auteur constate également que le diamètre de la colonne ne fait aucun effet sur les valeurs moyennes des fluctuations de la fraction solide.

A l'aide d'une visualisation par nappe laser de l'écoulement, Corona (2008) a mesuré le champ local instantané de la fraction solide au sein du lit fluidisé, pour une plage de concentration allant de 0,1 à 0,24 et pour les billes de 6mm. A travers l'exploitation des signaux temporels et de la densité spectrale des fluctuations de la fraction solide, l'auteur montre une cohérence de ses résultats avec ceux obtenues par Zenit & Hunt (2000). L'évolution de la rms de la fraction solide avec la concentration montre que celle-ci augmente avec la concentration, et présente un léger maximum autour de 0.2. Son ordre de grandeur et son évolution sont proches des tendances expérimentales de Zenit & Hunt (2000), pour des nombres de Stokes du même ordre de grandeur. Le calcul des spectres de puissance du signal instantané de la fraction solide démontre une décroissance globale de la puissance spectrale avec la fréquence suivant une loi puissance de pente -3, pour toutes les concentrations observées. Cette tendance correspond à l'allure des spectres mesurés par Zenit & Hunt (2000). Cependant, Corona (2008) note la présence de maxima locaux entre 2 et 3 Hz qui tendent à disparaître à la plus forte concentration étudiée (0,24) au profit d'un maximum centré autour de 0.7 Hz.

### **I.2.2.3 Modélisation des fluctuations aléatoires de la fraction solide**

La nature instable des systèmes fluidisés a été étudiée par différentes approches, la plupart de celles-ci ont concerné la formation de grandes fluctuations ou bulles. Par contre les fluctuations à petites échelles n'ont reçues que très peu d'attentions.

Buyevich & Capvasov (1994) ont proposé un modèle mathématique pour étudier macroscopiquement les fluctuations aléatoires à petites échelles des particules dans un mélange dispersé uniforme. Le modèle suppose que la dynamique est principalement transférée à travers les collisions. En considérant que les fluctuations dans le système sont isotropes et s'inspirant de la théorie thermodynamique des fluctuations, une expression de la moyenne quadratique du nombre de densité est obtenue.

A partir de considérations géométriques et se basant sur le modèle de Carnahan–Starling, les fluctuations de la fraction solide sont exprimées en fonction de la fraction solide :

$$\overline{v'^2} = v^2 \left[ 1 + 2v \frac{4-v}{(1-v)^4} \right]^{-1} \quad (\text{I.16})$$

où  $v$  est la valeur moyenne de la fraction solide et  $\overline{v'^2}$  est la moyenne quadratique des fluctuations de la fraction solide. Les auteurs ont discuté la validité du modèle de Carnahan–

Starling pour les grandes concentrations. Une expression alternative est obtenue à partir du modèle de Enskog pour les gaz denses :

$$\overline{v^{i2}} = v^2 \left[ 1 + \left( \frac{v}{v_*} \right)^{1/3} \right] \left[ 1 + \frac{1}{3} \frac{\left( \frac{v}{v_*} \right)^{1/3}}{1 - \left( \frac{v}{v_*} \right)^{1/3}} \right]^{-1} \quad (\text{I.17})$$

où  $v^*$  est la valeur expérimentale de la fraction solide dans un lit fixe. Le modèle présenté par Buyevich & Capvasov (1994) est d'une grande complexité et plusieurs hypothèses posées sont à vérifier.

### I.2.3 Dynamique de la phase continue

Peu nombreux sont les travaux consacrés à l'analyse du mouvement local de la phase liquide dans un lit fluidisé liquide-solide. Parmi ces travaux, on fait rappeler ceux de Handley et al. (1966), on peut citer également les travaux d'Allen & Smith (1971), Bernard et al. (1981), Bascoul (1989), Kechroud (2000) et en fin les travaux de Corona (2008).

Handley et al. (1966) ont utilisé le tube de Pitot pour mesurer la vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse de la phase liquide dans un lit fluidisé liquide-solide transparent, le système choisi par les auteurs étant composé d'une colonne cylindrique de 7,6 cm de diamètre interne, dans laquelle des cristaux de soude de 1.1, 1.54 et 2.43 mm de diamètre sont fluidisés par une solution de méthylbenzoate. Ces auteurs ont permis de mettre en évidence l'interdépendance des mouvements des deux phases liquide et solide. Ils ont abouti à la conclusion que chaque déplacement des particules résulte des variations locales de la vitesse du liquide, qui est elle-même liée à la circulation du solide.

Allen & Smith (1971) ont mesuré la vitesse du liquide dans un lit rectangulaire de 6,3 cm de largeur, 66 cm de hauteur et 1,3 cm d'épaisseur. Le système de phase étudié par les auteurs est composé de particules de lucite de 3, 6 et 9 mm de diamètre et d'une solution de naphthalène dissous dans du decalin. Les observations visuelles montrent que les particules tendent à effectuer un mouvement ascendant près des parois et un mouvement descendant en s'éloignant de celles-ci. Les valeurs des vitesses enregistrées par les auteurs montrent l'existence de maxima de vitesse près des parois, ces maxima dus à l'augmentation de la

porosité sont attribués au mouvement ascendant des particules. Au mouvement descendant des particules dans la région centrale du lit fluidisé, sont attribués des minima de vitesse enregistrés par les auteurs. Allen & Smith (1971) indiquent que les fluctuations de vitesse augmentent avec la porosité (de 0,8 à 0,9) et la taille des particules. Après analyse des résultats présentés par les auteurs, l'augmentation des fluctuations de vitesse avec la porosité n'est pas évidente. Les valeurs des fluctuations sont plutôt stables à notre avis.

Bernard et al. (1981) ont mesuré par anémométrie laser, les trois composantes de la vitesse du liquide (axiale, radiale et tangentielle). Dans un lit circulaire de 7 cm de diamètre et 45 cm de hauteur, les auteurs ont fluidisé des particules de verre de 6 mm de diamètre par un mélange d'alcool éthylique et de benzyle. Les résultats expérimentaux montrent des différences importantes de la vitesse aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur du lit, la vitesse locale décroît d'une manière monotone d'un côté vers l'autre côté du lit. Ces écarts de vitesse sont dus aux passages préférentiels. Les fluctuations de vitesse produites à l'intérieur du lit fluidisé sont de l'ordre de 25%, ce même ordre de grandeur est retrouvé par les auteurs à 7 cm de la couche fluidisée. Bernard et al. (1981) concluent donc que jusqu'à ce niveau du lit, la turbulence n'est pas complètement dissipée. Pour apprécier l'isotropie de la turbulence, les auteurs ont mesuré les trois composantes des fluctuations de vitesse (RMS) à l'intérieur du lit fluidisé. Les auteurs parlent d'une turbulence isotrope (les valeurs des trois composantes de fluctuations sont presque identiques). En examinant de notre part leurs résultats, nous constatons que ces fluctuations de vitesse sont proches l'une de l'autre uniquement sur l'axe de la colonne et des écarts importants (50%) sont évidents ailleurs. Nous remarquons aussi que les fluctuations axiales sont supérieures aux autres fluctuations. On ne peut donc parler, à notre avis, de turbulence isotrope.

L'anémométrie à fil chaud est la technique de mesure choisie par Bascoul (1989) pour étudier le comportement des particules sphériques de densités et de tailles différentes, fluidisées par de l'eau distillée, dans une colonne cylindrique de 9 cm de diamètre interne et 80 cm de hauteur. Dans le cas d'une distribution homogène du liquide à l'entrée de la colonne de fluidisation, l'auteur constate une bonne uniformité des vitesses aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur du lit. Dans le cas contraire, l'auteur constate l'existence de passages préférentiels marqués, au sein desquels la vitesse moyenne est plus forte qu'ailleurs. Ces passages préférentiels sont localisés près des parois de la colonne de fluidisation. Il retrouve donc qualitativement les conclusions de Handley et al. (1966). En s'élevant dans la couche fluidisée, ces passages s'atténuent et une bonne homogénéité spatiale de l'écoulement du liquide est obtenue à l'extérieur de la couche fluidisée (à 1 cm de celle-ci).

Avec l'hypothèse d'écoulement unidirectionnel (l'auteur suppose que les composantes des vitesses radiale et tangentielle sont très inférieures à la vitesse axiale), Bascoul (1989) constate que les fluctuations de vitesse sont comparables dans les trois directions, aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la couche fluidisée. Il montre ainsi que l'isotropie est quasiment vérifiée. Pour mieux définir la structure de l'écoulement du liquide, Bascoul (1989) a déterminé les spectres de puissance relatifs à la phase liquide, à 1 cm au dessous et au dessus du lit fluidisé. Pour les deux porosités étudiées (0,62 et 0,75), l'auteur retrouve l'allure habituelle des spectres de puissance en écoulement turbulent, un plateau suivi d'une décroissance. Cependant, les spectres obtenus à l'intérieur de la couche fluidisée montrent que la contribution des hautes fréquences est plus forte que celle constatée à l'extérieur. A l'intérieur du lit, le spectre commence à décroître à 10 Hz environ, alors qu'à l'extérieur du lit la décroissance commence à 1 Hz environ. Cette analyse spectrale montre que les fluctuations de vitesse de la phase continue sont caractérisées par des fréquences relativement basses.

A partir des courbes d'autocorrélation, Bascoul (1989) montre que l'écoulement est strictement turbulent et qu'il n'est affecté par aucun phénomène périodique d'importance significative. En utilisant l'hypothèse de Taylor, l'auteur a estimé les échelles intégrales spatiales pour deux porosités différentes (0,65 et 0,75) et un seule diamètre des particules (résine,  $d_p = 1$  mm). A l'intérieure de la couche fluidisée, les valeurs sont du même ordre de grandeur que la taille des particules fluidisées. Elles font plus que doubler à la sortie de la couche, sur une distance de 1cm.

Grace à l'ajustement des indices optiques des deux phases du système fluidisé, Corona (2008) a déterminé par traitement PIV le champ instantané de la vitesse de la phase continue. La fenêtre de visualisation générée par la nappe laser est localisée dans la partie supérieure du lit recouvrant l'interface entre le lit fluidisé et la zone monophasique au dessus du lit. L'auteur focalise son analyse du champ de vitesse dans cette zone pour pouvoir d'une part mesurer le champ fluctuant au sein du lit dans une région "homogène" et d'autre part de mesurer le taux de décroissance de l'énergie cinétique fluctuante de la phase continue. De plus, l'analyse du champ de vitesse dans la zone monophasique a permis à l'auteur de comparer la vitesse moyenne à la vitesse débitante. Un écart de 5 % près est constaté par Corona (2008) dans la plage des concentrations étudiée (0,1 à 0,4) et pour les deux diamètres de billes (3 et 6 mm), validant ainsi la mesure de la vitesse moyenne du fluide.

Comme pour les fluctuations de vitesse des particules, Corona (2008) constate une anisotropie marquée des fluctuations de vitesse de la phase continue du même ordre de grandeur, la variance de la composante axiale étant 2 à 4 fois plus grande que celle de la composante

horizontale. L'auteur constate également que la variance des fluctuations de vitesse du fluide est plus élevée pour les plus grosses particules que pour les plus petites.

En traçant le rapport entre l'énergie cinétique du mouvement fluctuant du fluide et celle des particules, Corona (2008) obtient un rapport largement supérieur à l'unité, celui-ci a tendance à augmenter avec la concentration, ce qui traduit une décroissance des fluctuations de vitesse du fluide avec la concentration plus faible que celle des particules. De plus, la valeur de ce rapport est plus forte pour les plus grosses particules. Autrement dit, l'agitation du fluide induite par les particules est plus élevée que celle des particules et augmente avec l'inertie de celles-ci. En normalisant la racine carrée de l'énergie cinétique du fluide par la vitesse terminale de chute, Corona (2008) constate que cette grandeur est légèrement supérieure pour les particules de 6mm que pour les particules de 3mm, une tendance opposée à celle observée pour l'énergie cinétique des particules.

### **I.3 Conclusion**

Des études réalisées par les auteurs précités, il ressort certains éléments de conclusion que nous résumons ci-dessous :

- ❖ L'obtention d'une fluidisation liquide uniforme dépend non seulement des caractéristiques du système solide-liquide, mais aussi du choix du système de distribution du liquide à l'entrée de la colonne de fluidisation. Plusieurs dispositifs expérimentaux ont été décrits, mais malheureusement, des données quantitatives permettant de préciser la qualité du distributeur ne sont pas disponibles dans la littérature.
- ❖ Les travaux consacrés à l'analyse fine de la dynamique de la phase dispersée montrent, d'un point de vue qualitatif, l'existence d'ondes complexes de porosité qui se propagent à travers le lit fluidisé. Quantitativement, certains auteurs indiquent que les fluctuations de la porosité augmentent avec la taille des particules fluidisées et montrent qu'elles évoluent avec la vitesse de fluidisation jusqu'à une porosité d'environ 0,7.
- ❖ L'analyse des spectres de puissance et de la fonction d'autocorrélation montrent pour certains auteurs, le comportement chaotique de la couche fluidisée et pour d'autres, l'existence de plusieurs régimes de fluidisation qui changent avec la vitesse de fluidisation.
- ❖ Très peu sont les travaux consacrés à l'analyse fine de la dynamique de la phase continue, les rares études rencontrées dans la littérature montrent que les domaines expérimentaux couverts lors de ces travaux restent très étroits (deux à trois porosités sont généralement étudiées). Aucune étude systématique des caractéristiques hydrodynamiques locales de la phase continue n'a été entreprise.

## **Chapitre II**

---

# **MODELISATION DES LITS FLUIDISES LIQUIDE - SOLIDE**

---

### II. 1 Introduction

La fluidisation est souvent la technique la plus adaptée aux transformations physiques ou chimiques impliquant la mise en contact d'une phase solide et une phase liquide, en raison de ses nombreux avantages par rapport aux autres techniques de mise en contact. Pour un lit de particules dans un état fluidisé, les interactions fluide-particules compensent le poids des particules, de telle sorte que chaque particule est complètement supportée par le fluide; ce qui est obtenu pour des vitesses de fluide supérieures à la vitesse minimale de fluidisation  $U_{mf}$  (Di Felice, 1995). En fluidisation, la phase fluide est soit un gaz ou un liquide, mais c'est la fluidisation gazeuse qui a reçu la plus grande attention de la part de la communauté scientifique, les applications industrielles de ces systèmes étant beaucoup plus importantes. Ceci en dépit du fait que les utilisations possibles de la fluidisation liquide dans l'industrie minière ont été proposées dès le 16<sup>ème</sup> siècle comme un moyen de séparer les solides de tailles différentes (Di Felice, 1995).

Toutefois, de nouveaux procédés impliquant la fluidisation liquide, ont été étudiés, notamment, dans le domaine de l'hydrométallurgie, la technologie alimentaire, les processus biochimiques, le traitement des eaux, etc. (Di Felice, 1995). Ces nouveaux procédés devraient attirer plus d'attention (par conséquent, d'importants fonds de recherche dans ce domaine).

Jusqu'à présent, les systèmes liquides-solides ont reçu un intérêt purement théorique par la majorité des chercheurs universitaires. Ainsi, on indique dans les revues bibliographiques le comportement homogène des réacteurs chimiques à lits fluidisés liquides, contrairement aux lits gazeux qui sont caractérisés par la présence de bulles. Le comportement homogène des lits fluidisés liquide-solide facilite la compréhension des phénomènes de base de la fluidisation, tandis que les phénomènes dans des lits gazeux sont dominés de façon chaotique par la présence des bulles. L'étude fondamentale des systèmes liquide-solide serait certainement très bénéfique pour la modélisation hydrodynamique des lits fluidisés gazeux diphasiques (Di Felice, 1995).

Dans la modélisation des lits fluidisés, sont utilisées certaines équations qui font intervenir des termes directement issus de l'étude du mouvement d'une particule isolée. Avant d'aborder les différents types de modélisation d'un écoulement dans un lit fluidisé, il est donc utile de s'intéresser aux différentes forces appliquées à une particule en mouvement dans une suspension fluidisée

### II.2 Forces appliquées à une particule

En appliquant le principe fondamental de la dynamique au centre d'inertie d'une particule, on obtient l'équation suivante :

$$m_p \frac{dV}{dt} = m_p g + f \quad (II.1)$$

où  $m_p$  est la masse de la particule sphérique de volume  $V_p$  et de surface  $S_p$ ,  $V$  est la vitesse de son centre d'inertie.

Les forces extérieures agissant sur la particule proviennent de l'action du fluide, définit comme une somme de forces :

$$f = f_A + f_d + f_a + f_h \quad (II.2)$$

#### II.2.1 Force d'Archimède $f_A$

Elle résulte de l'action du fluide sur la particule immergée dans ce fluide, cette force proportionnelle au volume de cette particule immergée et opposée à la gravité, a pour expression :

$$f_A = -\rho_f V_p g \quad (II.3)$$

La résultante de la force d'Archimède et de la gravité est appelée flottabilité.

Pour des masses volumiques du fluide et des particules solides assez proches, la force d'Archimède est importante. Ainsi, dans les systèmes fluidisés gaz-solide, cette force est négligeable (car la masse volumique du solide est très supérieure à celle du fluide).

#### II.2.2 Force de Trainée $f_d$

Cette force représente les frottements entre les deux phases fluide et solide, son expression est donnée par la relation suivante :

$$f_d = \beta(\varepsilon)(U - V) \quad (II.4)$$

où  $B$  est le coefficient de frottement qui dépend de la porosité  $\varepsilon$ , de la vitesse de glissement  $|U - V|$ , de la taille de la particule et des propriétés physiques du fluide.

Par exemple, une équation constitutive sous forme (Batchelor 1988, Jackson 2000) :

$$\beta = \frac{g}{U_t} (\rho_s - \rho_f) (1 - \varepsilon) \varepsilon^{2-n} \quad (II.5)$$

que l'on peut déduire à partir des résultats classiques de Richardson & Zaki (1954), est largement utilisée. Ici,  $U_t$  est la vitesse terminale de chute des particules et  $n$  est l'exposant de Rickardson-Zaki.

### II.2.3 Force d'histoire $f_h$ (ou de Basset)

Cette force est due à l'effet de la viscosité du fluide, lorsque la particule subit une accélération, le fluide réagit avec un certain retard à cause de la viscosité qui diffuse la quantité de mouvement. Ce déphasage crée une force qui agit tant que le fluide n'a pas atteint son équilibre. La force de Basset est reliée au temps écoulé depuis l'accélération de la particule, on exprime cette force par la relation suivante (Anderson & Jackson, 1967) :

$$f_h = \frac{9V}{d_p} \sqrt{\frac{\rho_f \mu_f}{\pi}} \int_0^t \frac{dV(t-\tau)}{d\tau} \cdot \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}} \quad (II.6)$$

Cette force est dans la plus part des cas négligée car la présence d'un grand nombre de particules dispersées dans le fluide efface tout mouvement historique d'une particule donnée sur l'écoulement fluide.

### II.2.4 Force de masse ajoutée $f_a$

Cette force est créée lorsque l'une des phases subit une accélération. Celle-ci engendre alors l'accélération de l'autre phase. Si nous prenons l'exemple d'une particule qui se déplace, elle entraîne dans son mouvement le fluide qui l'entoure. L'inertie du fluide environnant s'ajoute alors à l'inertie de la particule elle-même. Dans le cas du déplacement d'une particule

à la vitesse  $V$  dans un écoulement uniforme d'un fluide visqueux  $U$ , la force de masse ajoutée devient (Anderson & Jackson, 1967) :

:

$$f_a = \rho_s V C_{MA} \left( \frac{dU}{dt} - \frac{dV}{dt} \right) \quad (II.7)$$

Cette force est négligeable lorsque la masse volumique de la particule est grande devant celle du fluide. Ainsi elle n'est pas prise en compte dans les systèmes mettant en jeu un gaz avec des particules denses. La valeur du coefficient de masse ajoutée  $C_{MA}$  dépend uniquement de la forme de la particule, pour une particule sphérique ce coefficient vaut (Anderson & Jackson, 1967) :

$$C_{MA} = \frac{1}{2} \quad (II.8)$$

### II.3 Modélisation des écoulements à phase dispersée

Dans la modélisation des écoulements à phase dispersée, la phase fluide est pratiquement traitée dans une approche continue, c'est à dire par une description macroscopique. Les équations de Navier-Stokes, qui décrivent en effet le comportement du fluide par une approche continue, présentent un accord remarquable avec les expériences. D'où l'écartement des descriptions de type Boltzman (microscopique) ou de type Pope (mésoscopique).

La description des écoulements diphasiques se distingue donc par le traitement de la phase particulaire. Dans les approches Euler-Lagrange (ou lagrangiennes) les particules sont décrites au niveau discret tandis que les approches Euler-Euler (ou eulériennes) décrivent elles la phase particulaire de manière continue.

#### II.3.1 Approche Euler / Lagrange

Ce type de modélisation est fondé sur une description eulérienne de la phase continue et une description lagrangienne de la phase dispersée. Pour le traitement de la phase solide, les particules sont suivies dans l'écoulement fluide à l'aide de différentes méthodes qui

prennent en compte les interactions hydrodynamiques particule-particule et fluide-particule. Cette modélisation fait l'objet de nombreux articles, par exemple : Hoomans et al. (1996), Kafui et al. (2002), Limtrakul et al. (2003), Deen et al. (2007). La simulation des mouvements des particules s'effectue par une intégration de la trajectoire de toutes les inclusions en prenant en considération les effets physiques modélisés (force due à l'action de la traînée, chocs entre les particules, collisions avec les parois...). Ce type de simulations reste cependant très limité par la puissance des machines de calcul. Ainsi, pour les études en milieux denses, les auteurs utilisent généralement de grosses particules dont le nombre ne dépasse guère quelques milliers. Les simulations Euler / Lagrange contribuent néanmoins à l'apport d'informations très intéressantes sur le comportement des milieux diphasiques denses et peuvent permettre de valider les approches Euler / Euler.

Batchelor (1988) a systématiquement appliqué cette approche à la fluidisation et de manière équivalente à la sédimentation. Pour éviter des hypothèses non vérifiables dans le développement des équations de mouvement des particules solides, Batchelor (1988) a analysé l'écoulement instable dans une direction unidimensionnelle, ce qui implique une homogénéité statistique sur tout plan horizontal. La théorie unidimensionnelle peut être utilisée pour analyser des lits fluidisés homogènes, mais lorsque les lits s'écartent de ce comportement homogène, des effets non linéaires apparaissent et l'écoulement devient bi ou tridimensionnel (El-Kaissy & Homsy, 1976 et Didwania & Homsy, 1981). Sous ces conditions, une approche continue tridimensionnelle devient nécessaire. La théorie unidimensionnelle peut toutefois aider à déterminer les expressions de fermeture du système d'équations de mouvement, notamment en ce qui concerne la dispersion hydrodynamique.

### II.3.2 Approche Euler/Euler

Cette approche est également appelée modèle à deux fluides car les deux phases sont considérées comme deux phases fluides qui répondent aux équations de la mécanique des milieux continus. Cependant, les grandeurs physiques telles que la fraction volumique de la phase solide ( $1-\varepsilon$ ), les vitesses  $U$  et  $V$  du fluide et des particules ne sont pas strictement locales. On calcule alors la moyenne de ces quantités sur un domaine suffisamment grand pour pouvoir contenir plusieurs particules, mais toutefois petit devant la taille du système. Une fois ces propriétés moyennes locales sont définies, on obtient un bilan d'équations en appliquant les lois de conservation de masse et de quantité de mouvement pour chaque phase du système fluidisé. La dérivation de ces équations est discutée par un certain nombre

d'auteurs, comme par exemple Anderson & Jackson (1967) et Homsy et al. (1980). Pour fermer le système d'équations obtenu, on établit des expressions pour les forces d'interaction entre les phases. Toutefois, il est difficile de trouver la forme appropriée de ces équations, ce qui constitue un obstacle majeur dans le développement d'un modèle continu satisfaisant.

### II.4 Les premières modélisations

Les premières modélisations, dues à Jackson (1963), Murray (1965), Pigford & Baron (1965) et Anderson and Jackson (1967), sont des modèles semi-empiriques relevant des modèles dits à deux fluides. Le système étudié est considéré comme un mélange de deux phases continues. Chacune des phases obéit au système d'équations formé par l'équation de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Une loi de fermeture permet ensuite de tenir compte des interactions entre les phases. Les différents modèles existants dans la littérature se distinguent par la manière dont le couplage entre les phases est effectué mais également par la manière dont sont effectuées les moyennes. L'idée générale est la suivante : la phase continue, le fluide, est décrit par une formulation classique eulérienne à l'aide des équations de Navier-Stokes. Le mouvement de la phase dispersée peut être obtenu de différentes façons, soit en décrivant la trajectoire de chaque particule (approche lagrangienne), soit en considérant la phase dispersée comme un fluide particulier, dont les caractéristiques sont obtenues par application d'un opérateur de moyenne (approche eulérienne).

Dans ce qui suit, on présente les systèmes d'équations proposés dans les premiers modèles par chaque auteur en adoptant la notation de Anderson & Jackson (1967), ce qui facilitera la discussion et la comparaison des modèles par la suite .

#### II.4.1 Le modèle de Jackson(1963)

Les équations de conservation de la masse pour le fluide et les particules s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\varepsilon U_i) = 0 \quad (II.9)$$

$$-\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} ((1 - \varepsilon) V_i) = 0 \quad (II.10)$$

Les équations de conservation de la quantité de mouvement pour la phase continue et la phase

dispersée sont respectivement notées :

$$\rho_f \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho_f g_i - \beta(\varepsilon) (U_i - V_i) \quad (\text{II.11})$$

$$(1 - \varepsilon) \rho_s \left( \frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} \right) - (1 - \varepsilon) \rho_f \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) = (1 - \varepsilon) (\rho_s - \rho_f) g_i + \beta(\varepsilon) (U_i - V_i) \quad (\text{II.12})$$

$\beta(\varepsilon)(U_i - V_i)$  est la force de traînée exercée par le fluide sur les particules. L'auteur ne suggère aucune expression pour le coefficient  $\beta(\varepsilon)$ , mais il précise que c'est une fonction monotone croissante de la fraction en fluide  $\varepsilon$  avec  $\beta(\varepsilon) \propto \varepsilon$  quand  $\varepsilon \rightarrow 0$  et qui augmente très rapidement quand  $\varepsilon$  approche la valeur correspondant à l'état de compacité maximale. Les mécanismes de dissipation sont également absents dans les équations (II.11) et (II.12). Ces termes manquants proviennent des interactions entre particules (par contact direct ou par leur mouvement induit par le fluide environnant) et des effets visqueux générés par le champ de vitesse d'un fluide non-uniforme. Bien qu'incomplet, le modèle de Jackson a cependant le mérite de proposer pour la première fois un modèle très simple, capable de souligner d'une part le rôle déstabilisant de l'inertie des particules et d'autre part le taux de croissance différent selon la nature de la fluidisation (liquide ou gazeuse) pour une petite perturbation à partir d'un lit fluidisé uniforme.

#### II.4.2 Modèle de Pigford & Baron (1965)

Les équations de mouvement des particules proposées par ces auteurs sont :

$$\rho_f \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) = -\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x_i} + X_{fi} - \frac{\mu_f}{k} (U_i - V_i) \quad (\text{II.13})$$

$$(1 - \varepsilon) \rho_s \left( \frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} \right) = -(1 - \varepsilon) \frac{\partial p}{\partial x_i} + X_{si} + \frac{\mu_f}{k} (U_i - V_i) \quad (\text{II.14})$$

où  $p$  est la pression du fluide et  $X_{fi}$ ,  $X_{si}$  sont la  $i$ ème composante des forces par unité de volume exercées respectivement sur le fluide et les particules solides et  $\mu_f/k$ , le coefficient

de frottement proportionnel à la viscosité du fluide  $\mu_f$  et inversement proportionnel à la perméabilité  $k$  de l'ensemble des particules solides..

### II.4.3 Modèle de Murray (1965)

Les équations de conservation de la masse pour le fluide et les particules sont respectivement :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\varepsilon U_i) = 0 \quad (II.15)$$

$$-\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} ((1-\varepsilon)V_i) = 0 \quad (II.16)$$

Les équations de quantité de mouvement relatives à la phase fluide et à la phase solide sont respectivement :

$$\begin{aligned} \varepsilon \rho_f \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) = & -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \varepsilon \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} - A(U_i - V_i) \\ & - (1-\varepsilon) C_m \rho_f \frac{d}{dt} (U_i - V_i) + \rho_f g_i + \varepsilon \rho_f F_{fi} \end{aligned} \quad (II.17)$$

$$\begin{aligned} (1-\varepsilon) \rho_s \left( \frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} \right) = & (1-\varepsilon) \frac{\partial \sigma_{ik}^s}{\partial x_k} + A(U_i - V_i) + \\ & (1-\varepsilon) C_m \rho_f \frac{d}{dt} (U_i - V_i) + (1-\varepsilon) (\rho_s - \rho_f) g_i + \rho_s (1-\varepsilon) F_{si} \end{aligned} \quad (II.18)$$

$\sigma_{ik}$ ;  $\sigma_{ik}^s$  sont une partie des tenseurs de contraintes respectivement des deux phases fluide et solide.

$$E_{ik} = -p^f \delta_{ik} + \sigma_{ik} \quad (II.19)$$

$$E_{ik}^s = -p^s \delta_{ik} + \sigma_{ik}^s \quad (II.20)$$

La contribution de la pression isotrope  $p^s$  à l'équation des particules est supposée négligeable.

$F_{fi}$  et  $F_{si}$  sont des forces par unité de masse qui agissent en plus de la gravité sur les phases fluide et solide respectivement. Ces forces sont introduites par Murray (1965) pour tenir compte d'éventuels effets électriques si les particules sont chargées et un champ électromagnétique est appliqué.

### II.4.4 Modèle d'Anderson & Jackson (1967)

Dans ce modèle, les équations de mouvement sont écrites dans chacune des deux phases du système, le fluide et les particules, considérés comme des milieux continus occupant tout l'espace. Anderson & Jackson (1967) introduisent une force de contact représentant l'effet de la présence de l'autre phase et ils attribuent des propriétés physiques et rhéologiques à chacun des deux milieux sur une base heuristique.

Les équations de conservation de la masse sont identiques à celles énoncées par Jackson(1963).

Les équations de conservation de la quantité de mouvement obtenues par moyenne spatiale dans le fluide et dans le solide s'écrivent alors respectivement :

$$\rho_f \left( \frac{\delta U_i}{\delta t} + U_k \frac{\delta U_i}{\delta x_k} \right) = \rho_f g_i + \varepsilon \frac{\partial \psi_{ik}}{\partial x_k} - F_i \quad (II.21)$$

$$(1 - \varepsilon) \rho_s \left( \frac{\delta V_i}{\delta t} + V_k \frac{\delta V_i}{\delta x_k} \right) = (1 - \varepsilon) \frac{\partial \psi_{ik}}{\partial x_k} + (1 - \varepsilon) \rho_s g_i + \frac{\partial S_{ik}}{\partial x_k} + F_i \quad (II.22)$$

$\psi_{ik}$  et  $S_{ik}$  sont les tenseurs des contraintes associés respectivement à la phase continue et à la phase dispersée et  $F_i$  est la force d'interaction fluide-particule par unité de volume. Pour fermer le système d'équations de conservation de masse et de quantité de mouvement, les auteurs proposent les formes suivantes pour respectivement les deux tenseurs des contraintes et la force d'interaction :

$$\Psi_{ik} = \delta_{ik} \left( -P^f + \lambda_f(\varepsilon) \frac{\partial U_m}{\partial x_m} \right) + \mu_f(\varepsilon) \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial U_m}{\partial x_m} \right) \quad (II.23)$$

$$S_{ik} = \delta_{ik} \left( -P^s + \lambda_s(\varepsilon) \frac{\partial V_m}{\partial x_m} \right) + \mu_s(\varepsilon) \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial V_m}{\partial x_m} \right) \quad (II.24)$$

$$F_i = \varepsilon \beta(\varepsilon)(U_i - V_i) + (1 - \varepsilon) C_m(\varepsilon) \rho_f \frac{d}{dt}(U_i - V_i) \quad (II.25)$$

Les expressions (II.23) et (II.24) assurent un comportement Newtonien dans les phases fluide et dispersée, avec les variables de pression ( $P^f$  et  $P^s$ ), les viscosités de cisaillement ( $\mu_f$  et  $\mu_s$ ) de compression ( $\lambda_f$  et  $\lambda_s$ ).

Anderson & Jackson (1967) ne donnent aucune justification physique réelle sur ces formes des tenseurs des contraintes. Mais ces auteurs précisent que les viscosités et la pression associées au solide doivent dépendre de la concentration (1- $\varepsilon$ ). Les formes de ces expressions sont assurées être les plus simples qui introduisent les effets dissipatifs désirés dans les équations.

Le premier terme dans le membre de droite de (II.25) représente la force de traînée et le deuxième terme regroupe les effets de masse ajoutée.

#### II.4.5 Discussion des équations et comparaison des modèles

Dans la dérivation de leurs équations, Pigford & Baron (1965) ont négligé le transfert direct des quantités de mouvement entre les particules et le transfert des contraintes de cisaillement par le fluide. Lorsque la seule force exercée est celle de la gravité :

$$X_{fi} = \rho_f \varepsilon g_i \quad \text{et} \quad X_{si} = (1 - \varepsilon) \rho_s g_i$$

les équations (II.13) et (II.14) de Pigford & Baron (1965) deviennent similaires aux équations (II.21) et (II.22) de Anderson & Jackson (1967) à condition que :

$$F_i = \frac{\mu_f}{k}(U_i - V_i)$$

Cette expression est analogue à l'équation de la force d'interaction (équation (II.25)) établie par Anderson & Jackson (1967), si les effets de masse ajoutés sont négligés. D'où les équations de Pigford & Baron (1965) sont en accord avec celles de Anderson & Jackson (1967) dans le cas particulier où :

$$\psi_{ik} = -p\delta_{ik}, S_{ik} = 0, \text{ et } C_i(\varepsilon) = 0$$

Cependant certaines précautions doivent être prises lorsqu'on relie le terme  $\mu_f / k$  aux coefficients de frottement déterminés expérimentalement.

Ainsi, les équations de Pigford & Baron (1965) sont équivalentes à celles de Jackson (1963) et Anderson & Jackson (1967) avec certaines hypothèses simplificatrices.

A première vue, les équations de Jackson (1963) semblent différentes de celles d'Anderson & Jackson (1967). Cependant, si on multiplie l'équation (II.21) par l'expression  $\frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon}$  et on la soustraie de l'équation (II.22), on obtient la paire d'équation suivante :

$$\rho_f \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) = \frac{\partial \psi_{ik}}{\partial x_k} - \frac{F_i}{\varepsilon} + \rho_f g_i \quad (II.21')$$

$$(1-\varepsilon)\rho_s \left( \frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} \right) - \rho_f (1-\varepsilon) \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) = \frac{F_i}{\varepsilon} + (1-\varepsilon)(\rho_s - \rho_f)g_i + \frac{\partial S_{ik}}{\partial x_k} \quad (II.26)$$

L'équation (II.21') est obtenue en divisant l'équation (II.21) par  $\varepsilon$ .

Si maintenant on utilise les mêmes approximations que Pigford & Baron (1965) et en écrivant :

$\psi_{ik} = -p\delta_{ik}, S_{ik} = 0, \text{ et } F_i / \varepsilon \approx (U_i - V_i)$ , on retrouve les équations de Jackson (1963), lorsque  $\beta$  est le facteur de proportionnalité entre  $F_i / \varepsilon$  et  $(U_i - V_i)$ .

L'équation (II.18) du modèle de Murray (1965) contient le terme de flottabilité  $-(1-\varepsilon)\rho_f g_i$  qui réagit sur les particules. Physiquement c'est une réaction du gradient de pression dans le fluide générée par la force gravitationnelle. Cependant, l'autre force  $F_{fi}$  génère aussi des gradients de pression dans le fluide de la même manière que la force de gravitation. Puisque les particules ne peuvent distinguer ces gradients de pression, elles devraient également donner lieu à des effets de flottabilité. Ainsi d'autres termes de flottabilité devraient apparaître dans l'équation (II.18) de Murray (1965) si la force  $F_{fi}$  n'est pas nulle. Une autre incohérence plus importante peut être constatée en observant les deux premiers termes du côté droit de l'équation (II.17). Comme on le voit à partir de l'équation

(II.19), les expressions  $\frac{\partial p}{\partial x_i}$  et  $\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}$  sont deux contributions à la divergence du tenseur de contraintes de la phase fluide. Mais cette divergence  $\frac{\partial E_{ik}}{\partial x_k}$  doit figurer dans les équations comme une seule entité. Il n'est pas possible de multiplier par  $\varepsilon$  le terme  $\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}$  et par l'unité l'expression  $\frac{\partial p}{\partial x_i}$  de l'équation (II.17), les deux termes doivent être multipliés par un même facteur. Pour lever cette difficulté, soit on multiplie le terme  $\frac{\partial p}{\partial x_i}$  par  $\varepsilon$ , soit on omet celui-ci dans l'expression  $\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}$ . Dans ce dernier cas, le facteur  $(1-\varepsilon)$  multiplié au terme  $\frac{\partial \sigma_{ik}^s}{\partial x_k}$  de l'équation (II.18) doit aussi être omis. Ainsi nous pouvons avoir deux variantes à savoir :

$$\begin{aligned} \varepsilon \rho_f \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) &= \varepsilon \frac{\partial E_{ik}}{\partial x_k} - A(U_i - V_i) \\ &\quad - (1-\varepsilon) C_m \rho_f \frac{d}{dt}(U_i - V_i) + \rho_f g_i \end{aligned} \quad (\text{II.17}')$$

$$\begin{aligned} (1-\varepsilon) \rho_s \left( \frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} \right) &= (1-\varepsilon) \frac{\partial E_{ik}^s}{\partial x_k} + A(U_i - V_i) + \\ &\quad (1-\varepsilon) C_m \rho_f \frac{d}{dt}(U_i - V_i) + (1-\varepsilon)(\rho_s - \rho_f) g_i \end{aligned} \quad (\text{II.18}')$$

en multipliant le terme  $\frac{\partial p}{\partial x_i}$  par  $\varepsilon$ , ou

$$\begin{aligned} \varepsilon \rho_f \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) &= \frac{\partial E_{ik}}{\partial x_k} - A(U_i - V_i) \\ &\quad - (1-\varepsilon) C_m \rho_f \frac{d}{dt}(U_i - V_i) + \rho_f g_i \end{aligned} \quad (\text{II.17}'')$$

$$\begin{aligned} (1-\varepsilon) \rho_s \left( \frac{\partial V_i}{\partial t} + V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} \right) &= \frac{\partial E_{ik}^s}{\partial x_k} + A(U_i - V_i) + \\ &\quad (1-\varepsilon) C_m \rho_f \frac{d}{dt}(U_i - V_i) + (1-\varepsilon)(\rho_s - \rho_f) g_i \end{aligned} \quad (\text{II.18}'')$$

en utilisant la deuxième alternative.

Anderson & Jackson (1967) ont comparé leurs équations à celles de Murray (1965), ces auteurs ont supposé que leurs tenseurs de Reynolds sont inclus dans les tenseurs de contraintes introduits par Murray (1965). Ainsi, les termes  $E_{ik}$  et  $E_{ik}^s$  peuvent être remplacés par les termes  $\psi_{ik}$  et  $S_{ik}$  dans les équations (II.17'), (II.18'), (II.17'') et (II.18'').

Les équations modifiées (II.17''') et (II.18''') de Murray (1965) deviennent similaires à celles d'Anderson & Jackson (1967), lorsque ces derniers auteurs utilisent une autre expression de la force d'interaction  $F_i$ , à savoir :

$$F_i = A(U_i - V_i) + (1 - \varepsilon) C_m \rho_f \frac{d}{dt}(U_i - V_i) - (1 - \varepsilon) \rho_f g_i \quad (\text{II.27})$$

En conclusion, les deux modèles de Murray (1965) et Anderson & Jackson (1967) diffèrent uniquement dans le choix des expressions empiriques,

## II.5 Modèles semi-empiriques

### II.5.1 Modèle de Foscolo & Gibilaro (1987)

Foscolo & Gibilaro (1987) ont établi les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement en se basant sur le modèle à deux fluides. Les deux phases en présence sont en interpénétration continue, et sont considérées incompressibles. Selon ce modèle unidimensionnel, les équations de conservation et de quantité de mouvement proposées par les auteurs sont respectivement :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon U) = 0 \quad (\text{II.28})$$

$$\frac{\partial(1 - \varepsilon)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x}[(1 - \varepsilon)V] = 0 \quad (\text{II.29})$$

$$\varphi_f \left( \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} \right) + F_i + \varphi_f g + \frac{\partial P^f}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.30})$$

$$(1 - \varepsilon) \rho_s \left( \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} \right) - F_i + (1 - \varepsilon) \rho_s g + \frac{\partial P^s}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.31})$$

La force d'interaction fluide-particule  $F_i$  proposée par Foscolo & Gibilaro (1987) est la somme de la force de flottabilité (résultat du gradient de pression moyenne du fluide) et de la force de frottement :

$$F_i = (\rho_s - \rho_f) g \left[ \left( \frac{U - V}{U_t} \right)^{\frac{4.8}{n}} \varepsilon^{-4.8} - 1 \right] \varepsilon (1 - \varepsilon) \quad (\text{II.32})$$

où l'exposant  $n$  est le paramètre d'expansion de Richardson-Zaki :

$$U - V = U_t \varepsilon^n \quad (\text{II.33})$$

Le gradient de pression de la phase dispersée est relié au module d'élasticité  $E$  de la phase solide et au gradient de concentration de la phase continue par :

$$\frac{\partial p^s}{\partial x} = -E_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = -3.2 g d (1 - \varepsilon) (\rho_s - \rho_f) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \quad (\text{II.34})$$

Selon les auteurs, l'écriture du gradient de pression de la phase dispersée dans l'équation de la quantité de mouvement du solide n'est pas justifiée par les interactions particule-particule : c'est la présence de particules voisines proches modélisée par un gradient de concentration qui exerce une force sur les particules. Cette force dépend de la pression de la phase dispersée et elle est calculée à partir de considérations sur la dynamique du fluide.

### II.5.2 Modèle de Batchelor (1988)

Dans son modèle, Batchelor (1988) considère la phase solide comme une suspension de particules solides sphériques, rigides et monodisperses. L'auteur propose une approche dans laquelle les équations sont moyennées dans un volume de contrôle cylindrique dont l'axe est perpendiculaire au plan horizontal uniforme.

L'équation de conservation de masse des particules s'écrit :

$$\frac{\partial(1 - \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(1 - \varepsilon)V}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.35})$$

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement totale des particules est présentée sous forme réarrangée par Ham(1988) :

$$\begin{aligned}
 (1-\varepsilon)\rho_s \left( \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} \right) &= -\frac{\partial}{\partial x} \left[ (1-\varepsilon)\rho_s \langle v^2 \rangle \right] + \frac{6D_a}{\pi d_p^2 B} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (1-\varepsilon)\eta' \frac{\partial V}{\partial x} \right] \\
 -(1-\varepsilon)\rho_s \left[ \theta \left( \frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \zeta V \frac{\partial V}{\partial x} \right] &+ n \left[ f_d(V, \varepsilon) - f_h(\bar{V}, \varepsilon) \right]
 \end{aligned} \tag{II.36}$$

$D_a$  : le coefficient de dispersion hydrodynamique

$d$  : diamètre des particules

$B$  : mobilité des particules

$\eta'$  : paramètre représentant la résistance à la configuration de la particule

$\theta, \zeta$  : coefficients de masse virtuelle

$N$  : nombre de densité des particules

$f_d$  : force de traînée

$\bar{V}$  : vitesse du solide dans le lit uniforme

### II.5.3 Comparaison au modèle d'Anderson & Jackson (1967)

Le terme inertiel du côté gauche de l'équation (II.21) est identique à celui de l'équation (II.29), on peut également faire une correspondance directe des termes des équations (II.21) et (II.36) représentant le flux moyen de quantité de mouvement du au gradient de la variance des fluctuations de vitesse de la phase dispersée. La comparaison des autres termes n'est très évidente, mais peut être établie. Le terme de masse virtuelle dans lequel apparaît  $\theta, \zeta$  et celui de la force friction  $n[f_d(V, \varepsilon) - f_h(\bar{V}, \varepsilon)]$  représentent les forces d'interaction fluide-particules et pourraient correspondre au terme  $F_i$  de l'équation (II.21). Le dernier point de comparaison relie les deux termes restants de l'équation (II.36) à la force d'interaction particule-particule exprimée par le terme  $\frac{\partial S_{ik}}{\partial x_k}$  de l'équation (II.21), Ce terme est du à la résistance du fluide lorsqu'il est repoussé entre des particules rapprochées. L'expression de la force d'interaction fluide-particule  $F_i$ , énoncée par Anderson & Jackson (1967) pour la fermeture de leur système d'équations, contient un terme frottement proportionnel à  $\beta(\varepsilon)$  qui correspond au terme de friction dans la théorie discrète et un terme de

masse virtuelle proportionnel à  $C_m(\varepsilon)$ , qui correspond au terme de masse virtuelle dans la théorie discrète.

### II.6 La théorie cinétique des milieux granulaires

Dans les modèles à deux fluides décrits auparavant, les lois de fermeture des équations du mouvement moyen de la phase solide (pression, viscosité, force de traînée) sont écrites, soit en se basant sur des résultats expérimentaux et dans ce cas le domaine de validité est restreint, soit elles sont imposées, et par conséquent elles ne découlent pas de mécanismes physiques pertinents. D'autre part, certains mécanismes tels que les effets collisionnels ne sont pas pris en compte par cette approche.

Dans les modèles eulériens les plus récents, on a introduit la théorie cinétique des écoulements granulaires pour la description des suspensions gaz-solide (Zhong et al., 2006 ; Zhong et al., 2007 et Schmidt & Renz, 2000). Cette théorie est essentiellement une extension de la théorie cinétique classique des gaz denses (Chapman & Cowling, 1970) aux écoulements particulaires, qui prend en considération les collisions particules – particules et les frottements gaz-particules. Les modèles discrets utilisés pour étudier la phase particulaires, ne nécessitent par contre pas de lois de fermeture des équations, car dans ces modèles on calcule le mouvement individuel de chaque particule en tenant compte directement des forces externes et des collisions entre particules. Toutefois le nombre de particules manipulées par ces modèles est typiquement inférieur à  $10^6$  (Goldschmidt et al., 2002), ce nombre est largement inférieur aux nombres de particules solides impliquées dans les suspensions fluidisées, utilisées à l'échelle industrielle. Pour cette raison les modèles continus constituent un choix naturel dans la modélisation hydrodynamique des lits fluidisés, alors que les modèles discrets peuvent être appliqués comme outil précieux de recherche pour vérifier et développer les lois de fermetures des équations continues.

Certains auteurs ont utilisé le modèle de la théorie cinétique pour étudier le comportement des particules sphériques lisses, rigides et légèrement élastiques (Nieuwland et al., 1996; & Mathiessen et al., 2000). Mais dans les applications pratiques les particules sont plutôt rugueuses et inélastiques. Zheng et al., (2001) ainsi que Chan et al., (2005) ont modifié cette théorie pour tenir compte des particules légèrement élastiques, rugueuses, de taille non-uniforme et cohésives.

La théorie cinétique des milieux granulaires (KTGF) est une méthode de mécanique statistique qui décrit le mouvement moyen et fluctuant des particules dans un milieu granulaire continu. La vitesse de déplacement des particules  $\bar{V}$  se décompose en une vitesse locale moyenne  $\bar{v}$  et une vitesse fluctuante  $v'$  :

$$\bar{V} = \bar{v} + v' \quad (\text{II.37})$$

Par analogie avec la température, dans l'agitation thermique des gaz, on introduit la température granulaire  $T$ , caractéristique de l'agitation des particules. Cette température granulaire est définie comme étant :

$$\theta = \frac{1}{3} \langle v' v' \rangle \quad (\text{II.38})$$

La théorie KTGF tient compte de deux différents mécanismes de transport des propriétés : le transport cinétique (les particules peuvent transporter une propriété durant le déplacement entre les collisions) et des quantités de particules peuvent être transférées pendant les collisions. La modélisation de ces mécanismes de transport utilise l'équation intégrale-différentielle de Maxwell. La résolution de l'approximation d'ordre zéro de la fonction de distribution de vitesse conduit à la fonction de distribution de Maxwell qui décrit la condition d'état d'équilibre stable sans aucune action des forces externes.

$$f^{(0)} = \frac{N}{(2\pi\theta)^{3/2}} e^{-\frac{V^2}{2\theta}} \quad (\text{II.39})$$

$N$  étant le nombre de particules par unité de volume.

Tout comme la théorie cinétique classique des gaz, la théorie cinétique des écoulements granulaires suppose un chaos moléculaire. Cela implique que toutes les particules sont réparties de façon homogène dans l'ensemble, que la distribution des vitesses des particules est isotrope et que les vitesses de deux particules en collision ne sont pas corrélées. Avec cette hypothèse que toutes les composantes de vitesse sont distribuées isotropiquement autour de la

vitesse locale moyenne, la distribution de vitesse des particules normalisée dans chaque direction (x, y, z) peut être décrite en utilisant la distribution gaussienne :

$$\begin{aligned} f_x(v'_x) &= \frac{1}{(2\pi T_x)^{1/2}} e^{-v_x'^2 / 2\theta_x} \quad ; \quad f_y(v'_y) = \frac{1}{(2\pi T_y)^{1/2}} e^{-v_y'^2 / 2\theta_y} \\ f_z(v'_z) &= \frac{1}{(2\pi T_z)^{1/2}} e^{-v_z'^2 / 2\theta_z} \end{aligned} \quad (\text{II.40})$$

Alors que la distribution entière de la vitesse des particules normalisée peut être décrite par la distribution de Maxwell :

$$f(v') = 4v'^2 \frac{1}{(2\pi T)^{3/2}} e^{-v'^2 / 2\theta} \quad (\text{II.41})$$

## **Chapitre III**

---

# **DISPERSION HYDRODYNAMIQUE D'UNE SUSPENSION FLUIDISEE LIQUIDE - SOLIDE**

---

### III.1 Introduction

Les lits fluidisés liquide – solide sont de plus en plus utilisés dans les processus biologiques tel que la fermentation et le traitement des eaux usées. L'étape cruciale dans la désignation et la conception des réacteurs à lits fluidisés est la caractérisation appropriée de l'hydrodynamique.

La dispersion axiale du liquide affecte le transfert de masse à l'interphase et la distribution de la concentration. Le mécanisme principal de transfert de masse dans la direction axiale pour la plupart des dispositifs d'écoulement est la convection forcée. En raison de la présence du champ de vitesse, la masse est transportée selon le mouvement en vrac des particules fluides.

Dans le cas du lit fluidisé liquide diphasique, les fluctuations de vitesse de la phase liquide provoquées par le mouvement des particules solides présentes dans le lit contribuent à un mécanisme supplémentaire important du transport de masse. Ce transport massif macroscopique est rajouté au transfert microscopique diffusif dû à la présence de gradients de concentration dans le lit. L'effet combiné de ces mécanismes de transfert non convectifs habituellement reconnu comme phénomène de dispersion, est évalué quantitativement en terme de coefficient de dispersion qui est une mesure quantitative du transport non convectif présent dans le lit. La dispersion du liquide influence les profils de concentration du liquide dans le lit fluidisé. Ce phénomène mène à des niveaux inférieurs de conversion dans les réacteurs à lit fluidisé. Prendre connaissance des phénomènes de dispersion est donc impératif pour réussir la désignation et la conception des réacteurs à lits fluidisés.

Certains travaux relevés de la littérature indiquent que le coefficient de dispersion axiale de la phase liquide (Chung & Wen, 1968 ; Tang & Fan, 1990 et Asif, 1991), ou solide (Handley et al., 1966 ; Carlos & Richardson, 1968 ; Willus, 1970 et Limtrakul, 2005) augmente de façon monotone avec la vitesse superficielle de fluidisation ou la porosité. D'autres travaux montrent l'existence d'un maximum à une porosité comprise entre 0.6 et 0.7 aussi bien pour la phase solide (Aldibouni & Garside, 1979, Kang et al., 1990 et Yutani et al., 1983 ) que la phase liquide (Sang, 1989, Kikuchi et al., 1984).

Dans ce chapitre, nous allons présenter brièvement ces travaux et discuter certaines corrélations proposées pour prédire le coefficient de dispersion axiale des phases solide et liquide du lit fluidisé liquide-solide.

**III.2 Modélisation du coefficient de dispersion axiale**

**III.2.1 Le modèle piston**

Le modèle le plus couramment employé pour tenir compte des écoulements non-idéales dans un lit fluidisé liquide est le modèle de la dispersion. Le coefficient de dispersion, est une mesure quantitative des effets combinés du mélange microscopique provoqué par l'agitation moléculaire et du mélange macroscopique dû au mouvement global du système étudié, comme par exemple le mouvement des particules solides dans le lit fluidisé. Selon ce modèle, l'équation différentielle régissant la distribution de l'état instable de la distribution symétrique des concentrations dans une géométrie cylindrique est donnée par :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( D_a \frac{\partial C}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( D_r \frac{\partial C}{\partial r} \right) - U \cdot \nabla C \quad (\text{III.1})$$

où  $D_a$  est le coefficient de dispersion axiale,  $D_r$  est le coefficient de dispersion radiale et  $U$  le vecteur vitesse, dans le cas d'un écoulement unidimensionnel, le terme de convection de l'équation ci-dessus se réduit à :

$$U \cdot \nabla C = (iU_r + jU_\theta + kU_z) \left( \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial \theta} + \frac{\partial C}{\partial z} \right) = U_z \frac{\partial C}{\partial z} \quad (\text{III.2})$$

Si on suppose que  $D_a$  et  $D_r$  sont constants et que  $U_z$  est la seule composante de la vitesse d'écoulement, l'équation (III.1) devient :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + D_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial C}{\partial r} \right) - U_z \left( \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (\text{III.3})$$

Dans le cas des lits fluidisés liquides, le mouvement aléatoire des particules tend à éliminer toute sorte de gradients de vitesse dans le lit. Le profil de vitesse, dans ce cas peut être supposé plat dans la direction axiale. Aussi, dans la plupart des réacteurs, le réactif est injecté uniformément le long de la section du lit, qui est essentiellement une source plane d'injection. Il est donc raisonnable de négliger le transport radial de masse par le mécanisme de dispersion. Avec ces hypothèses l'équation de dispersion devient :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_a \left( \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) - U_i \left( \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (\text{III.4})$$

où  $U_i$  est la vitesse interstitielle axiale dans la direction  $z$ .

Cette équation est connue sous le nom du modèle piston de la dispersion axiale ou simplement modèle de la dispersion. En dépit des hypothèses du coefficient de dispersion constant et de profil de vitesse plat, la validité du modèle piston a été vérifiée par un certains nombre d'études de la dynamique des lits fluidisés. Ainsi, Asif (1991) rapporte que Cairns & Prausnit (1960) sont les premiers qui ont utilisé l'équation de dispersion pour décrire la dispersion axiale de la phase liquide dans un lit fluidisé liquide, et que des corrélations permettant de prédire la valeurs du coefficient de dispersion dans un lit fluidisé liquide ont été proposées par Bruinzeel et al.(1962). D'autres chercheurs, notamment Kikuchi et al. (1984) et Tang & Fan (1990) ont montré que le modèle de dispersion décrit de manière satisfaisante le comportement des lits fluidisés contenant des particules solides inertes et non poreuses.

### III.2.2 Théorie de la turbulence isotrope

Le coefficient de diffusion turbulente des particules solides en tout point a de la colonne peut être approximativement obtenu à partir de la théorie de turbulence isotrope (Limtrakul, 2005) :

$$D = \overline{v'(a)^2} T_L \quad (\text{III.5})$$

où  $v'(t)$  est la R.M.S de la fluctuation de vitesse lagrangienne dans la direction d'écoulement considérée, et  $T_L$  est l'échelle de temps lagrangienne du mouvement fluctuant des particules (temps intégral). Cette échelle de temps correspond au temps moyen que les fluctuations de vitesse mettent pour devenir complètement décorrélées.  $v'(t)$  devient indépendante d'elle-même pour des temps largement supérieures à  $T_L$  que l'on définit par l'expression suivante :

$$T_L = \int_0^{\infty} R_L(\vec{a}, \tau) d\tau \quad (\text{III.6})$$

où  $R_L(t)$  est le coefficient d'autocorrélation exprimé par l'équation suivante :

$$R_L(\vec{a}, t) = \frac{\overline{v'(t) v'(t + \tau)}}{v'^2} \quad (\text{III.7})$$

### III.2.3 Théorie du mouvement brownien

Lorsque le déplacement des particules solides est totalement aléatoire et la concentration des particules diffusantes est faible, le coefficient de dispersion axial peut être calculée à partir de la formule d'Einstein (Carlos & Richardson, 1968) :

$$D = \frac{\overline{\Delta z^2}}{2\Delta t} \quad (\text{III.8})$$

où  $\overline{\Delta z^2}$  est la variance du déplacement axial de la particule au temps  $\Delta t$ .

### III.2.4 Théorie cinétique

Dans le modèle rigide de diffusion des molécules dans un gaz, le coefficient d'autodiffusion des molécules gazeuses est donné par l'expression suivante (Jeans, 1921) :

$$D = \frac{1}{3} \lambda \overline{u_i} \quad (\text{III.9})$$

où  $\lambda$  est le libre parcours moyen des molécules et  $\overline{u_i}$  est la vitesse linéaire moyenne des molécules. Dans cette expression, on suppose qu'il n'ya pas de corrélation entre la vitesse d'une molécule avant et après collision et qu'il est nécessaire d'introduire un facteur de persistance  $\theta$  dans l'équation III.9. Si une molécule a une vitesse  $u_1$  avant collision et celle attendue dans la même direction après collision est  $u_2$  :

$$\theta = \frac{u_2}{u_1} \quad (\text{III.10})$$

Le coefficient de diffusion est alors donné par l'expression suivante :

$$D = \frac{1}{3} \frac{\lambda u_t}{1 - \theta} \quad (\text{III.11})$$

Si le comportement d'un lit fluidisé est considéré en termes de théorie cinétique, on s'attendrait à une valeur de  $\theta$  proche de l'unité, puisque les particules sont séparées par un fluide visqueux qui aura tendance à provoquer un déplacement dans une même direction des particules adjacentes. Dans le développement de la théorie de Meyer (Jeans, 1921), le système est supposé isotrope, et le terme  $\frac{\overline{u_z}}{3}$  est utilisé pour représenter la vitesse moyenne  $u_z^2 / u_t$ . Dans le système fluidisé qui est anisotrope, l'équation (III.9) devrait être remplacée par l'expression suivante :

$$D = \frac{1}{1 - \theta} \lambda \left( \frac{\overline{u_z^2}}{u_t} \right) \quad (\text{III.12})$$

Le libre parcours moyen  $\lambda$  peut être exprimé par la formule de Maxwell (Jeans, 1921) :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi n dp^2} \quad (\text{III.13})$$

où  $n$  est le nombre de particules par unité de volume, puisque :

$$n = \frac{1 - \varepsilon}{\frac{\pi}{6} dp^3} \quad (\text{III.14})$$

$$\lambda = \frac{dp}{6\sqrt{2}(1 - \varepsilon)} \quad (\text{III.15})$$

#### III.3 Dispersion axiale de la phase dispersée dans un lit fluidisé liquide-solide

Plusieurs auteurs ont mesuré le coefficient de dispersion de la phase solide dans un lit fluidisé solide – liquide. Handley et al. (1966) ont fluidisé des particules incolores de soude (soda glass) avec un liquide transparent de même indice de réfraction (méthyle benzoate) pour obtenir un système transparent. Ces auteurs ont filmé le suivi des particules colorées, les données de film obtenues sont traitées par la théorie du mouvement brownien pour déterminer le coefficient de dispersion de la phase dispersée. Handley et al. (1966) ont utilisé

une colonne de fluidisation de rapport hauteur – diamètre 3.3, l'effet de recirculation des particules pourrait dans ce cas influencer leurs mesures.

Une technique similaire à celle de Handley et al. (1966) a été utilisée par Carlos & Richardson (1968) et Willus (1970) pour calculer le coefficient de dispersion dans la direction axiale. Carlos & Richardson (1968) ont calculé le coefficient de dispersion axiale pour des sphères de verre de 9 mm de diamètre fluidisées par un liquide de même indice de réfraction (diméthyl phthalate), dans une colonne cylindrique de 30 cm de hauteur et de 10 cm de diamètre interne et. En partant du modèle de la dispersion, ces auteurs ont calculé le coefficient de la dispersion axiale de la phase dispersée et ont montré que le procédé apparaît surtout du type diffusif (la convection des particules ne déploie aucune influence), ils ont également comparé leurs résultats à ceux obtenus par la théorie du mouvement brownien et la théorie cinétique.

Willus (1970) a enregistré des photographies de mouvement des particules individuelles en fonction du temps pour étudier le mouvement aléatoire des particules solides et calculer le coefficient de diffusion de ces particules dans la direction axiale. Des sphères de verre de 6 mm de diamètre ( $\rho = 2210 \text{ kg/m}^3$ ) sont fluidisées par un mélange d'acétylène tétrabromide et d'un fluide organique (liquide et solide de même indice de réfraction). La colonne cylindrique de fluidisation est de 2.4 m de hauteur et 10 cm de diamètre interne.

En appliquant la méthode de relaxation aux histogrammes des fluctuations de pression, enregistrées dans un lit fluidisé liquide-solide, Kang et al. (1990) ont déterminé le coefficient de dispersion axiale de la phase dispersée. Dans une colonne cylindrique de 15 cm de diamètre interne et de 2,5 m de hauteurs, ces auteurs ont fluidisé des particules de verre de diamètre allant de 1 à 6 mm dans de l'eau.

Kang et al. (1990) ont confronté leurs résultats à ceux d'Aldibouni & Garside (1979) et Yutani et al. (1982). Selon Kang et al. (1990), ces derniers ont choisi la méthode de relaxation pour étudier la dispersion axiale de la phase dispersée. Une méthode simple qui permet l'estimation de la diffusion turbulente ou du coefficient de mixing des particules dans une suspension fluidisée liquide, à partir de la variance du nombre de particules contenues dans une section donnée, durant la relaxation de l'expansion du lit.

Aldibouni & Garside (1979) ont appliqué le modèle de la dispersion pour déterminer le coefficient de dispersion axial de la phase dispersée.

Les travaux de Corona (2008) ont également été consacrés à la détermination des composantes horizontales et verticales du coefficient de diffusion dans un lit fluidisé liquide-

### **Chapitre III : Dispersion hydrodynamique d'une suspension fluidisée liquide-solide**

---

solide. Pour un système composé de particules de pyrex ( 3 et 6 mm de diamètre) et d'une solution de thiocyanate de potassium, l'auteur a déterminé le coefficient de diffusion suivant deux méthodes : par l'évolution temporelle de la variance du déplacement des particules d'une part, et d'autre part, en calculant l'intégrale de la fonction d'auto-corrélation du signal lagrangien de la vitesse de déplacement des particules. Corona (2008) a comparé ses résultats à ceux obtenus par les auteurs cités ci-dessus.

On résume dans les tableaux III.2.1 et III.2.2 les dimensions de la colonne de fluidisation, les propriétés physiques du fluide et celles des particules solides utilisées dans ces différents travaux.

### Chapitre III : Dispersion hydrodynamique d'une suspension fluidisée liquide - solide

	Colonne de fluidisation			Propriétés de la phase continue			
	Diamètre (cm)	Hauteur (cm)	Hauteur / Diamètre	Nom	Masse volumique (kg / m <sup>3</sup> )	Viscosité (cP)	Température opératoire (°C)
Handley et al.(1966)	7,6	45,7	6	Méthyle benzoate	1087	2,07**	30,5
Carlos & Richardson (1968)	10,2	122	12	Dimethyl phtalate	1160	10	30
Willus (1970)	10,2	240	24	18.8 % ATB 81.2 % UCON-	1329.5	22.2	30
Aldibouni & Garside (1979)	5,2	140	27	eau	1000	1	20
Kang et al. (1990)	15,2	250	16	eau	1000	1	20*
Corona (2008)	8	60	7.5	Thiocyanate de potassium (KSCN)	1400	3.8	20

**Tableau III.2.1 : Paramètres des expériences sur le coefficient de diffusion - - fluide et colonne de fluidisation**

- \* ni la température ni les propriétés ne sont mentionnées par l'auteur, température supposée : 20°C
- \*\* à 20 °C

### Chapitre III : Dispersion hydrodynamique d'une suspension fluidisée liquide - solide

	Propriétés de la phase dispersée			Vitesse superficielle selon Richardson – Zaki (m/s)
	type	Diamètre (cm)	Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	
Handley et al.(1966)	Verre pilé	0,1 0,15	2483	$0,08. \epsilon^{3,2}$ $0,12. \epsilon^3$
Carlos & Richardson (1968)	verre	0.9	2483	$0,49. \epsilon^{2,4}$
Willus (1971)	verre	0,6	2210,5	$0,17. \epsilon^{3,3}$
Aldibouni & Garside (1979)	verre	1,83 2,2 2,6 3,07	2300	
Kang et al. (1990)	Verre	1 3 6	2500	$0,16. \epsilon^{2,97}$ $0,37. \epsilon^{2,59}$ $0,52. \epsilon^{2,43}$
Corona (2008)	pyrex	0,3 0,6	2230	$0,13. \epsilon^{2,67}$ $0,24. \epsilon^{2,4}$

**Tableau III.2.2 : Paramètres des expériences sur le coefficient de diffusion - - particules et fonction de vitesse**

### III.4 Dispersion axiale de la phase continue dans un lit fluidisé liquide-solide

Plusieurs travaux de la littérature consacrés à l'étude de la dispersion axiale de la phase continue dans les lits fluidisés, montrant en particulier l'influence de la taille et la densité des particules, la porosité, et la vitesse de fluidisation sont reportés par Chung & Wen (1968) et Krishnawamy & Shemilt (1978).

Chung & Wen (1968) ont proposé une équation de corrélation généralisée pour le coefficient de dispersion des lits fixe et fluidisé, qui couvre une large gamme de Rep. Krishnawamy & Shemilt (1978) ont employé les informations publiées dans la littérature sur la fluidisation pour montrer que le coefficient de dispersion de la phase liquide peut être prédit à partir de la seule connaissance de la porosité du lit. Une comparaison entre leur corrélation et celle de Chung & Wen (1968) montre la supériorité de la première.

Kikuchi et al.(1984), ont par contre proposé une corrélation applicable à des lits de particules de faibles diamètres et densités. Ces auteurs rapportent que le coefficient de dispersion obtenu dans le cas des particules de faible densité (polystyrène) s'écarte considérablement des équations de corrélation de la littérature, y compris celles de Chung & Wen (1968). Par ailleurs, leurs données relatives aux particules de verre montrent un faible accord avec l'équation de Chung & Wen (1968).

Selon Tang & Fan (1990), cette différence des résultats sur la dispersion axiale pouvait être associée à la technique, la taille de la colonne et à la conception du distributeur. Leurs résultats ont montré que pour des particules de verre de 1 mm de diamètre, fluidisées à une vitesse superficielle de 5 cm / s ( $\varepsilon = 0,634$ ), le coefficient de dispersion de la phase liquide est de 7.64 cm<sup>2</sup> / s. Pour ces mêmes conditions, le coefficient de dispersion calculé par l'équation de Chung & Wen (1968) est de 8,06 cm<sup>2</sup> / s. Ce résultat indique que la différence (si elle existe) entre le comportement du mélange axial du liquide dans les lits de particules de faible densité et celui reporté dans la littérature pour les lits de particules lourdes ne peut être attribuée à la technique de mesure appliquée, à la conception de la colonne et au distributeur utilisé dans leur étude. Les tableaux III.2.3 et III.2.4 résument les dimensions de la colonne de fluidisation, les propriétés physiques du fluide et des particules solides, la technique de mesure et la méthode de calcul utilisées dans ces différents travaux.

Les différentes corrélations proposées par chacun de ces auteurs, pour prédire le coefficient de dispersion axiale de la phase liquide du lit fluidisé liquide-solide sont présentées et discutées dans ce qui suit.

### III.4 Dispersion axiale de la phase continue dans un lit fluidisé liquide-solide

Plusieurs travaux de la littérature consacrés à l'étude de la dispersion axiale de la phase continue dans les lits fluidisés, montrant en particulier l'influence de la taille et la densité des particules, la porosité, et la vitesse de fluidisation sont reportés par Chung & Wen (1968) et Krishnawamy & Shemilt (1978).

Chung & Wen (1968) ont proposé une équation de corrélation généralisée pour le coefficient de dispersion des lits fixe et fluidisé, qui couvre une large gamme de Rep. Krishnawamy & Shemilt (1978) ont employé les informations publiées dans la littérature sur la fluidisation pour montrer que le coefficient de dispersion de la phase liquide peut être prédit à partir de la seule connaissance de la porosité du lit. Une comparaison entre leur corrélation et celle de Chung & Wen (1968) montre la supériorité de la première.

Kikuchi et al.(1984), ont par contre proposé une corrélation applicable à des lits de particules de faibles diamètres et densités. Ces auteurs rapportent que le coefficient de dispersion obtenu dans le cas des particules de faible densité (polystyrène) s'écarte considérablement des équations de corrélation de la littérature, y compris celles de Chung & Wen (1968). Par ailleurs, leurs données relatives aux particules de verre montrent un faible accord avec l'équation de Chung & Wen (1968).

Selon Tang & Fan (1990), cette différence des résultats sur la dispersion axiale pouvait être associée à la technique, la taille de la colonne et à la conception du distributeur. Leurs résultats ont montré que pour des particules de verre de 1 mm de diamètre, fluidisées à une vitesse superficielle de 5 cm / s ( $\varepsilon = 0,634$ ), le coefficient de dispersion de la phase liquide est de 7.64 cm<sup>2</sup> / s. Pour ces mêmes conditions, le coefficient de dispersion calculé par l'équation de Chung & Wen (1968) est de 8,06 cm<sup>2</sup> / s. Ce résultat indique que la différence (si elle existe) entre le comportement du mélange axial du liquide dans les lits de particules de faible densité et celui reporté dans la littérature pour les lits de particules lourdes ne peut être attribuée à la technique de mesure appliquée, à la conception de la colonne et au distributeur utilisé dans leur étude. Les tableaux III.2.3 et III.2.4 résument les dimensions de la colonne de fluidisation, les propriétés physiques du fluide et des particules solides, la technique de mesure et la méthode de calcul utilisées dans ces différents travaux.

Les différentes corrélations proposées par chacun de ces auteurs, pour prédire le coefficient de dispersion axiale de la phase liquide du lit fluidisé liquide-solide sont présentées et discutées dans ce qui suit.

### Chapitre III : Dispersion hydrodynamique d'une suspension fluidisée liquide - solide

	Colonne de fluidisation			Propriétés de la phase continue			
	Diamètre (cm)	Hauteur (cm)	Hauteur / Diamètre	Nom	Masse volumique (kg / m <sup>3</sup> )	Viscosité ( cps )	Température opératoire (°C)
Cheng & Wen (1968)	5	81	16	eau	10 <sup>3</sup>	1	20*
Kikuchi et al. (1984)	3 4	170	57 42	eau			5 - 28
Tang & Fan (1990)	7,62	130	17	eau	10 <sup>3</sup>	1	20*
Asif (1991)	7,86	120	15	eau	10 <sup>3</sup>	1	20*

**Tableau III.2.3 : Paramètres des expériences sur le coefficient de diffusion - - fluide et colonne de fluidisation**

\* : ni la température ni les propriétés ne sont mentionnées par l'auteur, température supposée : 20°C

### Chapitre III : Dispersion hydrodynamique d'une suspension fluidisée liquide - solide

	Propriétés de la phase dispersée			Technique de mesure	Méthode d'analyse
	type	Diamètre (cm)	Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )		
Cheng & Wen (1968)	Verre verre Aluminium	0,6 0,5 0,5	1300-1800	Injection de traceur	Modèle piston
Kikuchi et al. (1984)	Polystyrène verre	0,044 – 0,19 0,024 – 0,16	1050 2500	Injection de traceur	Modèle piston
Tang & Fan (1990)	Polystyrène Acétate Acrylic Nylon	0,2 0,1 0,15 0,25	1050 1300 1180 1150	Injection de traceur	Modèle piston
Asif (1991)	Polypropylène polystyrène	0,22 0,26	1610 1050	Injection de traceur	Modèle piston

**Tableau III.2.4 : Paramètres des expériences sur le coefficient de diffusion - - particules, technique de mesure méthode de calcul**

### III.4.1 Corrélation de Chung & Wen (1968)

Chung & Wen (1968) ont étudié l'effet du diamètre des particules (2 à 6.4 mm), de la densité des particules (1300 à 8000 kg / m<sup>3</sup>), de la vitesse de fluidisation ( $Re_p = 51-1286$ ) et de la porosité du lit sur le coefficient de dispersion. Ces auteurs ont enregistré la concentration d'un traceur inerte en deux points, 80 cm en aval de l'injection du traceur. Le coefficient de dispersion étant déterminé par la méthode de la réponse en fréquence.

Leurs résultats expérimentaux montrent que le coefficient de dispersion axiale augmente avec la vitesse de fluidisation, mais aucun effet de la taille des particules de fluidisation sur la dispersion axiale n'est observé par les auteurs.

Les résultats expérimentaux de Chung & Wen (1968) sont corrélés par l'expression empirique suivante :

$$\frac{D_a}{\mu} \rho \left( \frac{Re_{p_{mf}}}{Re_p} \right) = \frac{Re_p}{0.2 + 0.011 Re_p^{0.48}} \quad (\text{III.16})$$

où  $Re_{p_{mf}}$  est le nombre de Reynolds des particules au minimum de fluidisation que l'on peut calculer en utilisant la corrélation suivante de Wen & Yu (1966) :

$$Re_{p_{mf}} = \left( 33.7^2 + 0.0408 Ga \right)^{0.5} - 33.7 \quad (\text{III.17})$$

### III.4.2 Corrélation de Krishnawamy & Shemilt (1972)

En étudiant l'influence de la taille des particules et de leurs densités sur le coefficient de dispersion axiale, Krishnawamy & Shemilt (1972) ont proposé la corrélation suivante :

$$\frac{D_a}{D_{ao}} = 0.7 \left( \frac{U_i}{U_t} \right)^{1.69} \quad (\text{III.18})$$

où  $D_{ao}$  est le coefficient de dispersion obtenu dans un tube vide,  $U_i$  est la vitesse interstitielle du liquide et  $U_t$  est la vitesse terminale des particules.

Les corrélations (III.16) et (III.18) ont été comparées par Wen & Fan (1974), ces auteurs ont souligné que l'expression (III.16) ne présente qu'un seul paramètre de corrélation ( $U_{mf}$ ), alors que l'expression (III.18) exige deux paramètres de corrélation  $D_{ao}$  et  $U_t$ . Puisque les erreurs

induites dans la prédiction des paramètres de corrélation tendent à introduire des erreurs cumulées dans la prédiction du coefficient de dispersion, une corrélation qui implique moins de paramètres de corrélation est toujours préférable.

#### III.4.3 Corrélation de Krishnawamy et al. (1978)

Ces auteurs ont utilisé les informations publiées dans la littérature sur la fluidisation, qui portent sur de larges domaines des propriétés des fluides et des particules pour établir entre autres, une corrélation impliquant le coefficient de dispersion axiale en phase liquide dans des systèmes fluidisés. Leurs résultats permettent de prévoir ce paramètre à partir de la seule connaissance du degré de vide du lit (porosité).

La corrélation proposée par Krishnaswamy et al. (1978) a pour expression :

$$\left(1 - \left(\frac{2D_a}{U_i H}\right)^{0.5}\right) \varepsilon^{0.25} = 0.74 \quad (\text{III.19})$$

où H est la hauteur du lit fluidisé.

Ces auteurs affirment que cette corrélation est applicable pour une large gamme de diamètre des particules (0.5 - 14.3 mm), de densité (1.28 – 11.31 kg / l) et peut également être appliquée aux fluides non newtoniens. Cependant, cette corrélation suggère que le coefficient de dispersion est une fonction de la hauteur du lit fluidisé. Ce qui signifie que si la distance entre le point d'injection et le point de mesure du traceur change, le coefficient de dispersion axiale change aussi. Une corrélation corrigée de leur modèle est proposée par Asif (1991), cet auteur suggère de remplacer la hauteur H du lit fluidisé par la valeur 92.5 cm qui représente la distance entre le point d'injection et le point de mesure du traceur :

$$\left(1 - \left(\frac{2D_a}{U_i \cdot 92.5}\right)^{0.5}\right) \varepsilon^{0.25} = 0.74 \quad (\text{III.20})$$

#### III.4.4 Corrélation de Kikuchi et al. (1984)

Pour prédire le coefficient de dispersion axiale pour de faibles nombres de Reynolds Kikuchi et al. (1984) ont proposé la corrélation suivante :

$$\frac{D_a \rho_p}{\mu} = 500 E_d^{0.43} \exp(-20.5(0.75 - \varepsilon)^2) \quad (\text{III.21})$$

Cette corrélation est valide pour :

$$0.41 < \varepsilon < 0.93$$

$$0.15 < \text{Re}_p < 100$$

$$8.10^{-5} < E_d < 0.44$$

où  $E_d$  est l'énergie de dissipation exprimée par la relation suivante :

$$E_d = \frac{(\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon)Ug}{\rho_f \varepsilon} \quad (\text{III.22})$$

Ces auteurs signalent la présence d'un maximum du coefficient de dispersion axial à une porosité de 0,67, pour les particules de polystyrène de 0,44 et 1,06 mm de diamètre. Un tel maximum n'est cependant pas observé par les auteurs, dans le cas des particules de verre et de polystyrène de grand diamètre.

Kikuchi et al. (1984) ont effectué leurs mesures à la sortie du lit fluidisé dont la vitesse d'écoulement (c'est-à-dire la vitesse superficielle) n'est plus la même que celle avec laquelle se déplace le fluide à l'intérieure du lit fluidisé (vitesse interstitielle). Par conséquent, leur configuration expérimentale n'est pas compatible avec leur modèle théorique qui est basé sur une vitesse d'écoulement constante dans la section de test comprise entre le point d'injection et le point de mesure du traceur.

#### III.4.5 Corrélation de Tang & Fan (1990)

Les caractéristiques de dispersion de la phase liquide d'un lit fluidisé par des particules de faible densité ont été étudiées par Tang & Fan (1990). Pour des particules de densité variant de 1,05 à 1,3 kg / l et de taille allant de 1 à 2 mm, ces auteurs proposent la corrélation suivante :

$$Pe = 0.23 \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} \right)^{-2.637} \varepsilon^{-2.467} \quad (\text{III.23})$$

Avec  $Pe$ , le nombre de Pecklet définit par l'expression suivante :

$$Pe = \frac{U_i d}{D_a \varepsilon} \quad (\text{III.24})$$

#### III.4.6 Corrélation de Asif & Peterson (1993)

Asif & Petersen (1993) rassemble une grande partie des valeurs expérimentales de la diffusion axiale sous la forme d'une corrélation entre le rapport du nombre de Froude et de Pecklet et le rapport entre la vitesse de fluidisation et la vitesse terminale de chute. :

$$\frac{Fr}{Pe} = K_1 \left( \frac{U_0 - U_{mf}}{U_t} \right)^{K_2} \quad (\text{III.25})$$

En se basant sur les données de leur modélisation et les données des travaux de la littérature, les auteurs ont déterminé les valeurs des paramètres  $K_1$  et  $K_2$ .

$$K_1 = 7,9 \pm 1,1$$

$$K_2 = 2,141 \pm 0,054$$

Cette corrélation est valide pour :

$$0,5 \leq Re \leq 10^3$$

$$0,5 \leq \varepsilon \leq 0,94$$

$$7,0 \cdot 10^{-4} \leq Fr \leq 1,6$$

## **Chapitre IV**

---

### **DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET METHODES D'ANALYSE**

---

Dans ce chapitre, nous allons décrire le dispositif expérimental, la procédure suivie pour la détermination du mouvement local de la phase continue par vélocimétrie laser, ainsi que les méthodes de traitement choisies pour l'analyse des fluctuations de vitesse de la phase continue.

### IV.1 Installation expérimentale :

Un schéma d'ensemble du dispositif expérimental est présenté sur la figure IV.1 Cette installation est composée d'un circuit d'eau, une colonne de fluidisation, une section d'homogénéisation et un distributeur.

#### IV.1.1 Circuit d'eau

L'eau est pompée depuis un bac de stockage (4) d'une capacité de 80 l, vers la colonne de fluidisation par l'intermédiaire d'une pompe centrifuge (3). Deux débitmètres placés en amont de la pompe permettent de mesurer le débit de fluidisation ajusté au moyen des vannes (2). En sortie de la colonne, l'eau est redirigée vers le bac de stockage, constituant ainsi un circuit fermé. Le circuit est constitué de tuyauterie en PVC.

#### IV.1.2 Colonne de fluidisation

La fluidisation est réalisée dans une colonne cylindrique en plexiglas, de 93 mm de diamètre interne. La hauteur de cette colonne est de 2 m, ce qui permet d'étudier une plage de régimes de fluidisation relativement étendue. Elle comporte trois sections superposées de hauteurs différentes, la première est une section de test, prévue pour la charge et la décharge des particules, elle est de 60 cm de hauteur et repose sur le distributeur. La seconde de 39cm de hauteur est une section démontable, ce qui facilite la charge et la décharge des particules dans le lit. Elle est surmontée d'une section de 100 cm de hauteur, prévue pour empêcher l'échappement des particules (transport et entraînement) par l'intermédiaire d'un filtre. Une section d'homogénéisation de 25cm de hauteur et de même diamètre que la colonne de fluidisation précède le distributeur.

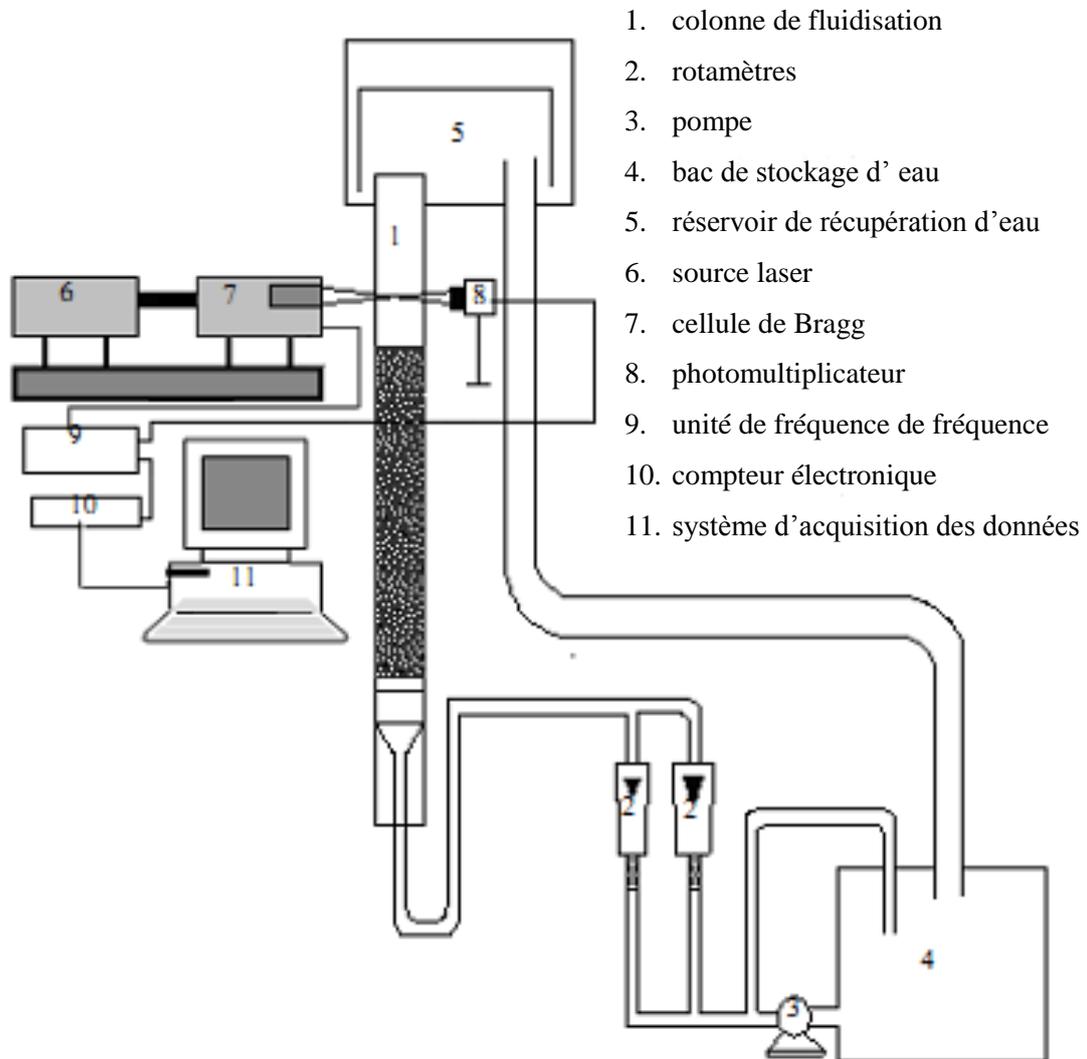


Figure IV.1 L'ensemble du dispositif expérimental

### IV.1.3 Le distributeur de la phase liquide

Dans les conditions idéales de fluidisation, le débit du liquide est distribué de manière uniforme dans toute la section droite du lit. En pratique, ce comportement est difficile à obtenir et on constate la présence de passages préférentiels (mouvements organisés de la phase solide en

forme de boucles à grande échelle). Une revue bibliographique montre que plusieurs dispositifs expérimentaux de distribution du liquide, à l'entrée de la colonne de fluidisation, ont été testés. On note en particulier, l'utilisation des sections calmantes de même diamètre que la colonne, qui peuvent être soit vides, soit remplies de particules solides de taille et de forme convenables (Didwania & Homsy (1981), Poletto et al. (1995), Corona (2008)).

Afin de donner une image complète des caractéristiques hydrodynamiques du lit fluidisé, nous avons lors de notre travail précédent testé plusieurs systèmes de distribution. Parmi ces dispositifs testés, nous avons retenu un système composé d'une grille à mailles fines sans garnissage, qui assure une distribution plus au moins uniforme de la vitesse du liquide à la base du lit (Kechroud, 2000).

### IV.2 Propriétés du fluide et des particules fluidisées :

Le fluide utilisé est de l'eau dont la température mesurée est dans la plupart des expériences de 30 °C. Les particules fluidisées sont des sphères de verre dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau IV.1 :

### IV. 3 Techniques de mesure :

Nous présentons ici les différentes techniques mises en œuvre dans cette étude. Le Principe de calcul de la vitesse superficielle du liquide est d'abord exposé, puis le calcul de la porosité correspondante, enfin le traitement de signal qui permet la mesure de la vitesse locale de la phase fluide.

#### IV.3.1 Mesure de débits :

Pour mesurer la vitesse superficielle du liquide, appelée aussi vitesse de fluidisation, nous avons utilisé deux rotamètres à flotteurs, l'un prévu pour les petits

**Tableau IV.1 : Propriétés du fluide à 30 °C et celles des particules solides**

Propriétés du liquide		Propriétés des particules			
Viscosité $\nu$ (Kg/ms)	Densité $\rho_l$ (Kg/m <sup>3</sup> )	Diamètre $d_p$ (mm)	2	4	8
		Masse volumique $\rho_p$ (Kg/m <sup>3</sup> )	2554	2564	2595
$10^{-6}$	$10^3$	Vitesse au minimum de fluidisation $U_{mf}$ (cm/s)	2,45	4,38	7,8

débites et l'autre pour les grands débits. Leur étalonnage a été effectué (Kechroud, 2000) et les résultats obtenus sont présentés en annexe A.

### IV.3.2 Mesure de la porosité

La porosité de la couche fluidisée est évaluée expérimentalement. Pour un débit fixé, nous avons enregistré la hauteur  $H$  du lit en expansion (pour les grands débits, les couches étant fortement expansées, la hauteur retenue est la moyenne des deux expansions minimale et maximale). La porosité moyenne  $\varepsilon$  du milieu est alors déduite de la hauteur enregistrée  $H$  à partir de l'expression suivante :

$$\varepsilon = 1 - \frac{m_p}{\rho_s S H} \quad (IV.1)$$

où  $m_p$  est la masse des particules et  $S$  l'aire de la section de la colonne.

### IV.3.3 Mesure de la vitesse locale du liquide

La vélocimétrie laser est une méthode non intrusive de mesure du champ instantané de vitesse d'un écoulement, avec une résolution spatiale finie. Le vélocimètre dont nous disposons est un appareil développé par la société Dantec.

### IV.3.3.1 Principe de la vélocimétrie laser

Dans les applications pratiques de la vélocimétrie laser, c'est la technique de double diffusion qui est la plus couramment utilisée. Deux rayons laser se croisent et forment le volume de mesure qui est le siège d'un réseau de franges d'interférences. Des particules fines traversent ce volume de mesure et diffusent la lumière laser avec une fréquence qui dépend de l'interfrange  $i$  (distance qui sépare deux franges) et du module de la composante de la vitesse perpendiculaire au plan des franges (documentation technique Dantec).

$$f_D = \frac{|u|}{i} \quad (\text{IV.2})$$

L'interfrange  $i$  est déterminée à partir de la géométrie des rayons optiques et la longueur d'onde  $\lambda$  de la source laser.

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (\text{IV.3})$$

$$|u| = i \cdot f_D = \frac{\lambda \cdot f_D}{2 \sin \theta} \quad (\text{IV.4})$$

### IV.3.3.2 Description du montage :

Nous utilisons une chaîne d'anémométrie laser DISA associée à un laser à argon de 300 mW de puissance. L'optique est d'une distance focale de 500 mm et le volume de mesure est un ellipsoïde d'environ 1 mm de longueur et 0.2 mm de diamètre (documentation technique Dantec).

Le système optique comprend une cellule de Bragg dont le rôle est de faire défiler les franges d'interférences à une fréquence constante de 40 MHz (document Disa, 1979). Ce décalage optique en fréquence opéré sur l'un des deux rayons laser, permet de déterminer le signe de la vitesse (son sens) ou d'effectuer des mesures en des points où celle-ci fluctue autour de zéro. On ne mesure plus alors leur vitesse mais leur vitesse relative, la fréquence associée étant :

$$f_d = f_B + f_D \quad (\text{IV.5})$$

Une électronique de mélange (DISA 55 N12) est associée à l'alimentation de la cellule de Bragg, ce qui rend praticable le traitement de signal dont la fréquence est donnée par :

$$f_d' = f_D + f_B - f_{lo} = f_D + f_s \quad (\text{IV.6})$$

$f_s$  étant la fréquence de décalage effective, qui peut être sélectionnée entre 10 kHz et 9 MHz.

L'ensemble optique (laser, lentille, cellule de Bragg) est monté sur un bâti qui coulisse sur deux rails. De plus, un déplacement en hauteur est effectué grâce à une table manuelle. On peut donc assurer un déplacement aisé du point de mesure selon les axes  $ox$  et  $oy$  de manière automatisée et suivant  $oz$  manuellement.

Le photomultiplicateur, partie réceptrice du système optique, collecte la lumière diffusée par les particules traversant le volume de mesure, les signaux captés sont transmis au système de traitement de signal.

L'intensité de la lumière diffusée par les particules dépend de la direction d'observation. La lumière diffusée dans la direction du faisceau (diffusion avant ou front scattering) à faibles angles d'observation ( $\theta < 30^\circ$ ) est plus importante que la lumière rétrodiffusée (back scattering). Il est donc plus intéressant de placer le photomultiplicateur du côté opposé à l'émetteur par rapport à l'écoulement.

Le système d'acquisition et de traitement comprend :

- un filtre passe haut permettant de supprimer le piédestal et les parties basses fréquences indésirables.
- un filtre passe bas qui élimine les bruits à haute fréquence.
- un oscilloscope à mémoire pour visualisation rapide et un contrôle de la qualité du signal.
- un compteur 55 L 91 muni d'un préamplificateur disponible à son entrée et une série d'atténuateurs permettant d'optimiser l'amplitude du signal.

La sortie digitale du compteur DISA est connectée à la chaîne d'acquisition du micro ordinaire.

Le schéma synoptique sur la figure IV.2).

### IV.3.3.3 Précision des mesures:

La précision des mesures en anémométrie laser dépend essentiellement de :

- la mesure de l'interfrange (et sa qualité : franges parallèles).
- la position du volume de mesure.
- la validation des mesures qui est liée à la qualité de l'ensemencement.
- Le traitement des données (durée d'enregistrement).

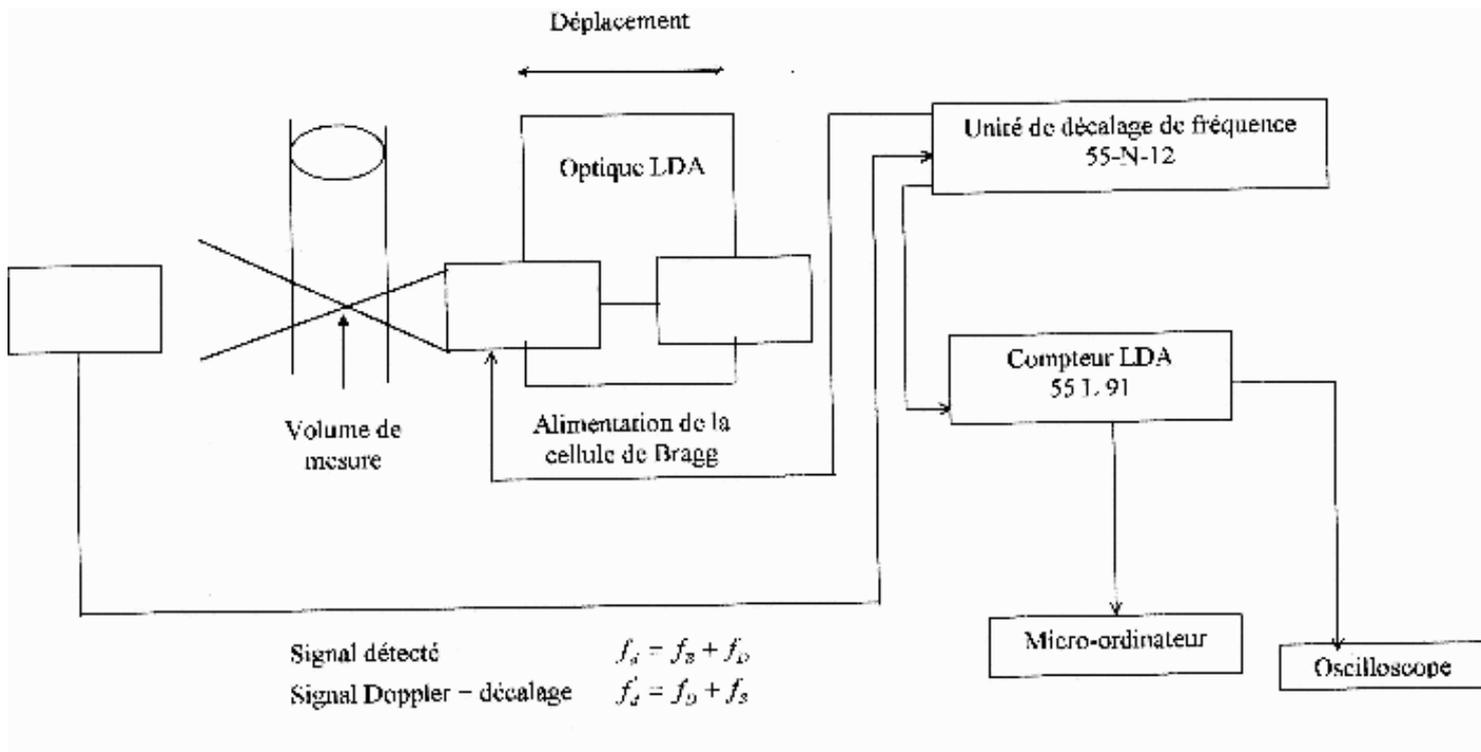


Figure IV.2 : Schéma synoptique de traitement de signal

### • Mesure de l'interfrange

L'interfrange est déterminé à partir de la géométrie des rayons optiques et de la longueur d'onde de la source laser (figure IV.3).

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (\text{IV.7})$$

La longueur d'onde  $\lambda$  étant connue avec une très grande précision, la précision sur  $i$  est donc liée à la mesure de l'angle. Si on mesure  $\theta$  avec un théodolite, on obtient une résolution  $\Delta\theta = 10^{-3}$  grades, ce qui donne une précision inférieure à 0.1 % pour des angles donnant des interfranges inférieures à 30  $\mu$  (documentation technique Dantec).

Pour mesurer l'angle  $\theta$ , nous avons placé un écran à une distance de quelques mètres du volume de mesure. La distance écran – volume de mesure ( $b$ ) et l'écartement entre les spots ( $a$ ) permettent de calculer  $\theta$  (figure IV.3).

La valeur de  $\theta$ , déterminée avec une précision inférieure à 1 %, est de 7.05 °.

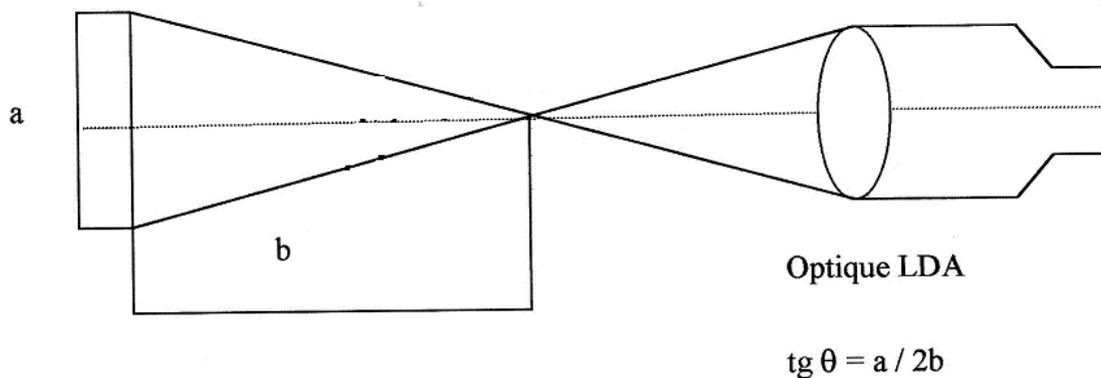


Figure IV.3 : Mesure de l'angle  $\theta$

### • Position du point de mesure :

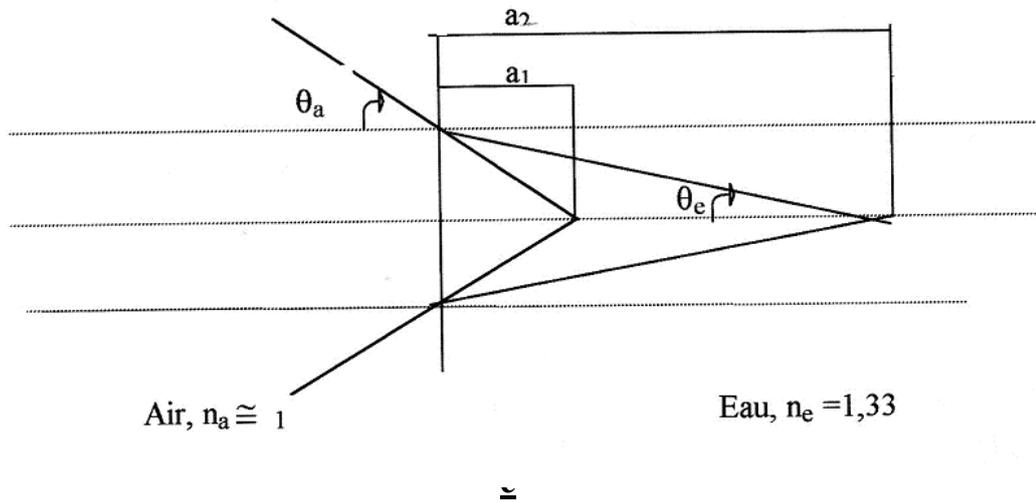
Le système optique est orienté de sorte que les faisceaux laser se situent dans un plan vertical traversant l'axe du cylindre, les bissectrices entre les deux angles sont ainsi perpendiculaires à cet axe, et les réfractions ne se font que dans la direction axiale.

A la traversée des parois de la colonne, les rayons laser subissent une déviation, due à la différence des indices de réfraction des milieux traversés (à savoir l'air à l'extérieur de la colonne de fluidisation et l'eau au sein de la colonne de fluidisation).

Suite à cette déviation, le point de mesure est décalé à une position (figure IV.4) :

$$n_a \sin \theta_a = n_e \sin \theta_e \Rightarrow \frac{n_e}{n_a} = \frac{\sin \theta_a}{\sin \theta_e} = \frac{4}{3}$$

$$\frac{\sin \theta_a}{\sin \theta_e} = \frac{a_a}{a_e} \Rightarrow a_2 = \frac{4}{3} a_1 \quad (\text{IV.8})$$



**Figure IV. 4 : Position du point de mesure**

- **Qualité d'ensemencement :**

De par son principe, l'anémométrie laser nécessite dans son emploi, la présence dans l'écoulement de petites particules diffusant la lumière. C'est en fait la vitesse de ces particules qui est mesurée. L'expérimentation est le meilleur moyen pour effectuer le choix des particules, elles doivent au moins être de petite taille (leur diamètre doit être inférieure à l'interfrange  $i$ ), de fort indice de réfraction par rapport au milieu ambiant et leur masse volumique doit être la plus proche possible du fluide étudié (Brahimi, 1987). Nous avons utilisé l'oxyde de zinc, l'oxyde de titane et du lait. Ces produits ne donnent aucun résultat satisfaisant, puisque les signaux Doppler produits sont d'amplitudes variables et de me mauvais rapport signal / bruit.

L'ensemencement naturel de l'eau semble par contre très satisfaisant, l'erreur relative commise en assimilant la vitesse des particules d'ensemencement à la vitesse réelle de l'écoulement est une fonction du diamètre de la particule et de la vitesse de l'écoulement (Brahimi, 1987). Dans nos conditions, l'erreur maximale sur une vitesse de 1 cm / s est largement inférieure à 1%.

### • Validation des mesures

Le signal Doppler contenant l'information sur la vitesse est porté par le courant émis par le photodétecteur, ce signal transmis à l'unité de décalage électronique, en sort avec la fréquence  $f_d$ . Ensuite, il passe par un filtrage numérique passe haut où le piédestal est éliminé (la fréquence de coupure est choisie de manière à ne pas couper le spectre du signal Doppler,  $f_{cb} = 16$  KHz) et passe bas, pour éliminer le bruit du signal Doppler, dont la fréquence de coupure  $f_{ch} = 0.256$  MHz. .

Une fois filtré, le signal est envoyé vers un détecteur de Zéro constitué par un trigger de Schemitt. La sortie de ce détecteur passe à zéro lorsque le signal dépasse un niveau B et revient à 1 lorsque le signal passe par Zéro. A ce stade, le traitement du signal (transformé en un créneau correspondant au passage par Zéro) est entièrement digital, c'est-à-dire, les tensions sont représentées par les niveaux 0 et 1 (cours LDA, 1979).

Le signal rectangulaire, de période égale au temps que met une particule pour traverser une frange, est envoyé sur un compteur de franges, une horloge compte alors la durée  $\tau_1$  et  $N_1$  périodes (soit  $N_1$  franges traversées par les particules) (Brahimi, 1987).

La fréquence mesurée sera donc :

$$f_d' = \frac{N_1}{\tau_1} \quad (\text{IV.9})$$

Un comptage simultané de  $N_2 \neq N_1$  périodes est ensuite effectué, soit  $\tau_2$  la durée correspondante. L'appareil vérifie que :

$$\frac{N_1}{\tau_1} = \frac{N_2}{\tau_2} \quad (\text{IV.10})$$

à une précision près de 1.5%. ( $N_1 = 5$ ,  $N_2 = 8$ ).

Si le test est vérifié, alors le compteur délivre sous forme numérique la fréquence  $f'_d$  et une information est ainsi validée.

Les signaux Doppler émis par les grosses particules et les particules qui se chevauchent sont distordus et, par conséquent, sont éliminés par ce test. L'information validée provient d'une seule et même particule de diamètre inférieure à l'interfrange ( $dp < 1$ ).

Le mode de calcul choisi (nombre de franges  $N_f$  fixe) permet d'avoir plusieurs informations validées (vitesse) à partir du signal d'une seule particule. Ainsi, la qualité de l'ensemencement et le rapport signal / bruit peuvent être estimés par le comptage (nombre d'informations validées) et le taux de validation (information validée / 1000 comptées).

La fréquence de validation des signaux par le compteur DISA (data rate) varie entre 0.3 et 2 KHz lorsque la précision exigée sur la validation des signaux est de 1.5 %. La proportion de particules validées évolue entre 20 et 80 %. Nous faisons remarquer que les faibles taux de validation sont obtenus dans le cas où les points de mesures sont loin du détecteur (l'autre coté de la colonne).

- **Traitement des données :**

Les signaux Doppler collectés par le photomultiplicateur et visualisés par l'oscilloscope sont transmis à l'unité de traitement de signal. A ce niveau, ils sont enregistrés et stockés sous forme de fichiers (données brutes). Chaque fichier est ensuite transformé en un fichier de vitesse selon les programmes de calcul élaborés par Software 1400A. L'expression du module de la vitesse mesurée étant :

$$u_{mesurée} = C(f'_d - f_s) \quad (IV.11)$$

avec  $C = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} 10^6$ , appelé facteur de calibration qui n'est autre que l'interfrange  $i$ , ici égale à  $3.97 \text{ m.s}^{-1}.\text{MHz}^{-1}$ .

La fréquence de décalage effective,  $f_s$ , doit être choisie de manière à ce que la vitesse de défilement des franges ne soit pas très élevée par rapport à la vitesse réelle. La fréquence minimale de décalage fournit par l'unité dont nous disposons (DISA 55 N12) est 100 KHz, ce qui correspond en moyenne à 40 fois la plus basse vitesse mesurée au laser (1 cm / s). Pour les vitesses les plus élevées (allant jusqu'à 20 cm / s), nous avons adopté une valeur qui représente en moyenne 4 fois la vitesse réelle (= 200 kHz).

La vitesse moyenne et les fluctuations autour de celle-ci sont ensuite estimées soit par ce même logiciel, soit par l'utilisation de matlab.

L'acquisition peut se faire à fréquence d'échantillonnage fixée ou à fréquence aléatoire. A fréquence fixée (20 Hz), le nombre d'informations validées doit être supérieur à 200 Hz pour éviter l'acquisition des valeurs erronées, ce qui correspond à environ 10 fois la fréquence d'acquisition. Les différents tests effectués ont montré que pour les grosses particules (8 et 4 mm), les deux modes d'acquisition fournissent pratiquement les mêmes résultats, avec une acquisition en aléatoire de 10240 évènements, nous constatons la répétitivité des mesures, avec un écart type moyen ne dépassant pas 4 %. Alors que dans le cas des particules de 2 mm de diamètre, avec un temps d'enregistrement allant jusqu'à 30 mn, nous constatons une dispersion des mesures, des écarts allant jusqu'à 7% sont constatés. Dans ce cas, nous avons représenté les moyennes des différents essais effectués.

Il semble que ce fait est lié à une moins bonne stabilité du lit par rapport au cas des particules de 4 et 8 mm. En effet, lors des mesures expérimentales, nous avons constaté que dans le cas des particules de 2 mm, l'expansion du lit changeait de manière non contrôlable et ce à partir de  $U = 1.5 U_{mf}$  (Kechroud, 2000).

### IV.4 Méthodes d'analyse des séries temporelles

Plusieurs méthodes ont été proposées pour la caractérisation des régimes de fluidisation, comme par exemple, les observations visuelles, l'étude des profils de concentration axiale de la phase solide et l'interprétation des signaux fluctuants enregistrés au sein des lits fluidisés. L'observation visuelle est importante pour une classification qualitative des régimes de fluidisation, cependant elle est de nature subjective, ce qui est considéré comme un régime turbulent par certains observateurs peut être décrit comme un régime bouillonnant par d'autres. Dans les mesures quantitatives, l'analyse des photographies de mouvement a été utilisée pour déterminer la vitesse et la fréquence de bullage (Newby & Cairns, 1986). Bien que les récents développements de ces techniques vidéo facilitent une telle analyse, ces techniques restent fastidieuses. Une description quantitative des régimes d'écoulement peut également être obtenue à partir d'analyses temporelles des signaux fluctuants des lits fluidisés, obtenus à partir des mesures de pression de la phase continue (Ellis, 2003) ou

de la concentration de la phase solide (Corona, 2008) ou comme dans le cas de la présente étude à partir des mesures des fluctuations de vitesse de la phase continue.

La clé d'une telle quantification est le choix de la méthode de mesure appropriée et des méthodes d'analyse des séries temporelles des signaux mesurés. Ces dernières peuvent être analysées aussi bien dans le domaine temporel que fréquentiel.

Toutes les analyses sont effectuées sur une série de vitesses  $u(n)$ ,  $n = 1, 2, 3, 4, \dots, N$ , mesurées à des intervalles de temps équidistants,  $\Delta t$ , c'est à dire avec une fréquence d'échantillonnage  $f_s = 1/\Delta t$ . Plus de détails sur cette méthode d'analyse sont disponibles dans plusieurs ouvrages comme par exemple Bendat & Piersol (1971), Rabiner & Gold (1975), Proakis & Manolakis (1989), Press et al. (1992).

### IV.4.1 Analyse du domaine temporel

L'échelle temps et la complexité de l'écoulement peuvent être évalués qualitativement à travers l'analyse des séries temporelles de la vitesse locale, enregistrées dans le lit fluidisé. L'amplitude du signal,  $u$ , est exprimée par la RMS des fluctuations de la vitesse axiale (racine carré du moment statistique d'ordre 2), qui mesure le degré d'agitation ou de turbulence dans la phase liquide. Cette caractéristique quantitative est estimée par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (u(n) - \bar{u})^2} \quad (\text{IV.12})$$

avec :

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u(n) \quad (\text{IV.13})$$

### IV.4.2 Analyse du domaine fréquentiel

De tous les outils dont dispose le traitement de signal, la transformation de Fourier (l'analyse spectrale), est certainement l'un des plus importants. C'est la plus ancienne méthode de transformations linéaires, qui a toujours joué un très grand rôle en traitement du signal (Flandrin, 1993). Cette transformation permet d'étudier la composition fréquentielle du signal. Très tôt dans l'histoire du traitement du signal, il s'est avéré que la décomposition obtenue par Fourier n'était pas toujours la plus

satisfaisante. Aux années 1940, Gabor a découvert la première forme de la représentation temps-fréquence. Sa technique consiste à découper le signal en différentes plages de longueur fixée ou fenêtre (Daubechies, 1992 ; Mallat, 1999). Chaque segment du signal limité par une fenêtre est étudié séparément des autres par l'analyse de Fourier. L'ensemble de ces transformées localisées forme la transformée de Gabor du signal. L'inconvénient majeur de ce procédé est que la longueur de la fenêtre étant fixée, il n'est pas possible d'analyser simultanément des phénomènes dont les échelles de temps sont différentes (Flandrin, 1993). En 1982, Morlet ouvre la voie conduisant à la solution en construisant l'analyse en ondelettes, fondée sur un concept quelque peu différent de celui de fréquence: le concept d'échelle (Mallat, 1999, Flandrin, 1993). Cette procédure développée par Stéphane Mallat et systématisée par Ingrid Daubechies, porte le nom de multi-résolution et suggère une interprétation différente de l'analyse par ondelettes. Les ondelettes constituent donc un outil parmi les plus récents du traitement du signal et qui datent de quelques décennies seulement. Elles nous permettent d'effectuer une analyse robuste et mènent à une multitude d'applications. Contrairement à la transformée de Fourier à court terme, la transformée en ondelettes fait appel à la notion de temps-échelle impliquant des fenêtres d'analyse de longueurs dynamiques (Daubechies, 1992).

Nous décrivons dans la suite de ce chapitre, très superficiellement les aspects théoriques de la transformée de Fourier, puis nous donnons une description très succincte de la notion de représentation temps-fréquence, particulièrement la notion d'ondelettes, qui est une représentation temps-échelle.

### IV.4.2.1 Analyse spectrale

L'analyse spectrale de Fourier est une technique qui produit un spectre moyenné dans le temps, ceci convient pour des signaux stationnaires, c'est-à-dire, pour des signaux dont les propriétés statistiques sont invariantes dans le temps.

La transformée de Fourier repose sur la décomposition d'une fonction  $u(x)$  comme une superposition de sinus et de cosinus. En pratique, cette fonction est approximée par l'expression suivante :

$$u(x) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{j=1}^J (a_j \cos(jx) + b_j \sin(jx)) \quad (\text{IV.14})$$

## Chapitre IV : Dispositif expérimental et méthodes d'analyse

---

Les coefficients a et b sont calculés par le produit scalaire de la fonction u et les fonctions de base pour chaque x,

$$a_j = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} u(x) \cos(jx) dx, \quad j = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{IV.15})$$

$$b_j = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} u(x) \sin(jx) dx, \quad j = 1, 2, \dots \quad (\text{IV.16})$$

Les coefficients a et b calculés indiquent le contenu fréquentiel de la fonction u au niveau de la résolution j (Ogden, 1997). La transformée de Fourier rapide réduit le temps nécessaire pour effectuer l'analyse de Fourier en exprimant les coefficients (Chatfield, 1996) comme suit :

$$a_j + i b_j = \frac{2 \left( \sum u(x) \exp(2\pi i j x / N) \right)}{N} \quad (\text{IV.17})$$

Pour u(x) et N observations, dans le but d'éviter la nécessité d'effectuer N<sup>2</sup> multiplications, une méthode de fenêtrage est appliquée pour la transformée de Fourier discrète de N échantillons.

Afin de réduire la variance de l'estimation de la densité spectrale de puissance (Condy, 1988), nous avons tracé les spectres de Fourier en utilisant la méthode de Welch. L'estimation est basée sur une moyenne de plusieurs spectres, donc les séries temporelles sont divisées en plusieurs segments de durées égales. Les spectres de Fourier sont calculés en utilisant l'exécution suivante sous Matlab :

$$[p_{sd}, f] = pwelch(u, window(nfft), noverlap, nfft, fs) \quad (\text{IV.18})$$

avec :

- u : le vecteur vitesse enregistré par vélocimétrie laser.
- Window(nfft) : la fenêtre d'échantillonnage qui joue le rôle d'un filtre (atténuation des fréquences parasites) et nfft est le nombre de données à traiter par segment.
- noverlap : le nombre de données se chevauchant entre segments, ce nombre est égal à la demi-longueur du segment traité et garantit l'indépendance des segments.

-  $f_s$  : la fréquence d'échantillonnage, qui doit être, d'après le théorème de Shannon, inférieure au double de la fréquence au-dessus de laquelle leur contribution aux fluctuations de vitesse peut être négligée (Knight, 2000). Le bon choix de ces paramètres nécessite plusieurs essais préliminaires dont les résultats sont présentés ci-après.

### ❖ Choix de la fréquence d'échantillonnage

Nous avons déterminé les variations de la densité spectrale pour trois fréquences d'échantillonnage : 20, 40 et 100 Hz. Les spectres obtenus sont présentés sur la figure IV.5.

Aucune différence notable sur ces spectres n'est observée, l'essentiel de l'énergie spectrale est contenu dans les basses fréquences ( $< 5$  Hz). L'examen des travaux concernant les spectres de Fourier des lits fluidisés montre que l'énergie du contenu fréquentiel est plus importante pour des fréquences inférieures à 10 Hz (Didwania & Homsy, 1981 ; Poletto et al., 1995 ; Johnsson, 2000) . Ainsi, pour déterminer les fréquences dominantes, l'échantillonnage de 20 Hz est largement suffisant.

### ❖ Choix du nombre de segments traités

Nous avons également effectués d'autres calculs pour fixer le nombre de segments à traiter, les résultats montrent que le nombre de points par échantillons n'a pratiquement aucune influence sur l'allure des spectres tracés (figure IV.6). Pour le calcul final, nous avons retenu le traitement de 512 points par segment, ce qui correspond à 20 échantillons. Ce nombre est largement suffisant pour l'estimation spectrale par comparaison aux travaux de Poletto et al. (1995) et ceux de Didwania & Homsy (1981). Enfin l'effet du traitement par segment de la densité spectrale est illustré sur la figure IV.7.

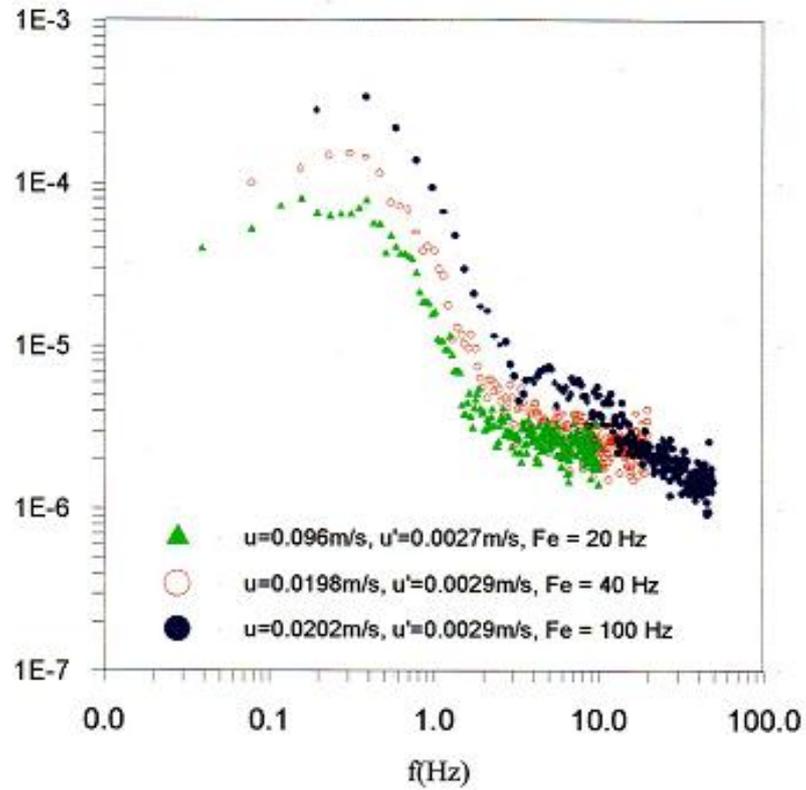


Figure IV.5 : Influence de la fréquence d'échantillonnage sur le spectre de Fourier

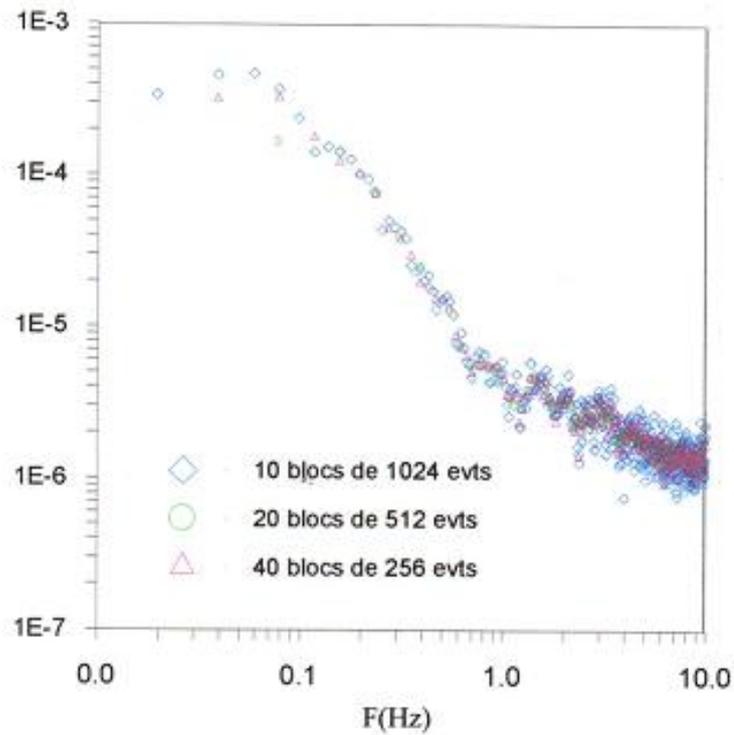


Figure IV.6 : Allure des spectres obtenus par différents calculs de la PSD

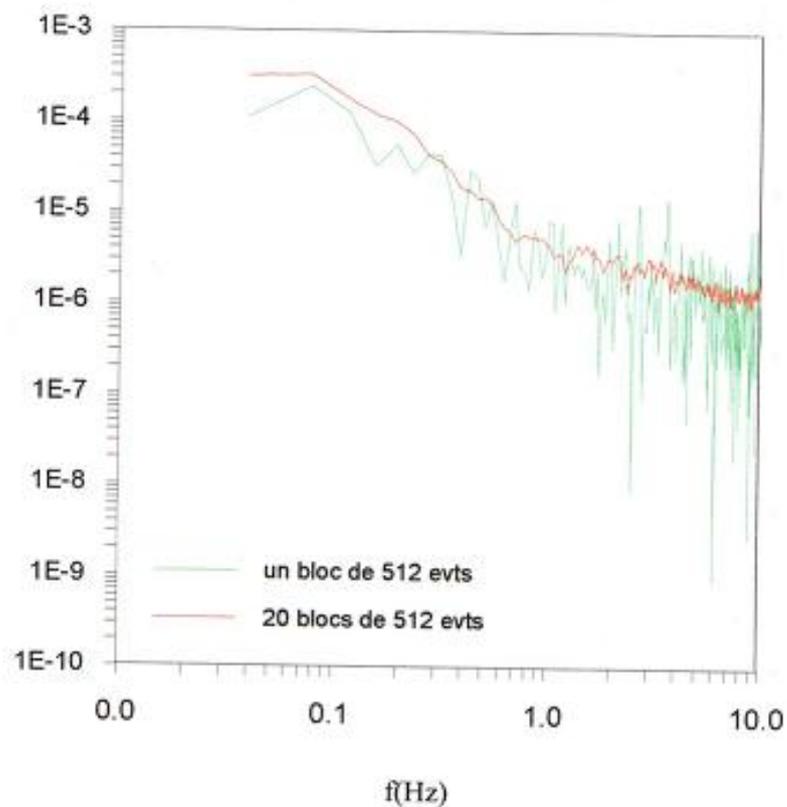


Figure IV.7 : L'effet du traitement par bloc sur le calcul de la PSD

#### IV.4.2.2 Autocorrélation

La fonction d'autocorrélation des données aléatoires concerne l'influence des valeurs enregistrées en un temps donné sur celles enregistrées en un temps ultérieur. Cette fonction fournit des informations détaillées sur le caractère périodique ou aléatoire d'un signal donné. Pour un signal déterministe, la fonction d'autocorrélation persiste sur tous le temps de déplacement, alors que celle-ci se rapproche de zéro après un long temps de déplacement pour un signal aléatoire.

La corrélation entre deux points séparés par un laps de temps,  $k \cdot \Delta t$ , est exprimée par la fonction suivante :

$$c_{xx}(k) = \sum_{n=0}^{N-|k|-1} (u(n) - \bar{u})(u(n-k) - \bar{u}) \quad (\text{IV.19})$$

Après normalisation cette expression devient :

$$C_{xx}(k) = \frac{c_{xx}(k)}{c_{xx}(0)} \quad (\text{IV.20})$$

C'est-à-dire  $-1 \leq C_{xx} \leq 1$

La forme caractéristique de la fonction d'autocorrélation d'un processus purement aléatoire fluctue de façon aléatoire autour de zéro, indiquant que le processus à tout instant n'a aucune mémoire du passé. Un système chaotique peut être caractérisé par un temps caractéristique,  $\tau_c$ , qui signifie le temps durant lequel le système conserve les informations précédentes.

Dans la présente étude, les coefficients d'autocorrélation sont calculés à partir d'un programme exécuté sous Matlab (voir annexe B). Notons par ailleurs qu'il est possible de calculer la fonction d'autocorrélation en utilisant la transformée de Fourier inverse.

### IV.4.3 Analyse par ondelettes

Dans l'analyse en ondelettes, dilater ou contracter l'ondelette analysante choisie avant sa convolution avec le signal de la décomposition accomplit une décomposition d'échelles. La procédure est similaire à la transformée de Fourier où est obtenu le produit scalaire de  $u(t)$  avec les fonctions. La différence majeure est illustrée sur la figure (IV.8) où l'on trace les ondes comparatives de transformation.

Dans l'analyse de Fourier l'approximation d'un signal par une somme de fonctions sinus et cosinus est effectuée par une fonction lisse de longueur infinie comme le montre l'exemple de l'onde sinusoïdale sur la figure (IV.8.a)). La forme de cette fonction, appropriée à la transformation des signaux stationnaires permet d'estimer les périodicités cachées dans les données.

D'une autre part, les fonctions de transformation utilisées dans l'analyse en ondelettes comme par exemple l'ondelette de Morlet et l'ondelette mexicanhat représentées respectivement sur les figures (IV.8.b)) et (IV.8c)) ont des caractéristiques très différentes par rapport à la transformée de Fourier. Premièrement, l'irrégularité de la forme de ces fonctions offre la possibilité d'analyser des signaux qui ont des discontinuités ou des changements de forme. Deuxièmement, le support compact de la fonction permet la localisation temporelle de l'analyse. Ces caractéristiques font de la

## Chapitre IV : Dispositif expérimental et méthodes d'analyse

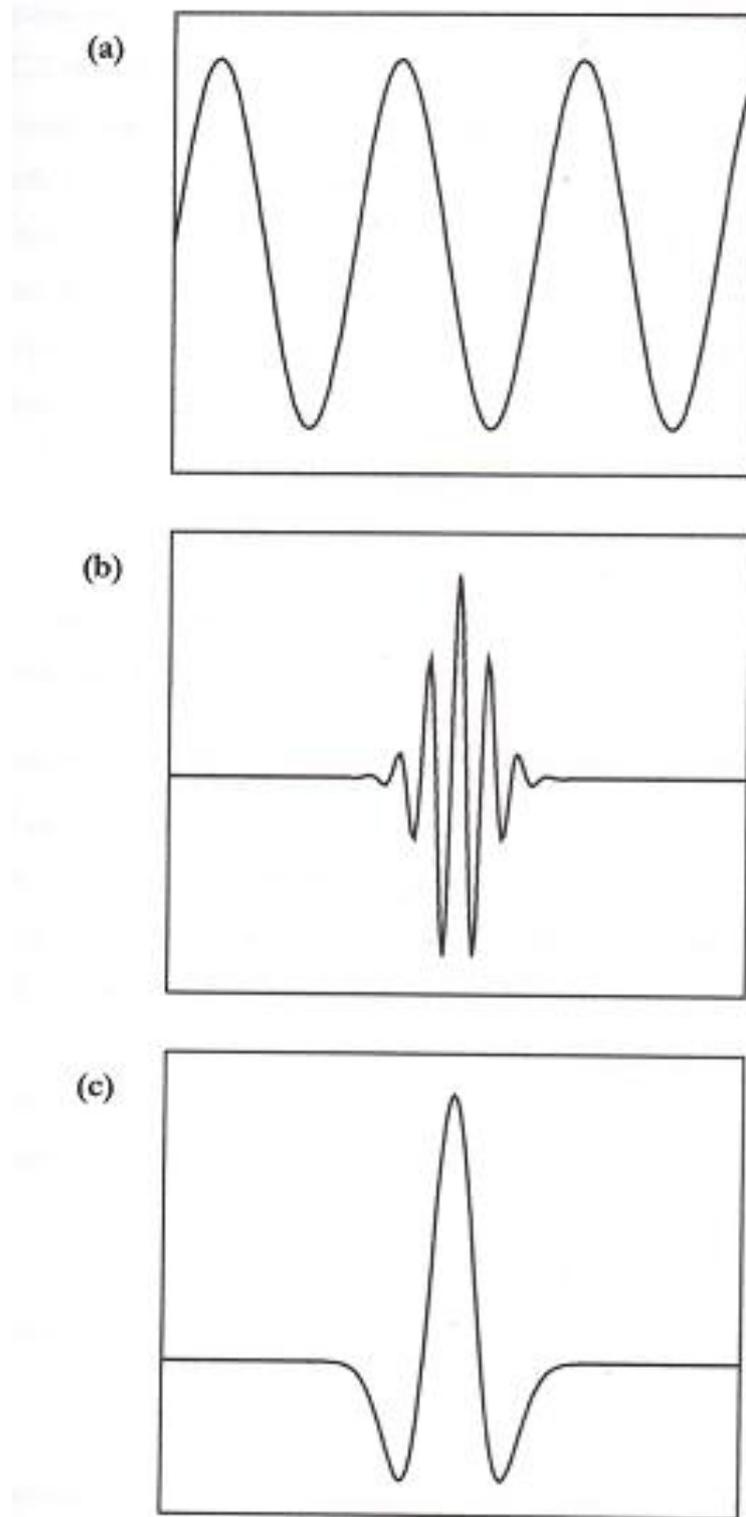
---

technique des ondelettes un outil potentiel d'analyse des signaux non stationnaires et transitoires.

La transformée de Fourier à fenêtre est capable d'ajuster la largeur des fenêtres avant d'effectuer la transformation, mais ne peut zoomer sur un espace particulier dans le temps. Si le but est de filtrer un signal dans l'espace fréquence, la transformée de Fourier est clairement la meilleure technique, offrant une parfaite résolution en fréquence sans aucune information en temps. Pour la transformée de Fourier à fenêtre, la taille de la fenêtre est maintenue constante même avec l'augmentation des oscillations pour les fréquences les plus élevées. La représentation temps – fréquence d'un signal est limitée par le principe d'incertitude d'Heisenberg : pour une particule en mouvement on ne peut connaître simultanément la vitesse et la position. Ceci implique que pour un temps donné on ne peut pas connaître la fréquence exacte, c'est-à-dire :

$$\text{temps-bande passante} = \Delta t \Delta \omega \geq \frac{1}{4\pi} \quad (\text{IV.21})$$

La dilatation d'une fonction dans la transformée en ondelettes assure le meilleur compromis possible compte tenu de cette limitation.



**Figure IV.8 : Formes de (a) : l'onde sinusoïdale ; (b) partie réelle de l'ondelette de Morlet ; (c) ondelette mexicanhat**

### IV.4.3.1 Transformées en ondelettes

Il existe deux façons d'introduire les ondelettes (Daubechies, 1992), l'une à travers la transformation en ondelettes continues (CWT), l'autre à travers la décomposition en ondelettes discrètes (TOD). Le bon choix de la transformation et de l'ondelette analysante dépend de l'information à extraire du signal. Sans détailler les explications mathématiques, nous allons présenter ces deux types de transformations, leurs différences et avantages.

#### IV.4.3.1.1 Notions d'échelles et de position

Plutôt qu'un ensemble de sinusoïdes de durée théorique infinie, l'analyse par ondelettes utilise une collection de fonctions localisées en temps. C'est à dire que la fonction sur laquelle on projette le signal est nulle en dehors d'un certain intervalle.

Une ondelette  $\psi$  est une fonction de moyenne nulle appartenant à  $L^2(\mathbb{R})$ , par conséquent,  $\psi$  est à énergie finie :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (\text{IV.22})$$

C'est une fonction normalisée (l'intégrale de son module carré est égale à l'unité) :

$$\int |\psi(t)|^2 dt = 1 \quad (\text{IV.23})$$

Dans l'analyse par ondelettes, la notion de fréquence est remplacée par la notion d'échelle : pour tenir compte des hautes et des basses fréquences, on contracte ou on dilate l'ondelette de référence  $\psi(t)$ . La position de l'ondelette à une échelle donnée peut facilement être modifiée en décalant simplement l'ondelette. Nous avons donc deux paramètres en jeu : le facteur d'échelle (ou de dilatation)  $a$ , relié à la notion de fréquence et le facteur de décalage  $b$ , relié à la notion de position temporelle.

Nous pouvons désigner par  $\psi_{a,b}(t)$  l'ondelette obtenue par dilatation d'un facteur  $a$  et décalage d'une position  $b$  de l'ondelette de référence  $\psi(t)$ .

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (\text{IV.24})$$

Plus  $a$  est grand, plus l'ondelette est dilatée. Par conséquent les grandes valeurs de  $a$  seront logiquement associées aux basses fréquences, les plus petites aux hautes fréquences.

### IV.4.3.1.2 Transformées en ondelettes continues

La transformée en ondelettes d'un signal  $u(t)$  est une représentation temps-fréquence que l'on obtient par projection de ce signal sur une base de fonctions  $\psi_{a,b}$ , obtenues par translation en temps  $b$  et dilatation en échelle  $a$ .

Cette grandeur est tout simplement le produit scalaire  $\langle x, \psi_{a,b} \rangle$  :

$$CWT(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int u(t) \psi^* \left( \frac{t-b}{a} \right) dt = C_{a,b} \quad (IV.25)$$

$\psi^*$  étant le complexe conjugué de l'ondelette mère  $\psi$  et  $\frac{1}{\sqrt{a}}$  le facteur de normalisation.

Le coefficient  $C_{a,b}$  n'a aucune signification physique, mais il est autant plus élevé en valeurs absolues que la similitude entre  $u(t)$  et  $\psi_{a,b}(t)$  est grande.

### IV.4.3.1.3 Transformées en ondelettes discrètes

Dans la transformée en ondelettes discrètes (TOD), le facteur de dilatation  $a$  et le paramètre de décalage  $b$  sont discrétisés :

$$\begin{aligned} a &= a_o^m \\ b &= n b_o a_o^m \end{aligned} \quad (IV.26)$$

La transformée en ondelettes s'écrit alors (Daubechies, 1992) :

$$TOD(m,n) = \langle x, \psi_{m,n} \rangle = \frac{1}{\sqrt{a}} \int u(t) \psi^* (a_o^m t - n b_o) dt \quad (IV.27)$$

### IV.4.3.1.4 Détails et approximations

Le principe de base de la transformée en ondelettes discrètes (TOD), est de séparer le signal en deux composantes, l'une représentant l'allure générale du signal,

l'autre représentant ses détails. L'allure générale d'une fonction est représentée par ses basses fréquences, les détails par ses hautes fréquences.

En réalisant une étape élémentaire de la TOD, nous obtenons un signal d'approximation et un signal de détails. Les échantillons des signaux de détails sont appelés coefficients d'ondelettes du signal relativement à la décomposition effectuée. L'approximation est une version lissée du signal de départ, mais elle comporte encore du bruit. L'opération de filtrage est alors répétée sur le signal d'approximation, afin d'accéder à une résolution encore inférieure et ainsi de suite. Dans la TOD, seuls les signaux d'approximation sont à nouveau décomposés. Les signaux de détail issus du filtrage passe-haut sont laissés de côté à chaque pas de décomposition.

A chaque opération de filtrage, on divise la résolution par 2. C'est la raison pour laquelle cette méthode est appelée analyse multi résolution.

Après la  $j^{\text{ième}}$  opération de filtrage, la longueur du signal d'approximation  $A_j(t)$  et du signal de détails  $D_j(t)$  est  $N/2^j$  ( $N$  étant la longueur du signal de départ). On pourrait poursuivre cet algorithme en cascade jusqu'à obtenir une seule valeur pour l'approximation et donc une seule valeur pour les détails. En pratique on pourra parfois s'arrêter avant, tout dépend de l'application envisagée. La valeur  $j_{\text{max}}$  atteinte, c'est à dire le nombre d'opérations de filtrage effectuées est appelé niveau de décomposition. On obtient un signal d'approximation de longueur  $N/2^{j_{\text{max}}}$  et  $j_{\text{max}}$  signaux de détails de longueurs  $N/2$  à  $N/2^{j_{\text{max}}}$ , qui forment un jeu de coefficients d'ondelettes.

Une représentation hiérarchique du signal est obtenue :

$$x(t) = \sum_{j=1}^k D_j + A_k \quad (\text{IV.28})$$

Avant de réaliser l'analyse temps – fréquence, il est important de choisir l'ondelette mère. Non seulement la forme est importante mais les performances de résolution également.

L'ondelette mère doit avoir deux propriétés importantes (Mallat, 1999) : un nombre limité de moments nuls pour permettre la localisation de temps et une moyenne nulle pour faciliter la reconstruction. Dans cette étude, nous avons utilisé l'ondelette de Daubechies à cinq coefficients (Figure IV.9).

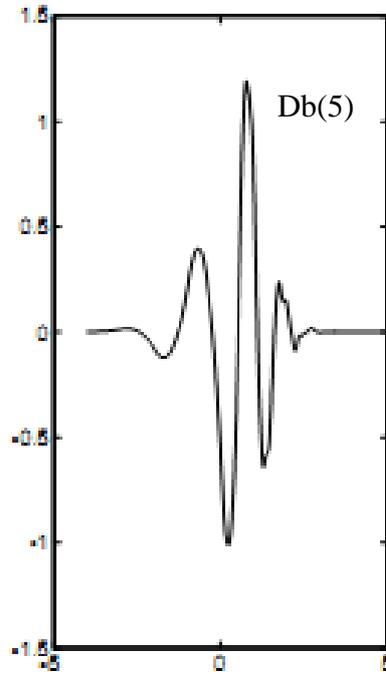


Figure IV.9 : Ondelette de Daubechies à cinq coefficients

## **Chapitre V**

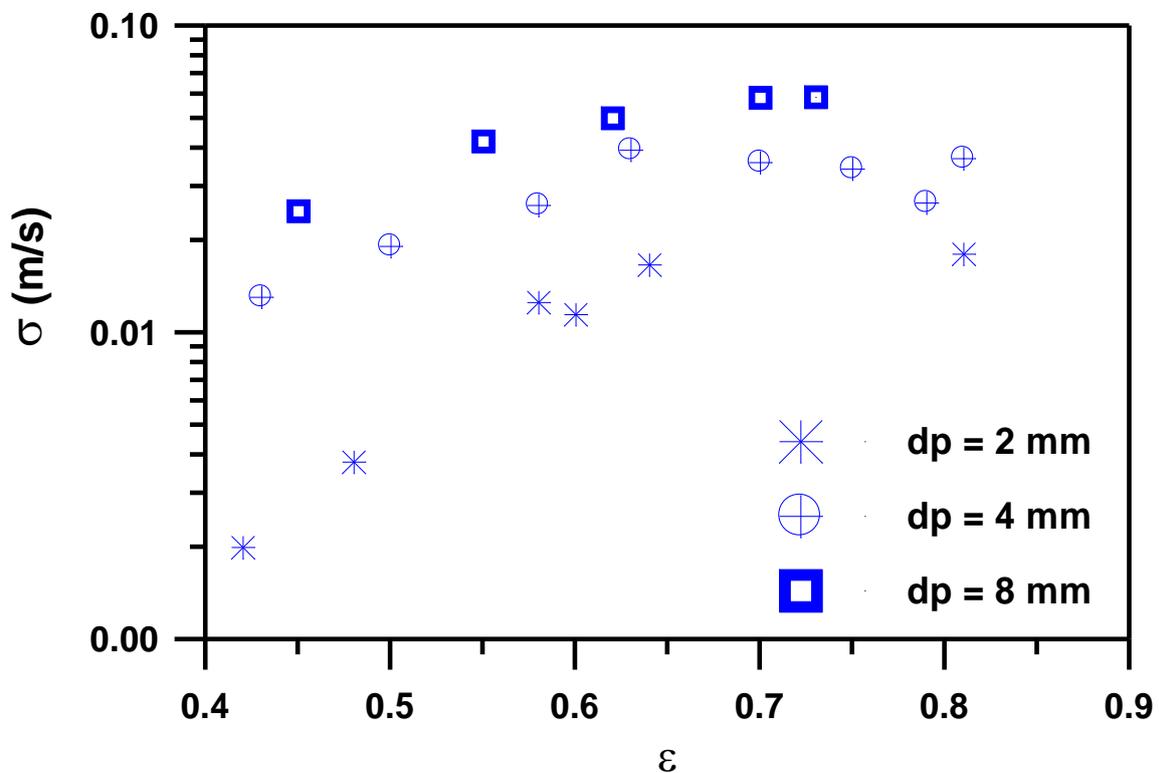
---

### **RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATION**

---

### V.1 Analyse des fluctuations de vitesse de la phase continue

Nous présentons et discutons dans cette partie les résultats des fluctuations de la vitesse axiale de la phase liquide (RMS). Rappelons que les expériences ont été réalisées pour des billes de verre de tailles différentes (2, 4 et 8 mm), en couvrant une large gamme de vitesses (ou de porosité). Nous portons sur la figue V.1, l'évolution de la RMS de la phase continue en fonction de la porosité du lit. Avec l'augmentation de la porosité, on note une élévation rapide de la RMS des fluctuations de la phase liquide, suivie d'une stabilisation à une valeur maximale, puis apparait une atténuation de la RMS aux grandes valeurs de la porosité.



**Figure V.1 : Evolution des fluctuations de vitesse de la phase continue en fonction de la porosité**

Le maximum de la RMS est atteint à une porosité d'environ 0,7. Cette agitation maximale de la phase continue qui favorise les processus de transfert de chaleur et de masse a également été observée par plusieurs auteurs à une porosité de 0,7 (Al Dibouni & Garside, 1979; Buffière & Moletta, 2000 ; Zenit & Hunt, 2000 et Renganathane & Krishnaiah, 2005).

Notons par ailleurs que l'amplitude des fluctuations de vitesse de la phase liquide augmente avec le diamètre des particules fluidisées.

On montre sur La figure V.2 l'effet des particules solides sur l'agitation de la phase continue. Les fluctuations de vitesse de la phase liquide, obtenues lorsque les particules sont retenues par l'intermédiaire d'une grille métallique (c'est-à-dire en lit fixe) sont en effet inférieures à celles enregistrées en état de fluidisation. Les fluctuations de vitesse de la phase liquide sont donc en partie générées par la présence des particules en mouvement dans le lit.

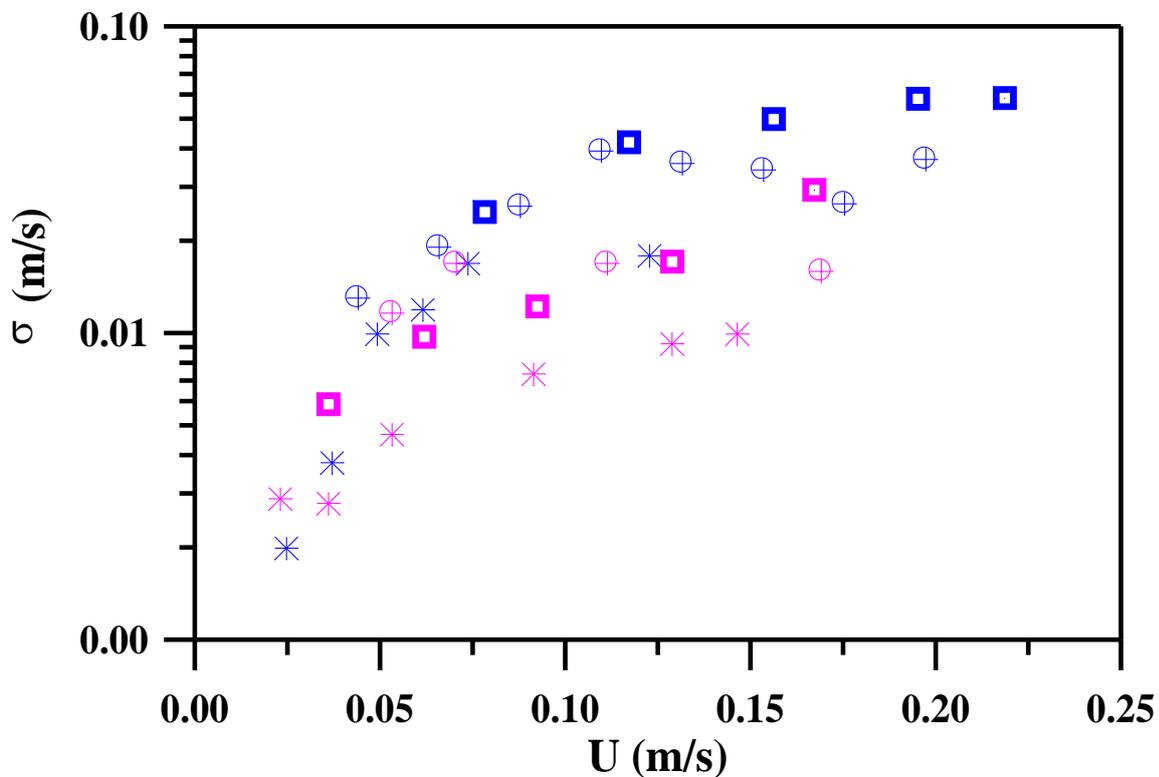


Figure V.2 : L'effet des particules solides sur l'agitation de la phase continue

au dessus du lit fixe

- ✱ 2 mm
- ⊕ 4 mm
- ◻ 8 mm

au dessus du lit fluidisé

- ✱ 2 mm
- ⊕ 4 mm
- ◻ 8 mm

## V.2 Comparaison avec la littérature

Nous avons reproduit sur la figure V.3 les données expérimentales de la RMS des fluctuations de vitesse de la phase liquide relevées dans la littérature. Bernard et al. (1981) ont effectué, par anémométrie laser, des mesures dans un lit fluidisé transparent. Bien que ces auteurs n'aient étudiés que deux porosités, leurs résultats obtenus pour des particules de 6 mm de diamètre sont très comparables à nos données expérimentales. Avec les résultats de Bernard et al. (1981), nous constatons que la dynamique à l'intérieur du lit fluidisé peut être caractérisée par sa dynamique à la sortie de celui-ci, ce qui vient renforcer l'hypothèse du champ de vitesse figé de Taylor.

Les données expérimentales de Hanley et al. (1966) ont été obtenues par un microtube de Pitot, à l'intérieur du lit fluidisé transparent. Même si cette technique n'est pas très précise pour les mesures de turbulence, comme il a été mentionné par les auteurs, les valeurs obtenues montrent le même effet du diamètre des particules, à rappeler, que l'amplitude de la RMS augmente avec la taille des particules fluidisées. Notons également que les courbes obtenues par ces auteurs montrent une augmentation des fluctuations de vitesse de la phase liquide avec la porosité jusqu'à un maximum atteint pour une porosité de 0,65 comme l'indique les auteurs. Au delà de cette valeur, les fluctuations de vitesses diminuent et finissent par atteindre les valeurs caractéristiques de la turbulence dans un tube vide dont la vitesse du fluide est égale à la vitesse de chute des particules.

Pour un système de phases composé d'une solution de thiocyanate de potassium (KSCN) à une concentration de 64 %w/w et de particules de pyrex de 3 et 6 mm (ces deux phases possèdent le même indice optique à 20°C), fluidisé dans une colonne cylindrique de 8 cm de diamètre interne et de 60 cm de hauteur, Corona (2008) a mesuré par la technique PIV, les fluctuations de vitesse de la phase liquide dans la partie supérieure du lit fluidisé.

Les données expérimentales de l'auteur ont été également reproduites sur la figure V.3. L'auteur constate que la RMS des fluctuations de vitesse de la phase liquide est plus élevée pour les grosses particules. Les variations de la RMS de la phase liquide avec la porosité du lit fluidisé sont liées à la dynamique complexe des deux phases du lit, à travers les interactions hydrodynamiques. Nous focalisons ici notre discussion sur l'importance jouée par les forces exercées sur une particule par la phase liquide. Selon Batchelor (1988), autre que la force de flottabilité, il existe trois autres types de forces qui contribuent aux interactions hydrodynamiques des deux phases : la plus évidente est la contribution de la force de trainée, la seconde contribution est due à l'inertie du fluide (l'effet de masse ajoutée) générée par

l'accélération ou la décélération des particules. La troisième force est liée à la diffusion macroscopique des particules en présence d'un gradient de concentrations.

Les expressions de ces contributions sont présentées et discutées dans le livre de Jackson (2000), à l'exception de la troisième force qui est présentée par Batchelor (1988) et prise en compte par Travis & Ramirez (1999) dans la modélisation de la fluidisation liquide dans le régime de Stokes. Les expressions des forces indiquées ci-dessus ainsi que les équations qui régissent le mouvement des deux phases montrent le couplage de la dynamique des deux phases dispersée et continue du lit fluidisé (Jackson, 2000).

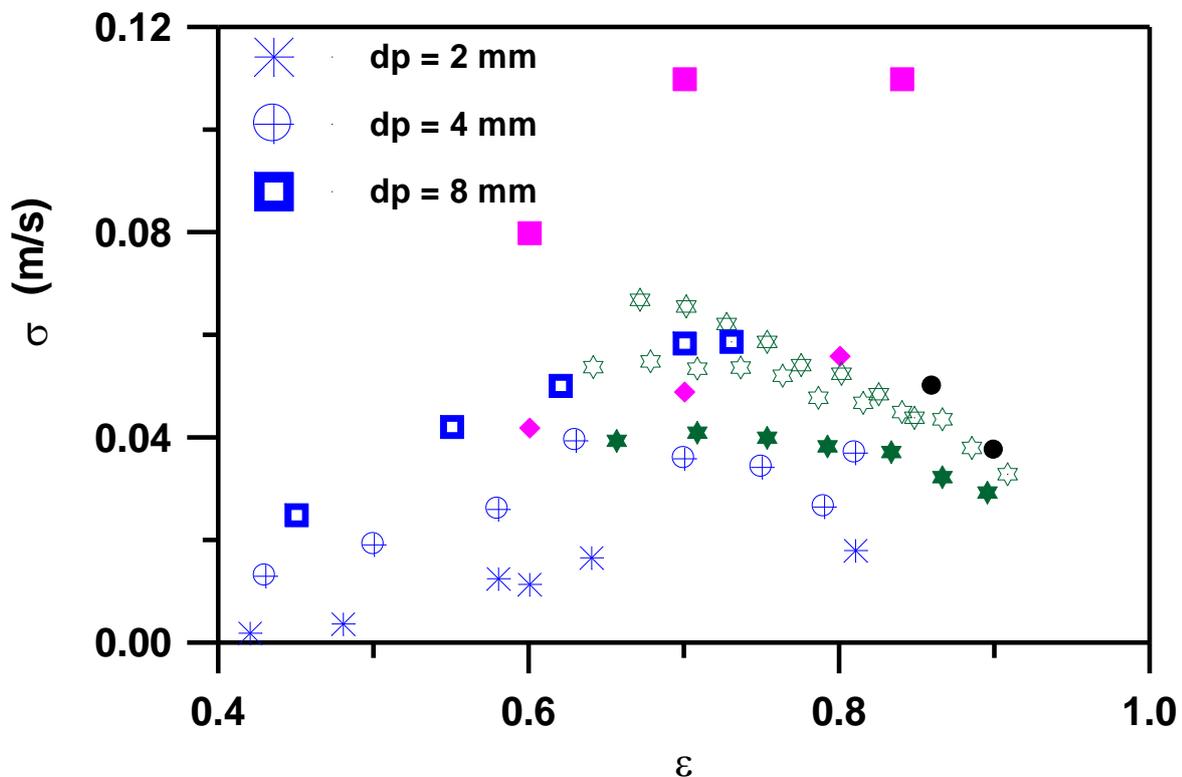


Figure V.3 : Comparaison de la RMS des fluctuations de vitesse de la phase continue avec les données expérimentales de la littérature

Données expérimentales de Handley(1966)

- ★ 1.1 mm
- ☆ 1.54 mm
- ☆ 2.43 mm

Données expérimentales de Corona(2008)

- ◆ 3 mm
- 6 mm

Données expérimentales de Bernard et al. (1981)

- 6 mm

Dans un système hors-équilibre, tel que le lit fluidisé, les forces d'interaction hydrodynamiques fluctuent et créent par des interactions non linéaires, de nouvelles fluctuations dans la phase liquide, par rapport à la turbulence rencontrée en monophasique. La force fluctuante interphase est analysée par Buyevitch (1995), mais celui-ci ne prend pas en compte l'effet de masse ajoutée et la diffusion des particules, par contre il introduit une force de collision entre les particules dans l'équation gouvernant le mouvement de la phase particulaire qui convient aux lits fluidisés gazeux. Nous pensons que les fluctuations de la porosité reflètent l'importance de l'effet d'inertie. On peut s'attendre à une variation plus importante de la vitesse du liquide induite par l'accélération ou la décélération des particules, à cause des fluctuations de la porosité qui contribuent à la destruction de l'équilibre entre la force de flottabilité et la force d'interphase.

Afin de montrer la similitude de comportement des deux phases liquide et solide du lit fluidisé, nous avons dans un premier temps comparé (figure V.4) les variations de la RMS des fluctuations de vitesse de la phase liquide (nos données expérimentales) à celles de la RMS des fluctuations de la fraction solide obtenus par différents auteurs (Didwania & Homsy, 1981. ; Poletto et al., 1995 ; Corona, 2008 ; Zenit, 1998).

Le champ fluctuant de la fraction solide a été mesuré par Corona (2008) à partir des images de la nappe laser dans le lit fluidisé. L'auteur constate que la RMS de la fraction solide augmente avec la porosité, et présente un léger maximum autour de 0.8. L'auteur constate également que l'évolution de la RMS de la fraction solide montre une cohérence avec les résultats obtenus par Zenit & Hunt (2000).

Rappelons que ces derniers ont utilisé un détecteur d'impédance volumique, pour mesurer les fluctuations de la fraction solide, pour différents types de billes monodispersées de diverses densités et fluidisées dans de l'eau, et pour une gamme étendue de fraction solide (tableau V.1).

Pour un système de phase composé d'eau (comme phase continue), de particules de plastiques de 6 mm de diamètre et fluidisé dans une colonne rectangulaire d'épaisseur légèrement supérieure à trois diamètres des particules, Polleto et al. (1995) ont utilisé des enregistrements par caméra vidéo numérique pour analyser les fluctuations de la fraction solide. On remarque que l'allure générale des courbes est globalement la même pour toutes les données expérimentales. En milieu dilué ( $(1 - \varepsilon) < 0,3$ ), la RMS augmente avec la concentration, et diminue en milieu très dense ( $(1 - \varepsilon) > 0,4$ ). Ce comportement peut être expliqué par le fait qu'en milieu dilué l'agitation et la fréquence des collisions sont faibles, ce qui entraîne des faibles valeurs de la RMS. En augmentant la concentration en particules, on

augmente l'agitation des particules et en milieu dense ( $1 - \varepsilon = 0,62$ ), l'agitation des particules diminue du fait de la limitation par les collisions.

**Tableau V. 1 : Caractéristiques physicochimiques des particules solides utilisées par Zenit (1998)**

Phase solide	Dp(mm)	$\rho_p / \rho_f$	$U_t$ (cm/s)	$Re_t$	n
Verre +	2.06	2.54	22.7	452	2.39
Verre ×	3.00	2.54	31.8	954	2.40
Verre *	3.96	2.54	36.8	1338	2.40
Verre o	6.00	2.54	47.4	2583	2.40
Acier ⊕	4.50	7.78	89.6	3665	2.40
Nylon ⊗	6.35	1.14	13.6	785	2.40
PVC o	3.41 <sup>a</sup>	1.43	29.69	440	2.44

<sup>a</sup> diamètre équivalent, forme cylindrique

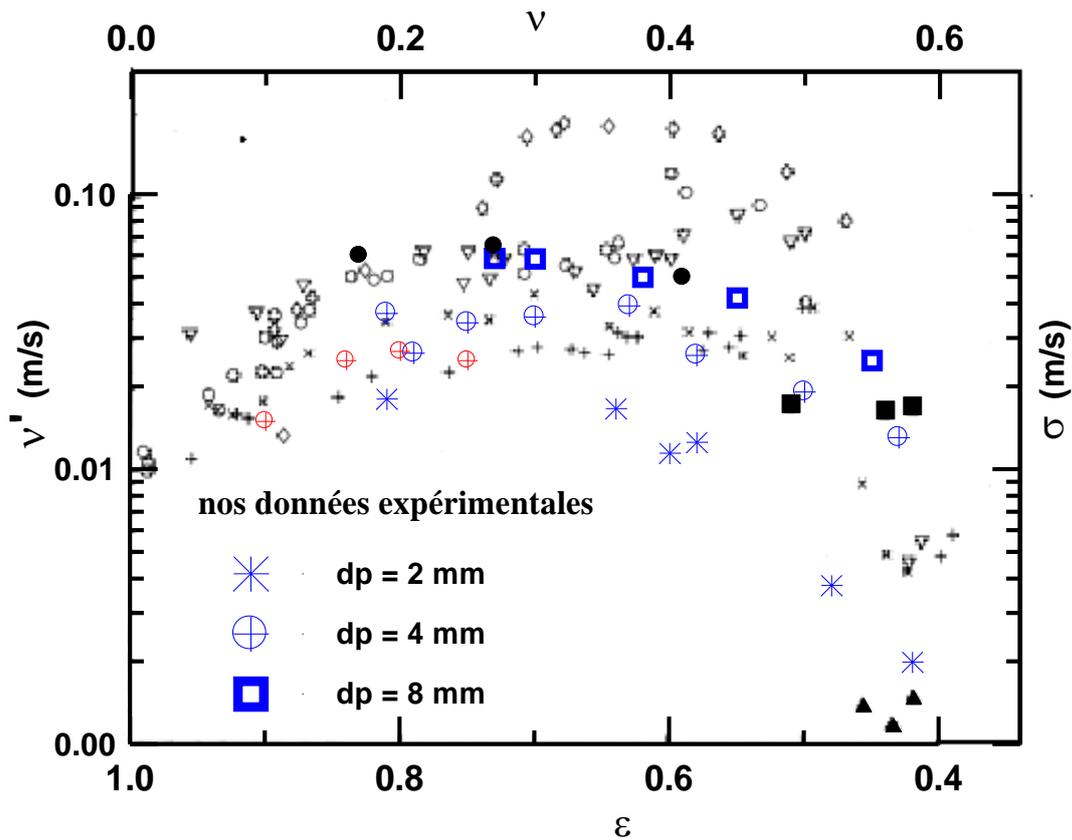


Figure V.4 : Comparaison de la RMS de la phase liquide aux fluctuations de la fraction solide obtenues par différents auteurs

données expérimentales de Didwania & Homsy (1980)	données expérimentales de Poletto (1995)	données expérimentales de Corona (2008)
■ dp = 0.59 mm	● dp = 6.35 mm	⊕ dp = 3 mm
▲ dp = 1 mm		

Un autre aspect de similitude de comportement des deux phases liquide et solide du lit fluidisé est montré sur la figure V.5. Sur cette figure nous avons reproduit les données expérimentales des fluctuations de vitesse de la phase particulaire obtenues par Corona (2008), Wegener (2001) et Handley et al. (1966).

Au vu de ces comparaisons, on constate une forte analogie de comportement dans la dynamique des deux phases, ce qui suggère un haut degré de corrélation.

Jusqu'à présent, il semble difficile d'interpréter ou d'expliquer ces résultats expérimentaux avec une modélisation mathématique de la dynamique complexe de la phase liquide d'un lit de grosses particules.

En outre, à notre connaissance, il n'y a pas d'information disponible dans la littérature sur des mesures directes de la corrélation entre les différentes fluctuations d'un lit fluidisé. Cette similitude renforce l'hypothèse précédente sur la contribution de l'effet d'inertie dans la génération des fluctuations de la phase liquide. C'est pourquoi le niveau de la RMS de la phase liquide est plus important que celui obtenu dans le cas du lit fixe, pour lequel l'effet de masse ajoutée est absent. Parce que l'effet d'inertie croît aussi avec le diamètre des particules, comme le montre par des arguments simples Batchelor (1988), nous avons constaté l'augmentation de la RMS de la phase liquide avec le diamètre des particules ou bien le nombre d'Archimède qui représente au mieux l'effet d'inertie.

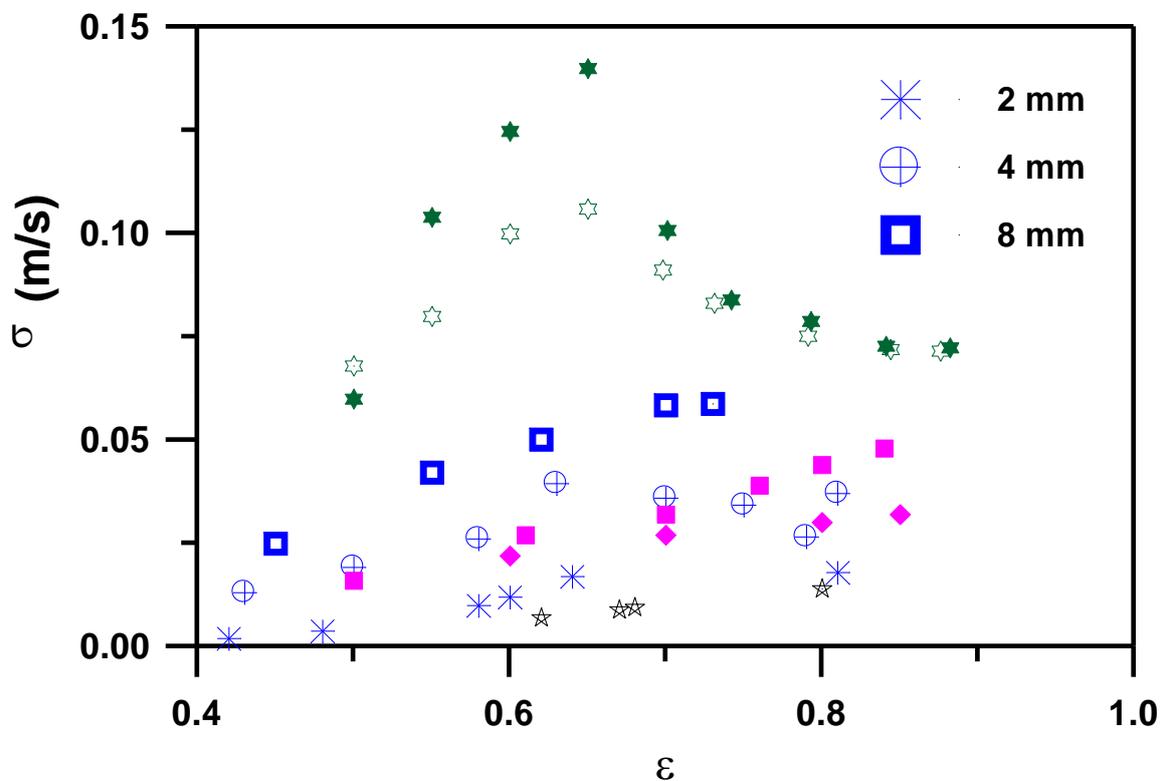


Figure V.5 : Comparaison de la RMS de la phase liquide avec les données de la RMS de La phase solide relevées dans la littérature

données expérimentales de Handley(1966)

- ★ 1.1 mm
- ☆ 1.54 mm

données expérimentales de Wegener(2001)

- ☆ 6.3 mm

données expérimentales de Corona(2008)

- ◆ 3 mm
- 6 mm

Nous avons présenté sous forme adimensionnelle les variations de la RMS adimensionnée de la phase liquide ( $\sigma/u$ ), généralement appelées intensités de turbulence, en fonction de la porosité. Cette présentation illustrée sur la figure V.6, montre que les données ont tendance à se regrouper autour d'une seule fonction de la porosité. Néanmoins, la dispersion des données pourrait diminuer en tenant compte du groupe de similitude d'Archimède. Sur la même figure, nous avons tracé la fonction théorique simple proposée par Batchelor (1988) pour des fluctuations de vitesse des particules, ce qui montre un autre aspect de similitude de comportement des deux phases du lit fluidisé.

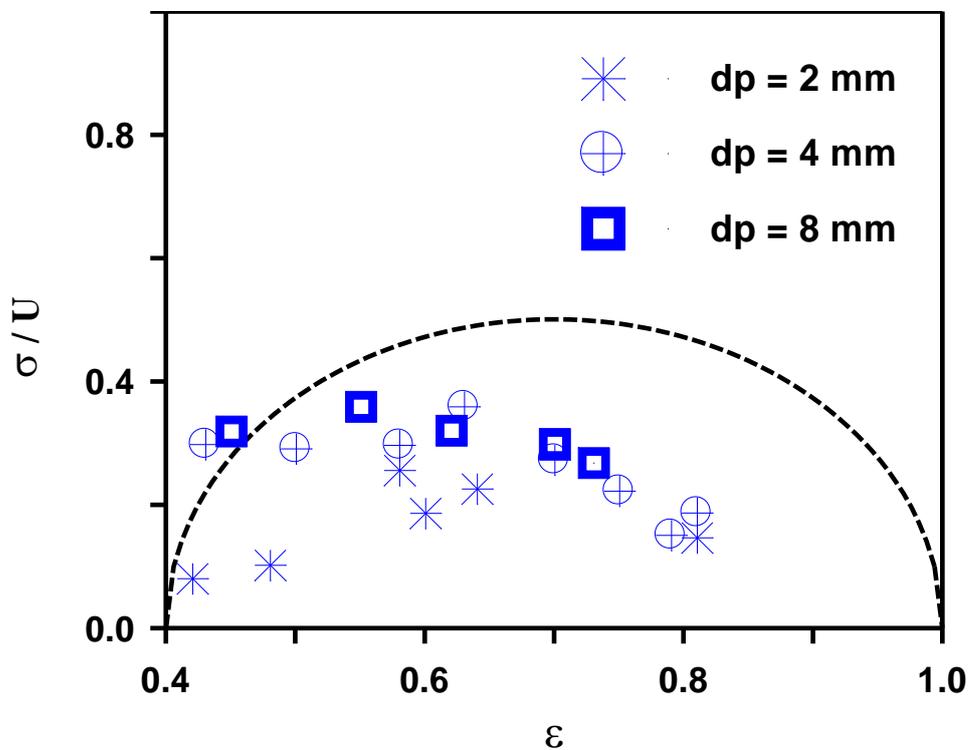


Figure V.6 : Variation de la RMS adimensionnée de la phase continue avec la porosité

----- équation de Batchelor : 
$$\sqrt{H(\varepsilon)} = \sqrt{\frac{(1-\varepsilon)}{(1-\varepsilon_{mf})} \left( 1 - \frac{(1-\varepsilon)}{1-\varepsilon_{mf}} \right)}$$

### V.3 Analyse spectrale des fluctuations de vitesse de la phase continue

L'analyse spectrale est effectuée dans le but de déterminer l'évolution des spectres de puissance en fonction du rapport de vitesse  $U / U_{mf}$  (ou de la porosité) et d'examiner l'effet de la taille des particules sur la répartition énergétique en fréquence des fluctuations de vitesse de

la phase continue. Les spectres de puissance déterminés pour des billes de verre de 2, 4 et 8 mm de diamètre, dans différentes conditions d'écoulement, sont respectivement présentés sur les figures V.7-a)-b)-c).

La forme des spectres semblable à celle obtenue en écoulement turbulent, montre deux zones distinctes de distribution de l'énergie, une zone à énergie spectrale pratiquement constante sans pic distinctif, suivie d'une zone de décroissance. L'augmentation du débit provoque un étalement de la zone de fréquences à densité constante. Mais dans tous les cas, les échelles de mouvement les plus énergétiques sont confinées dans les basses fréquences (inférieures à 2 Hz). Une légère modification de la pente de la zone de décroissance énergétique est également observée avec l'augmentation de la vitesse superficielle du liquide (ou de manière équivalente avec l'augmentation du nombre de Reynolds des particules  $Re_p$ ). Ce changement dynamique n'est pas perceptible au-delà de  $U / U_{mf} = 2$  et les spectres sont similaires.

Nous avons représenté sur les figures V.7 la loi de puissance spectrale  $-2$  caractérisant certains processus stochastiques et la loi  $-5/3$  de Kolmogorov, qui caractérise la zone inertielle du spectre de puissance d'une phase unique pour des nombres de Reynolds très élevés. En principe, il doit y'avoir une large séparation d'échelles entre les basses et hautes fréquences (plusieurs décades) avant que la zone inertielle n'apparaisse et que l'écoulement fluide atteigne une turbulence pleinement développée, ce qui se produit à  $Re$  très élevé. Plus de détails sur la représentation spectrale des champs turbulents peuvent être trouvés dans les livres Monin & Yaglom (1975) et Pope (2000). Dans le cas de la présente étude, seule une décade sépare les basses fréquences des hautes fréquences, ce qui est dû aux valeurs faibles et moyennes de  $Re_p$ . On ne peut par conséquent dire que la phase continue a atteint un état de turbulence pleinement développé.

En effet  $Re_p$  varie de 49 à 250, 175 à 700 et 620 à 1750 pour les particules de 2 mm, 4 mm et 8 mm, respectivement. Ces valeurs sont loin de celles représentant les écoulements turbulents développés et dans le cas de l'écoulement autour d'une sphère isolée, la structure de l'écoulement montre différentes dynamiques aux Reynolds des particules modérés (Clift et al, 1978 ;. Qiang et al, 1994 ;. Tighzert, 2002 ; Benabbas et al, 2003 ;. Veldhuis et al, 2004). Pour atteindre les grandes valeurs de  $Re_p$ , on doit augmenter le débit de fluidisation, mais les limites de la fluidisation sont rapidement atteintes, puisqu'on se rapproche du transport hydraulique des particules. Ainsi, dans nos conditions expérimentales, l'état de fluidisation est caractérisé par des nombres de Reynolds faibles et modérés. La loi  $-5/3$  de

Kolmogorov n'est strictement pas observée dans la zone de décroissance inertielle, probablement à cause des interactions particules-fluide et des mécanismes générés par les tenseurs de contraintes de Reynolds et des gradients des fluctuations de vitesse.

La loi de puissance  $-2$  est observée pour certains processus stochastiques comme ceux approchés par le modèle de Ornstein-Uhlenbeck (Pope, 2000). Ce type de procédé comprend, en plus d'une contribution déterministique, un mouvement dynamique brownien caractérisé par un mouvement décorrélé aux petites échelles. Les spectres obtenus montrent également que la dynamique de la phase liquide ne suit pas strictement cette loi de puissance. Une observation attentive du mouvement des particules suggère effectivement une approche stochastique pour la modélisation mathématique de leur dynamique et par couplage, celle de la phase continue aussi. Malheureusement, suite au manque de données expérimentales sur l'analyse spectrale des fluctuations de vitesse de la phase continue, nous ne pouvons faire une comparaison directe de nos résultats.

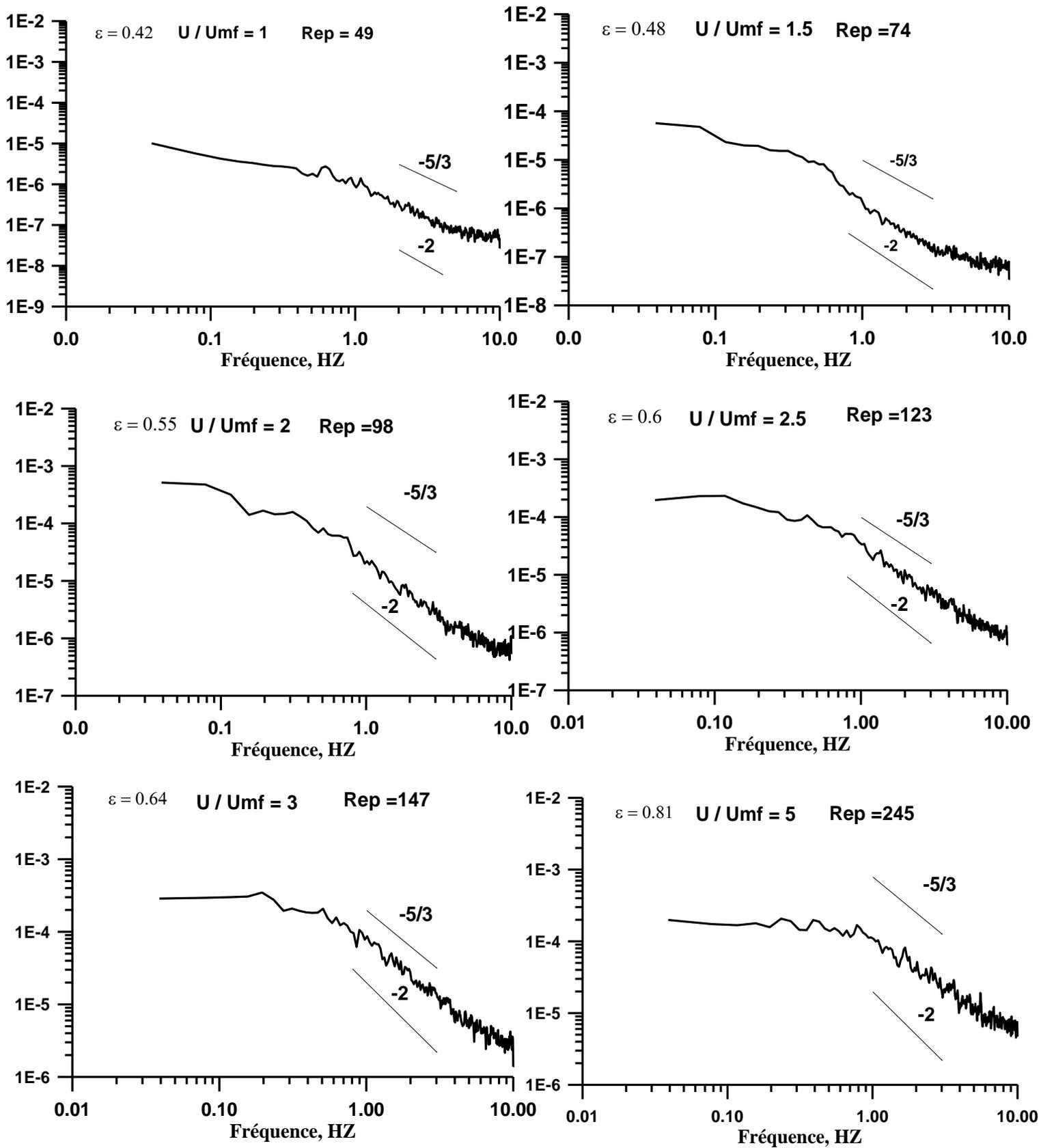
Par contre, certains travaux (Didwania & Homsy, 1981; Polleto et al, 1995 ; Zenit & Hunt, 2000; Ham et al, 1990;. El-Kaissy & Homsy 1976), ont concerné l'analyse spectrale des fluctuations de la fraction solide. Il serait intéressant dans ce cas de faire une comparaison et voir les similitudes de comportement dans le domaine fréquentiel, entre les fluctuations de vitesse de la phase continue et les fluctuations de la fraction solide.

Les spectres présentés par Zenit & Hunt (2000) ont une forme similaire à celle des spectres que nous avons obtenus mais n'ont pas été moyennés et lissés, leurs spectres ont été calculés par la transformée de Fourier rapide (FFT). Pour des particules de différentes tailles et densités, les spectres présentés par les auteurs montrent un étalement de la zone à énergie constante avec l'augmentation de la vitesse superficielle. Les fréquences les plus énergétiques ne dépassent pas 3 Hz. Ces résultats sont qualitativement semblables aux nôtres. Mais la pente de la zone de décroissance spectrale où sont confinées les fluctuations à haute fréquence, comme il a été indiqué par les auteurs semble être plus élevée que  $-2$  dans pratiquement toutes les conditions expérimentales. Poletto et al. (1995) qui ont également analysé les fluctuations de la fraction solide, ont obtenu des spectres de forme similaire, ces auteurs indiquent que la dynamique cohérente de la phase solide, liée aux ondes de porosité composées de plusieurs longueurs d'ondes, est limitée à une fréquence maximale de 1 Hz. La pente de la zone de décroissance dans les hautes fréquences est inférieure à  $-2$ , ces résultats sont différents de ceux de Zenit & Hunt (2000).

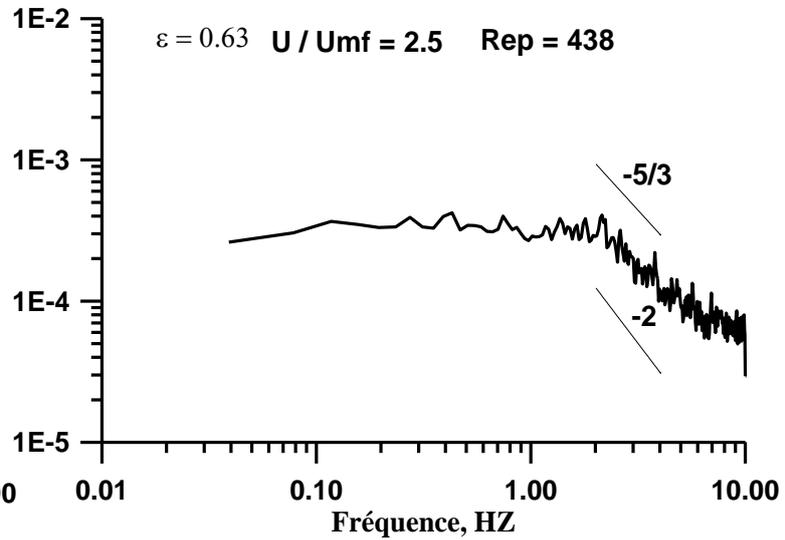
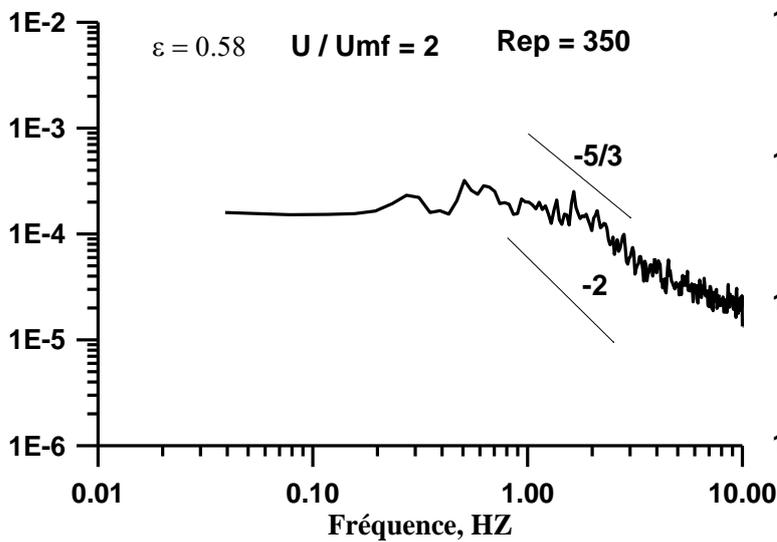
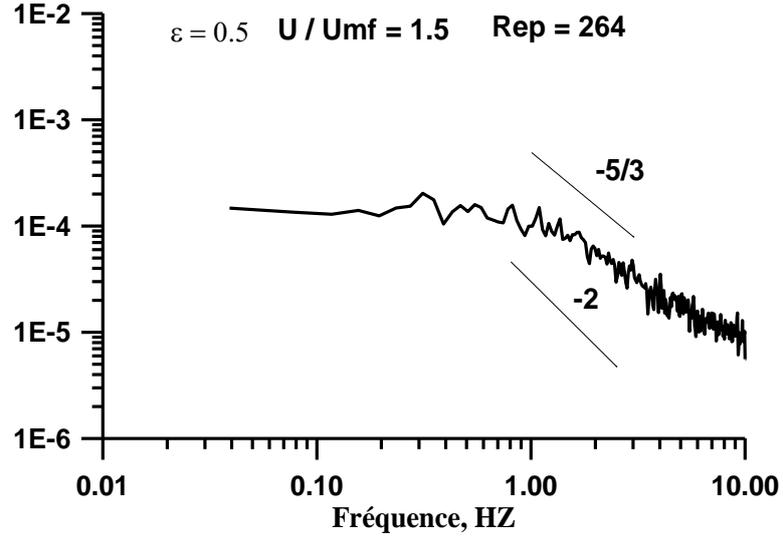
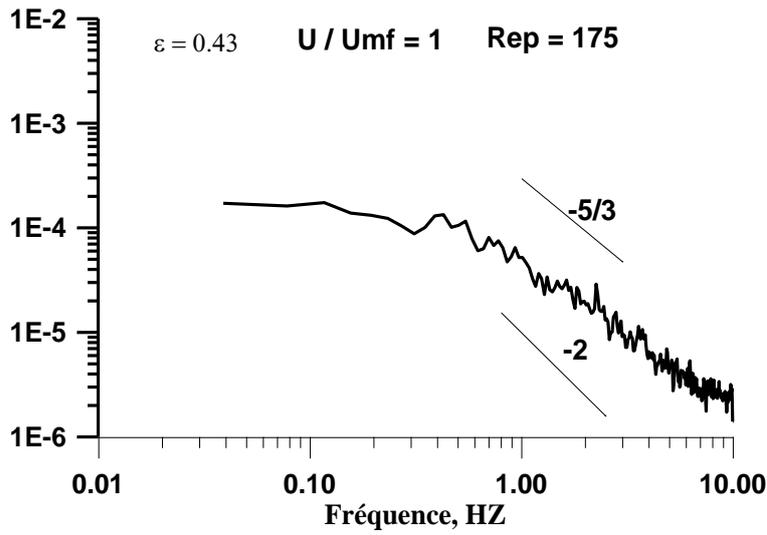
Rappelons que Zenit & Hunt (2000) ont réalisées des mesures des fluctuations de la phase solide sur une section transversale, et donc non locales, ce qui crée un effet d'écran sur les

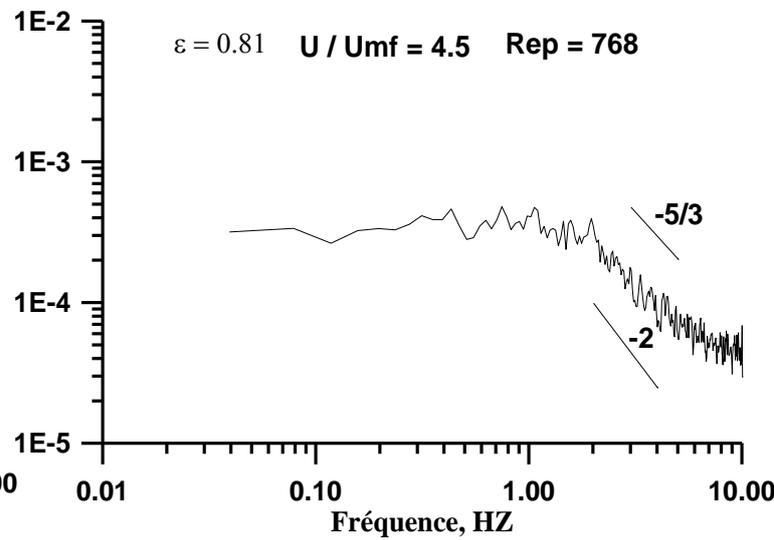
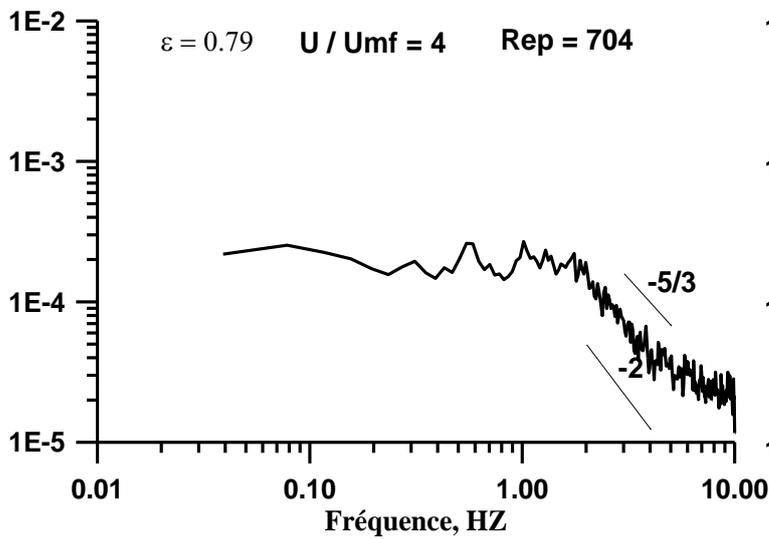
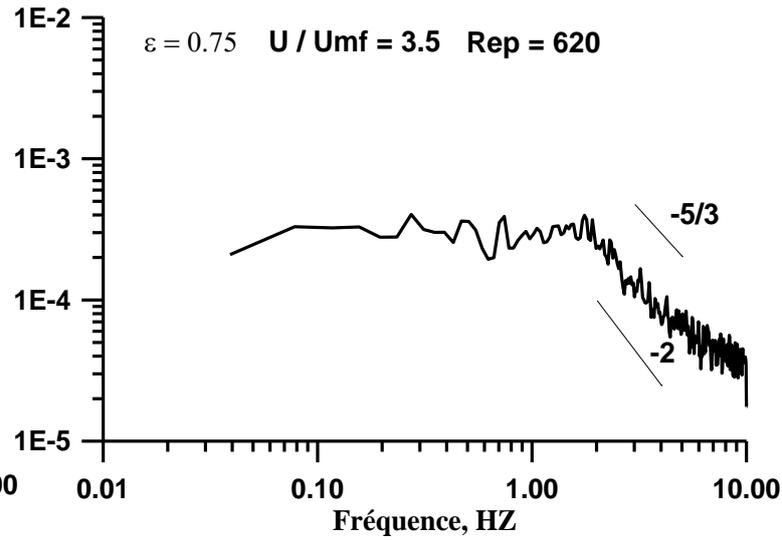
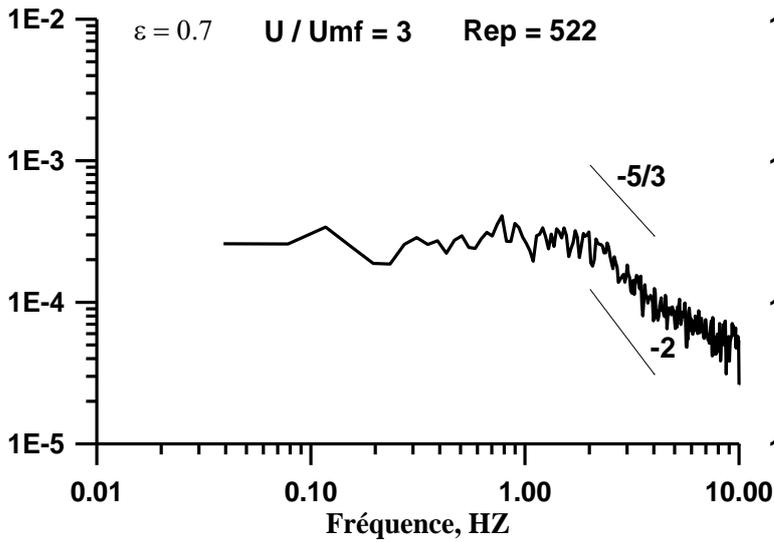
hautes fréquences et donc une diminution rapide de la zone de décroissance spectrale. Poletto et al. (1995) ont par contre fait des mesures dans une colonne de profondeur trois fois le diamètre des particules. Didwania & Homsy (1981) ont réalisé une étude détaillée du comportement spectral des fluctuations de porosité en utilisant une technique de transmission lumineuse. La gamme des fréquences significatives ne dépasse pas 10 Hz. Les spectres à faibles porosités sont dominés par un seul pic à une fréquence inférieure à 1,5 Hz, ce qui caractérise les ondes de porosité qui se propagent à travers le lit. Le pic a tendance à s'aplatir à des valeurs intermédiaires et supérieures de la porosité, indiquant un changement de la dynamique de la phase solide et la présence d'ondes de différentes échelles. Les spectres des fluctuations de la phase continue ne contiennent pas de pic net dans les basses fréquences, mais cela ne signifie pas qu'il n'y a pas d'impact des ondes de porosité sur la phase continue. Pour détecter ces ondes de porosité et préciser leurs échelles de fréquence (Li, 1998), nous devons effectuer une décomposition temps-fréquence combinée à l'analyse de l'autocorrélation, des fluctuations de vitesse de la phase continue.

a)



b)





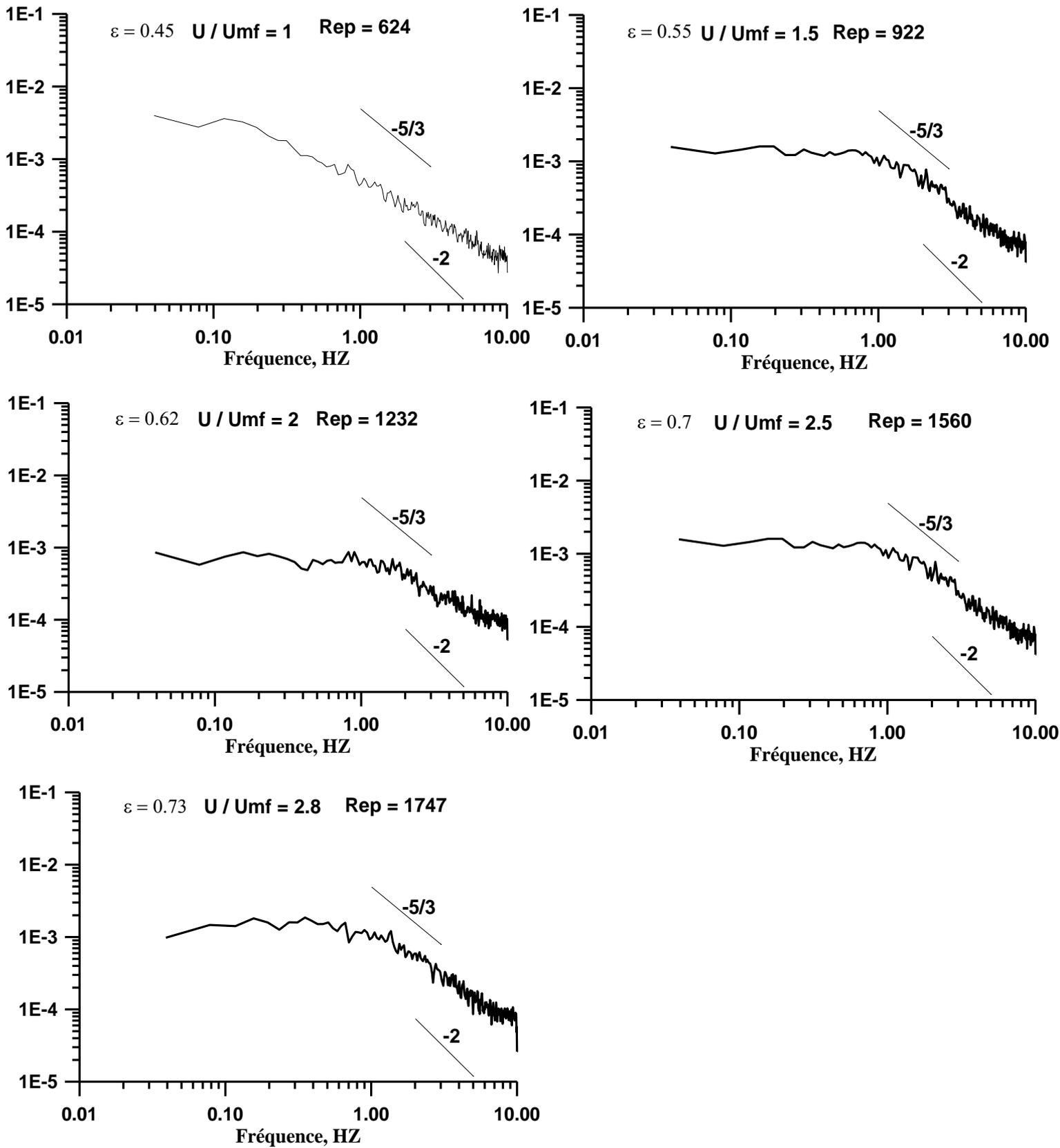


Figure V.7 : Spectres de puissance des fluctuations de vitesse de la phase liquide :  
a)  $dp = 2$  mm ; b)  $dp = 4$  mm ; c)  $dp = 8$  mm

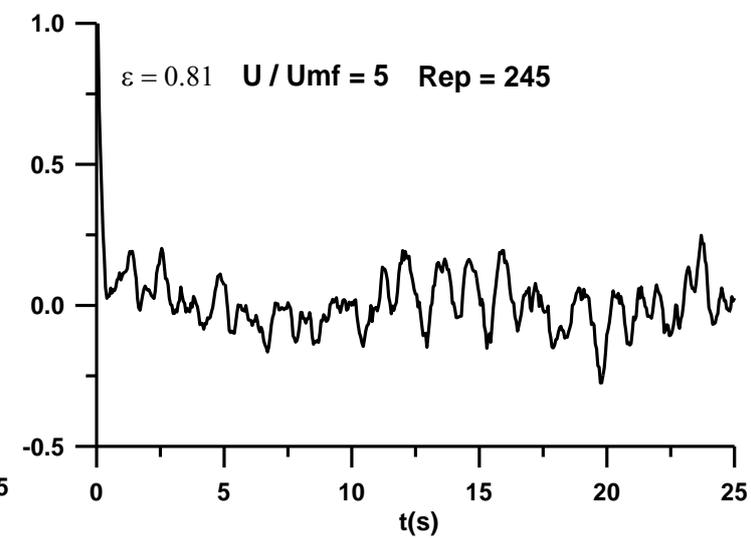
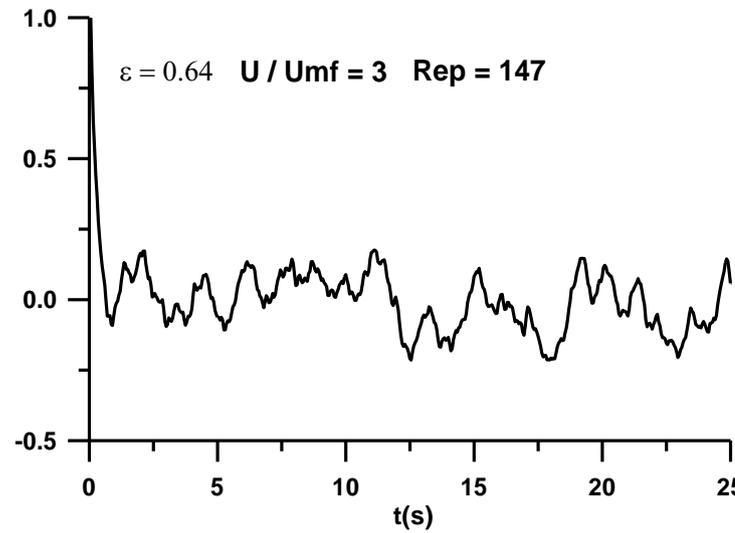
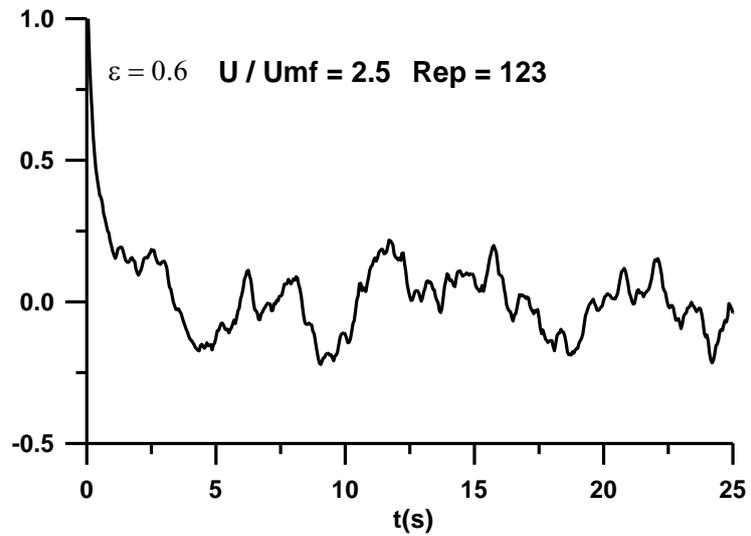
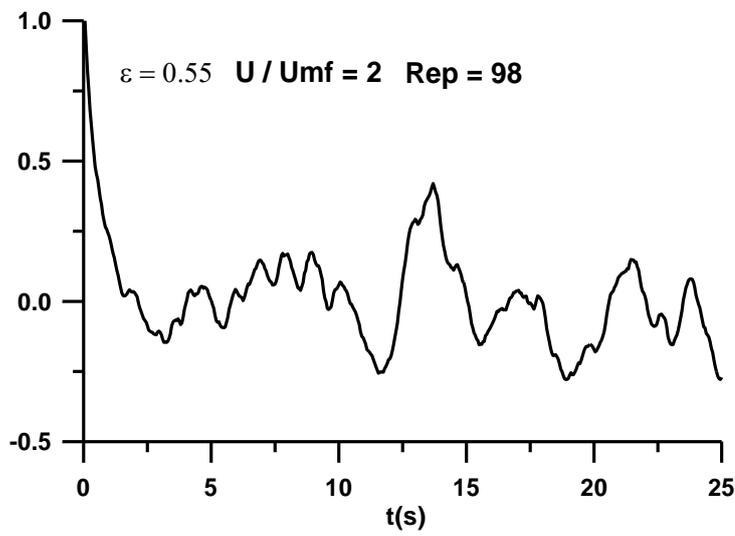
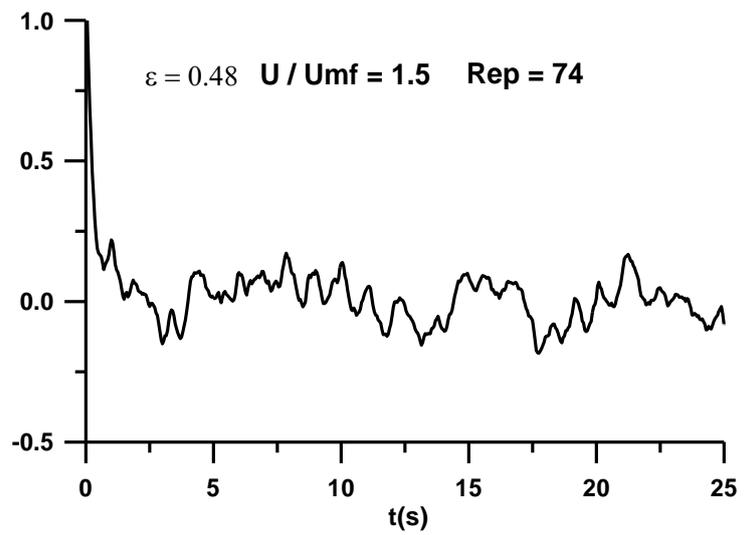
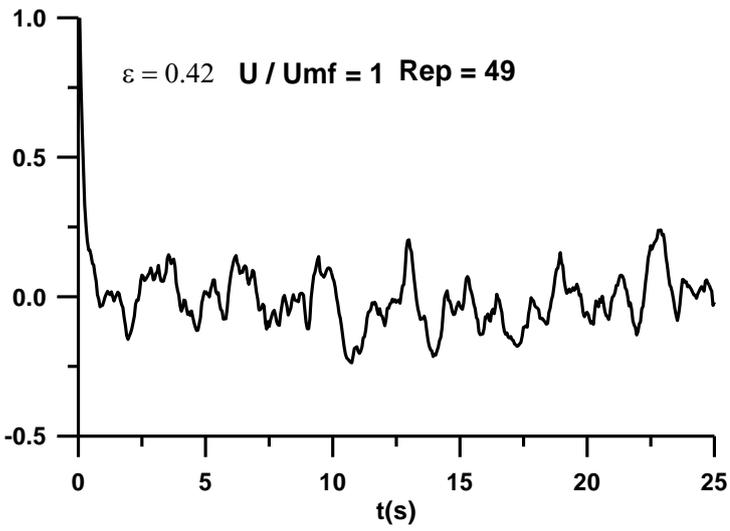
#### **V.4 Autocorrélation des fluctuations de vitesse de la phase continue**

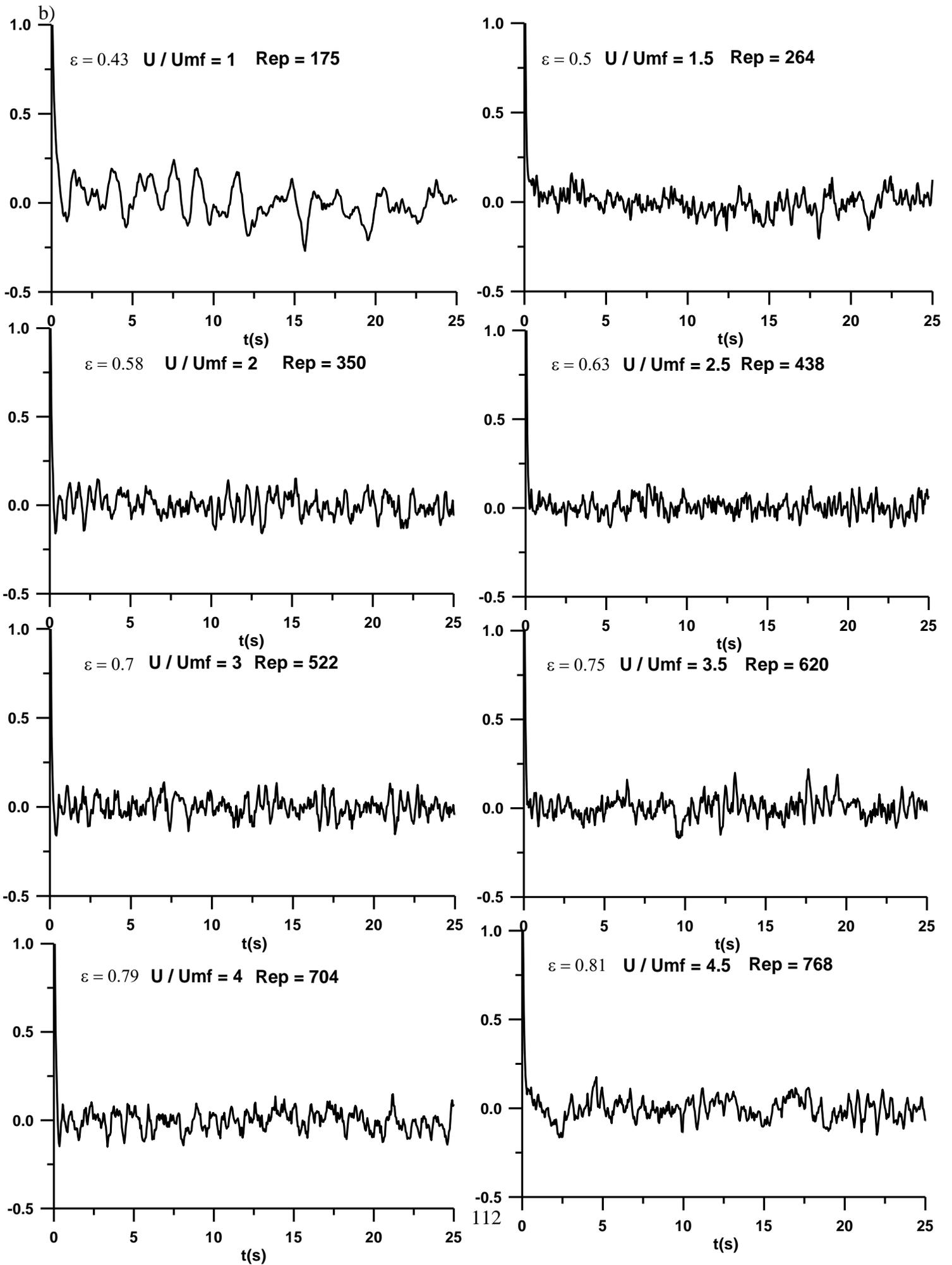
Nous avons porté sur la figure V.8 l'évolution du coefficient d'autocorrélation en fonction de la porosité du lit fluidisé pour les trois diamètres étudiés. Ces courbes tendent rapidement vers zéro en oscillant entre des valeurs positives et négatives. Ces oscillations de faible amplitude dénotent une relation cohérente au sein du signal, qui pourrait être associée à l'existence d'ondes de porosité de structure complexe, que nous avons pu observer visuellement. Par ailleurs, on ne constate aucune différence notable entre les résultats obtenus pour les différentes porosités (ou vitesse de fluidisation) et pour les diamètres étudiés.

Les résultats expérimentaux de Poletto et al. (1995) sont en accord qualitatif avec les résultats de cette présente étude. Quelque soit le régime de fluidisation étudié par ces auteurs, l'autocorrélation tend rapidement vers zéro avec des oscillations dont l'amplitude diminue à mesure que la porosité augmente. Leurs résultats indiquent donc que le signal devient de plus en plus chaotique lorsque la vitesse de fluidisation augmente.

Comme pour les spectres, Didwania & Homsy (1981) rapportent des changements de l'autocorrélation avec l'expansion du lit fluidisé. Ainsi dans le régime d'ondes planes, l'autocorrélogramme montre un haut degré de périodicité. Avec la destruction de ces ondes planes, l'autocorrélogramme perd sa périodicité. Enfin dans le régime turbulent, l'autocorrélation tend rapidement vers zéro avec des oscillations de faible amplitude, ce qui montre que les fluctuations de la porosité ne sont pas corrélées.

a)





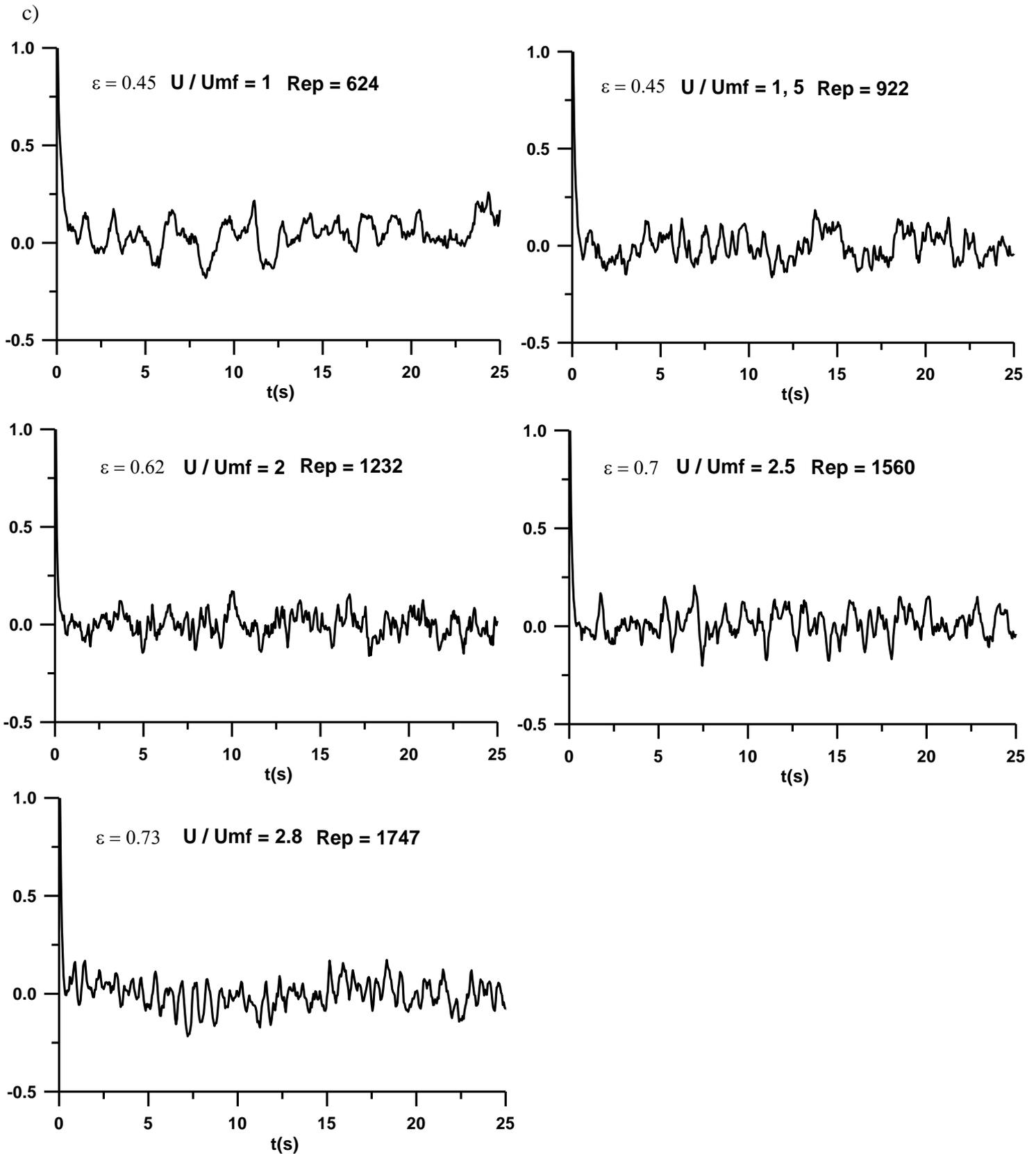


Figure V.8 : Autocorrélation temporelle normalisée de la vitesse axiale locale de la phase continue a) :  $d_p = 2$  mm ; b) :  $d_p = 4$  mm ; c) :  $d_p = 8$  mm

### V.5 Analyse multi-résolution

La dynamique de la phase continue peut être considérée comme une combinaison de deux mouvements, le mouvement à basses fréquences plus ou moins cohérent mais déterministe et les fluctuations aléatoires de hautes fréquences qui caractérisent le mouvement stochastique.

La modélisation stochastique a été largement étudiée en mécanique des fluides (Pope, 2000 ; Ole et al, 2005; Lamorgese et al., 2007), toutefois nous avons besoin de nouvelles orientations expérimentales afin d'appliquer cette nouvelle approche de modélisation aux lits fluidisés. Des observations visuelles très attentives ainsi que des mesures vidéo quantitatives du comportement des lits fluidisés (Didwania & Homsy, 1981; Poletto et al, 1995), suggèrent que la partie cohérente de la dynamique a essentiellement deux origines: une onde de porosité, allant d'une onde plane à une onde complexe, et un mouvement à grande échelle de zones dépourvues de particules et de vides (appelées bulles), qui sont observés à des porosités élevées. Ces mouvements coopératifs des particules, caractérisés par de basses fréquences sont constatés par plusieurs auteurs qui ont analysé les fluctuations de la porosité dans différentes conditions opératoires (Didwania & Homsy, 1981; Poletto et al, 1995 ;. Ham et al ., 1990 ; El-Kaissy & Homsy, 1976).

La partie aléatoire de la dynamique de la phase continue est liée aux mouvements à petite échelle des particules. Pour donner un support expérimental à cette représentation de la dynamique du lit fluidisé, nous allons dans ce paragraphe appliquer l'analyse multi-résolution aux fluctuations de vitesse de la phase continue. À cette fin, la série temporelle originale (figure V.9) de la vitesse locale axiale est décomposée en plusieurs séries temporelles des échelles de fréquence fixée par la transformée en ondelettes discrètes (T.O.D).

Un exemple de la décomposition en T.O.D obtenue pour les particules de 4 mm et une porosité de 0,75 est représenté sur la figure V.10. Cette représentation temps-fréquence révèle la présence de structures cohérentes liées aux ondes de porosité, d'amplitudes élevées régulièrement séparées dans le temps. L'échelle de fréquences de ce mouvement cohérent est déterminée lorsque l'autocorrélation correspondante présente un comportement cyclique de large amplitude.

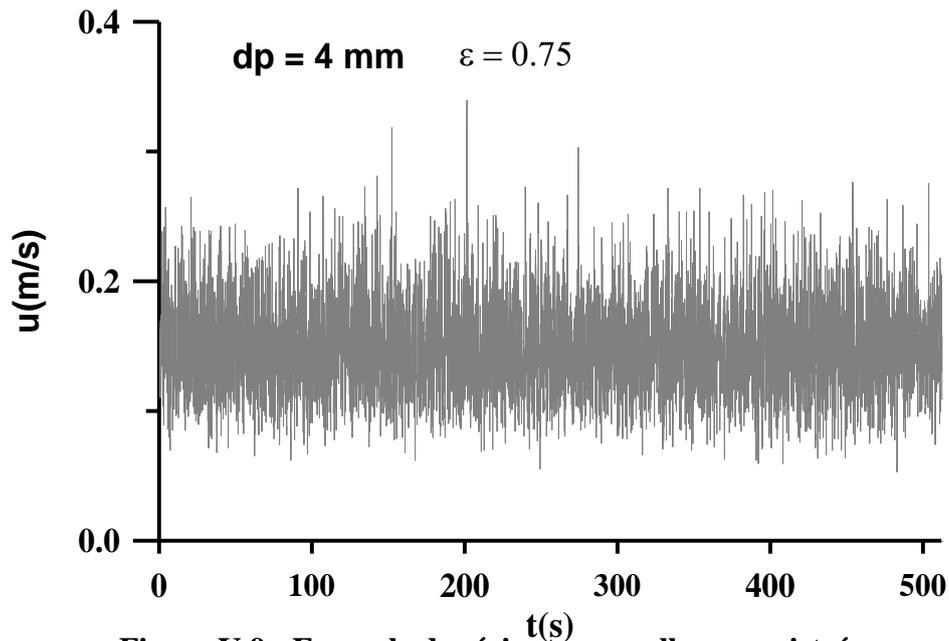


Figure V.9 : Exemple de séries temporelles enregistrées par anémométrie laser

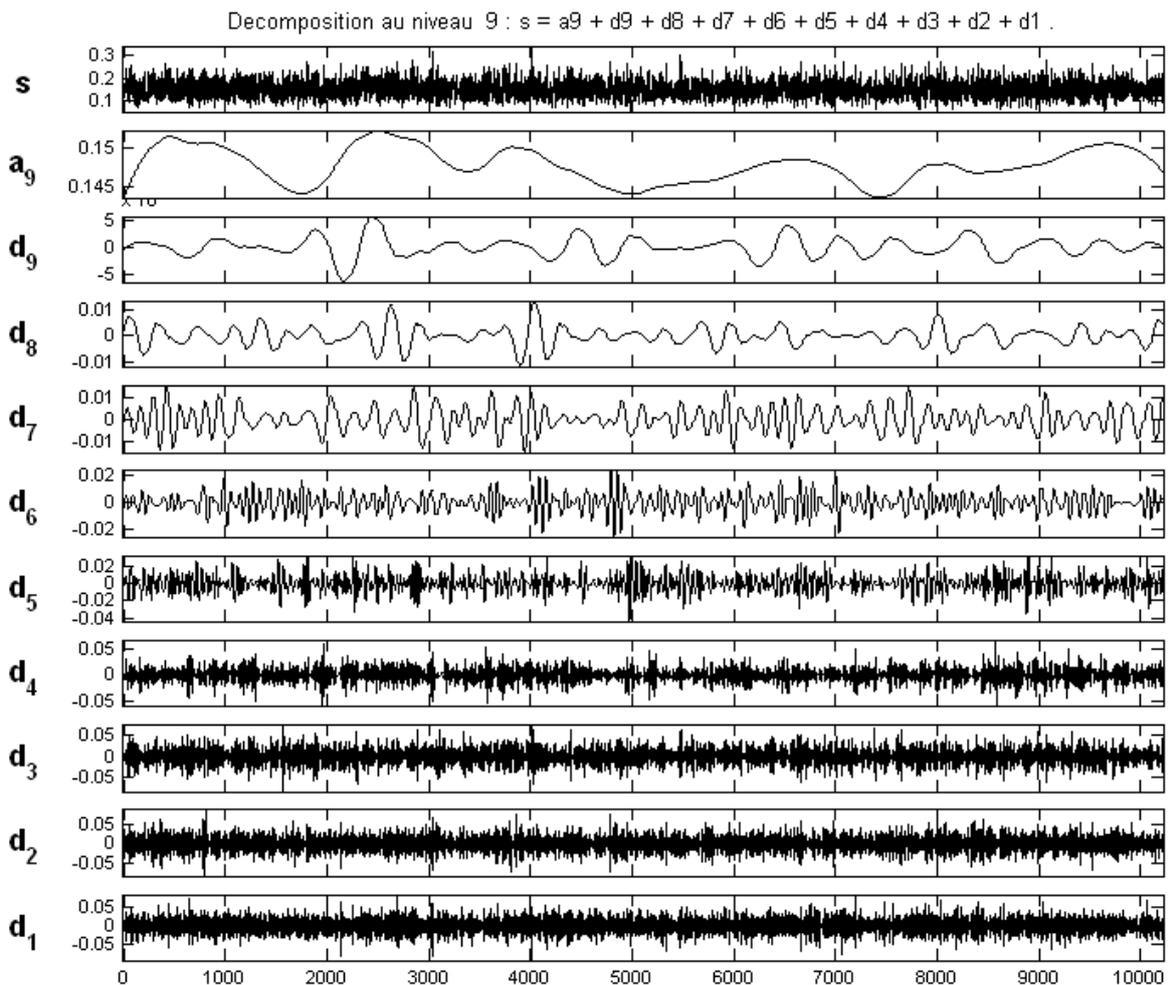
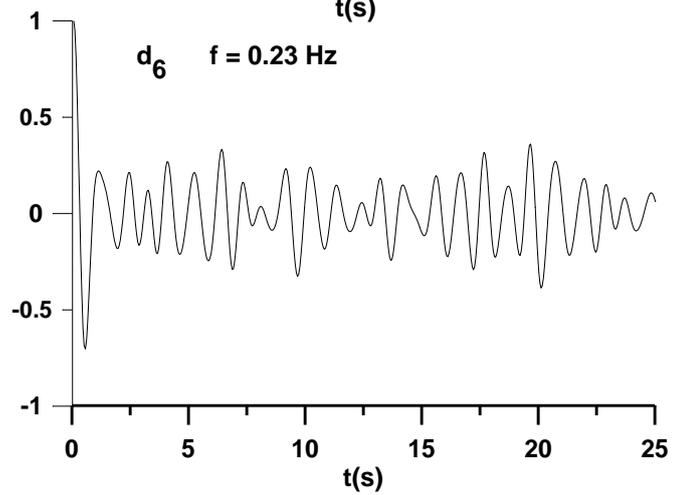
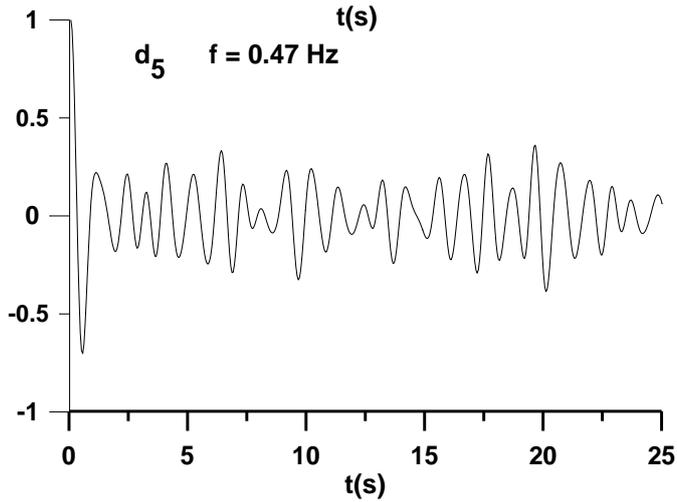
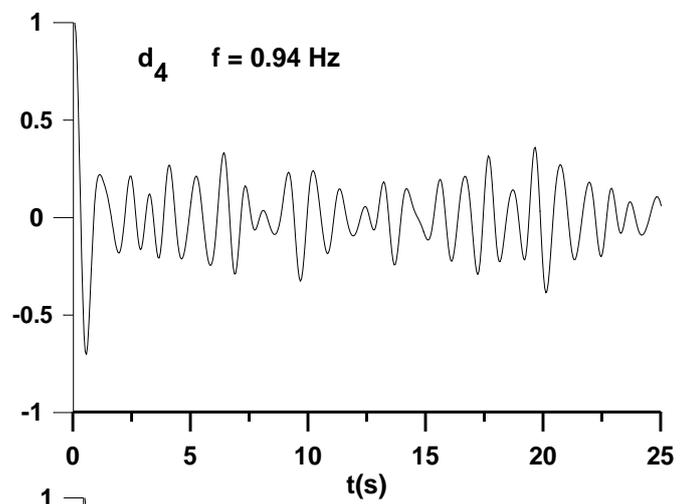
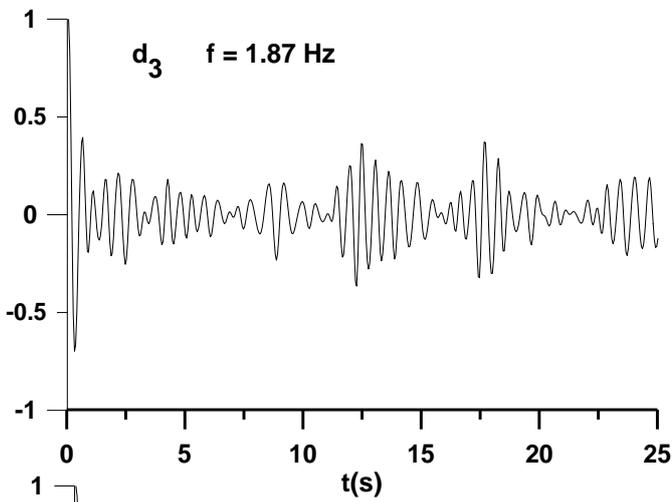
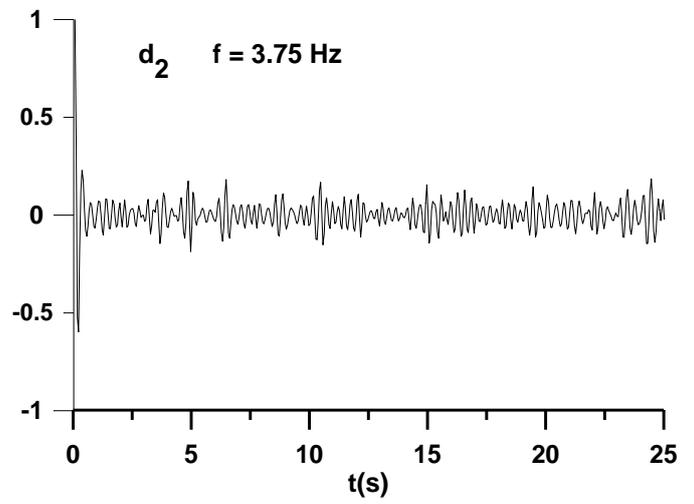
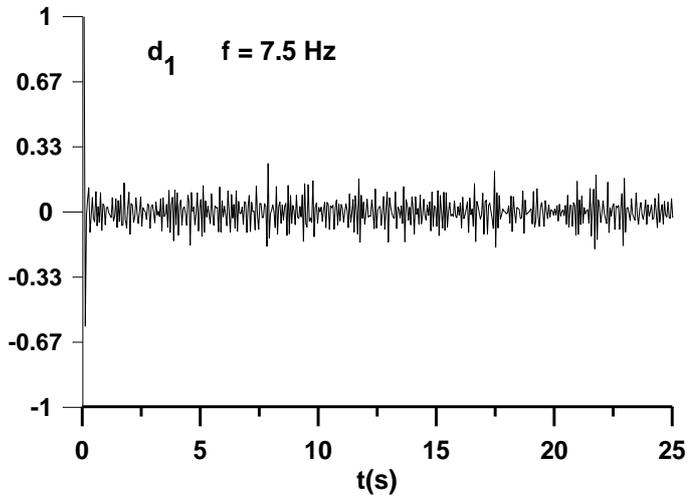


Figure V.10 : Décomposition en T.O.D du signal vitesse correspondant aux conditions de la figure V.9

Pour chaque condition opératoire, nous avons calculé la fonction d'autocorrélation pour chaque niveau de décomposition du signal vitesse. Un exemple de calcul est présenté sur la figure V.11. Pour cet exemple qui correspond aux conditions opératoires de la figure V.9, l'échelle de fréquence des structures cohérentes est de 0,12 Hz. Pour les hautes fréquences (3.75 Hz), l'autocorrélation décroît rapidement comme le montre la figure V.11, ce qui indique la nature aléatoire du mouvement à petites échelles. Autres exemples de calcul de l'autocorrélation sont présentés dans la partie annexe C.

Sur la figure V.12, nous avons tracé les échelles de fréquence calculées pour chaque condition opératoire en fonction de la porosité du lit fluidisé. A titre de comparaison, nous avons également représenté les précieuses données de Ham et al. (1990), El-Kaissy & Homsy (1976) et Poletto et al. (1995) obtenus à partir de l'analyse directe des ondes de porosité dans le lit fluidisé. Les résultats montrent clairement que ce mouvement d'ondes de porosité est caractérisé par de basses fréquences, presque toutes les échelles de fréquences sont inférieures à 1 Hz. Ainsi, ce phénomène est enfui dans la zone de grande énergie des spectres présentés ci-dessus. Nous observons aussi depuis le début de la fluidisation, et pour les plus faibles porosités, une légère augmentation de l'échelle des fréquences. Au-delà de  $\varepsilon = 0,5$  les fréquences sont plutôt distribuées autour de 0,4 Hz. Ces résultats sont assez comparables à ceux de Poletto et al. (1995) présentés sur la figure V.12 sous forme de segments. A notre connaissance, seuls Poletto et al. (1995) ont considéré de grandes porosités (0,59 ; 0,66 ; 0,73) dans l'étude de la propagation des ondes de porosité. Ham et al. (1990) et El-Kaissy & Homsy (1976) ont limité leurs études à de faibles porosités ( $\varepsilon < 0,5$ ), ces auteurs constatent l'existence d'un pic très claire dans les spectres de puissance et la présence de bulles aux grandes porosités. Leurs résultats sont très comparables aux nôtres seulement pour une étroite gamme de porosité, juste après le début de la fluidisation des particules. Au delà d'une porosité de 0,45, les auteurs obtiennent des échelles de fréquence plus élevées. Cette différence est probablement due aux dimensions du dispositif expérimental et des particules utilisées par les auteurs. En raison de la dispersion des résultats obtenus, nous ne pouvons tirer une conclusion sur l'effet du diamètre des particules sur l'évolution de l'échelle de fréquence de ces structures cohérentes.



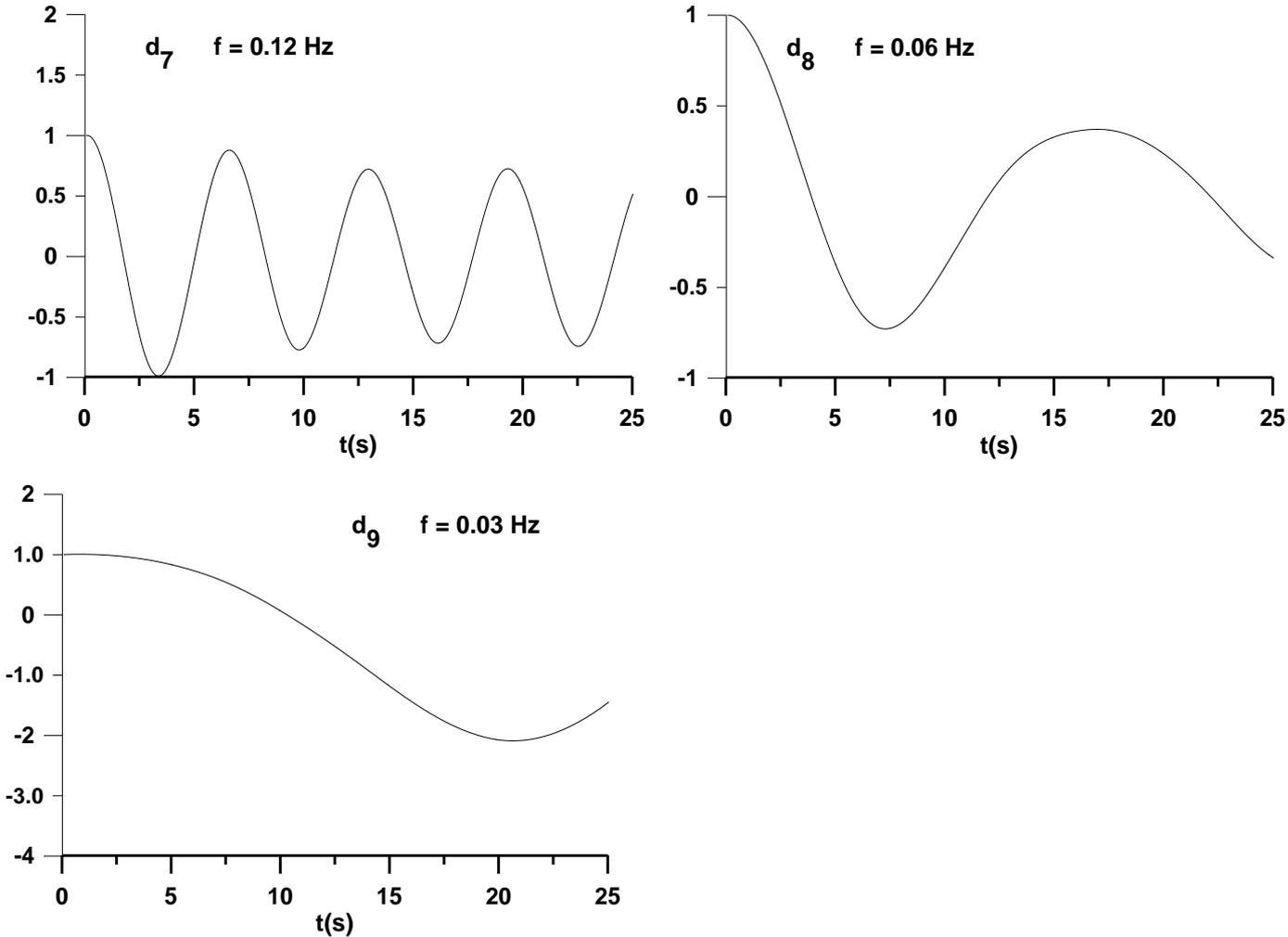


Figure V.11 : Autocorrélation des détails de la décomposition en T.O.D du signal vitesse :  $dp = 4$  mm ;  $\varepsilon = 0,75$

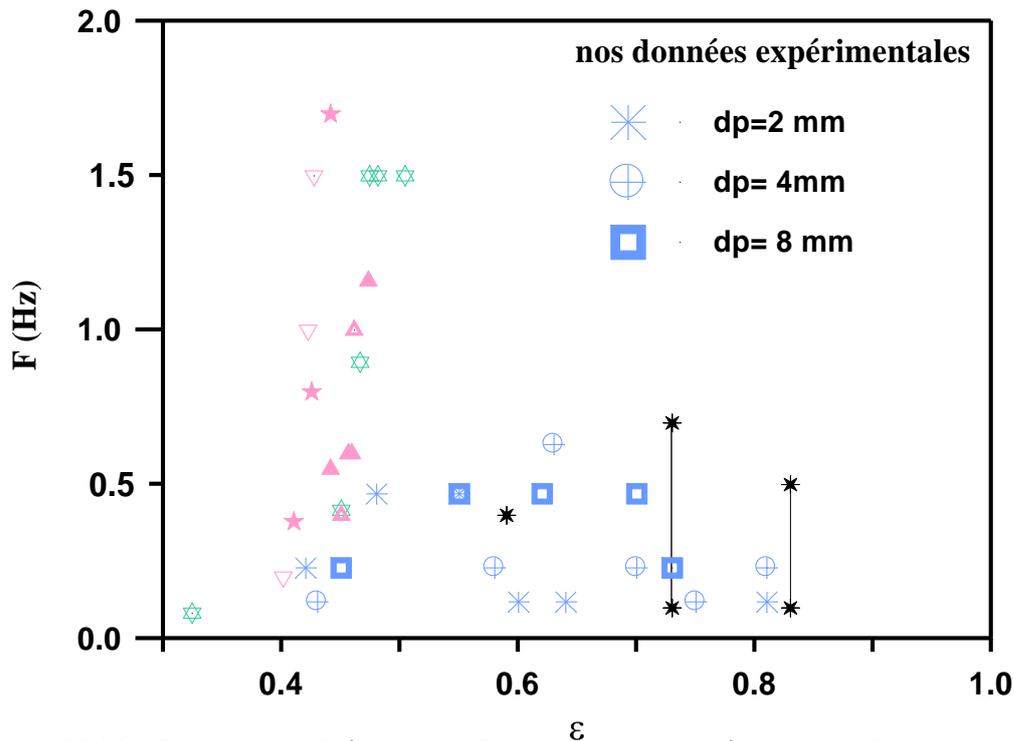


Figure V.12 : Echelles de fréquences des structures cohérentes en fonction de la porosité

résultats expérimentaux de  
Elkaissy & Homsy (1976)

- ▽ · dp=0.59 mm
- ★ · dp= 0.83 mm
- △ · dp=1.1 mm
- ▲ · dp=1.56

résultats expérimentaux de  
Ham et al. (1990)

- ☆ · dp=0.325 mm

résultats expérimentaux de  
Poletto et al.(1995)

- ✱ · dp=6.35mm

## V.6 Coefficient de diffusion turbulente de la phase liquide

Le coefficient de diffusion turbulente de la phase fluide en tout point de la colonne de fluidisation peut être approximativement obtenu en utilisant la théorie de la turbulence isotrope :

$$D_L = \overline{\sigma^2} T_E \quad (V.1)$$

où  $\sigma$  est la vitesse fluctuante eulériennes (RMS) dans la direction axiale et  $T_E$  l'échelle intégrale temporelle eulérienne.

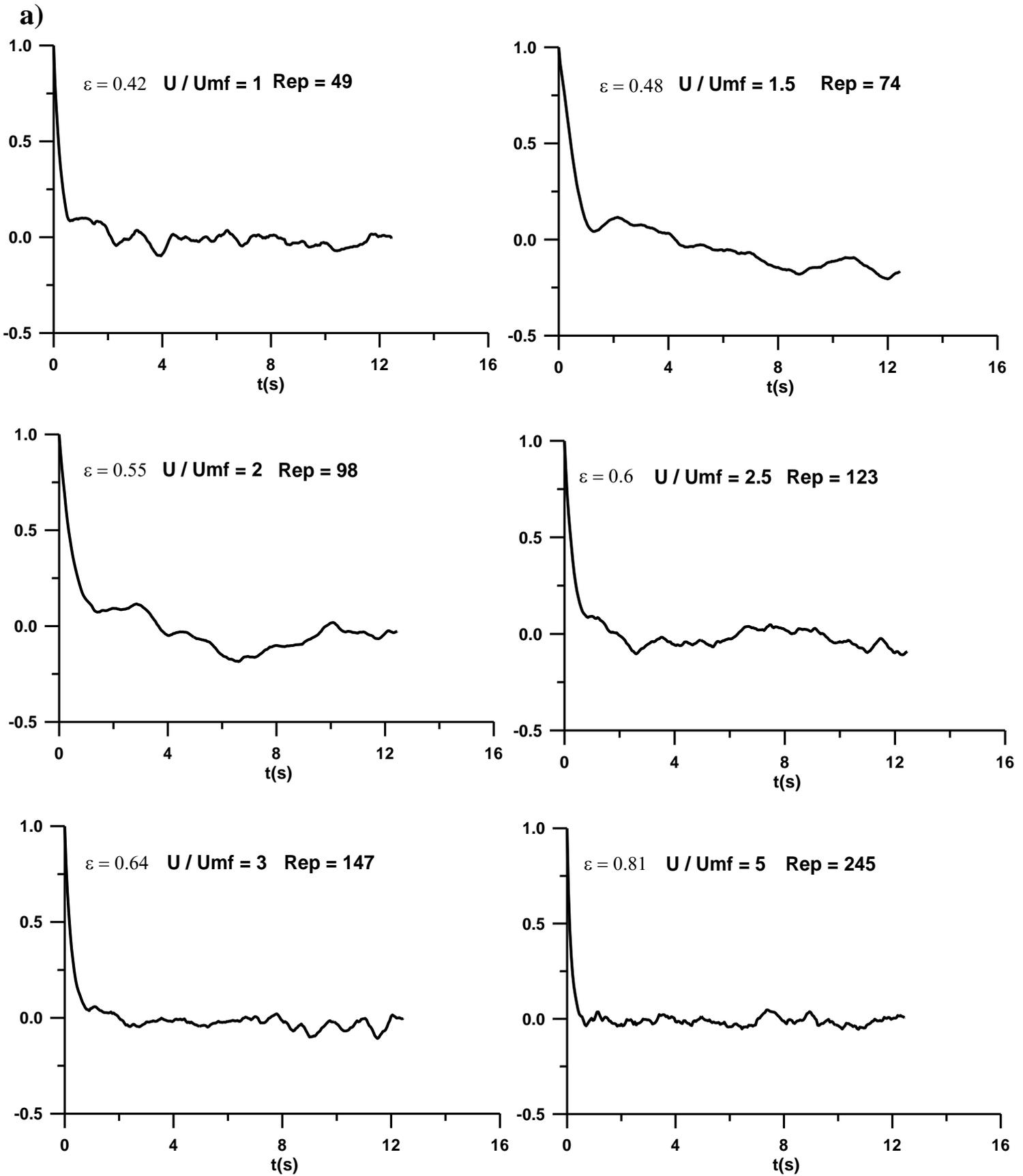
L'échelle intégrale temporelle eulérienne représente le temps moyen sur lequel les fluctuations de vitesse restent corrélées entre elles.

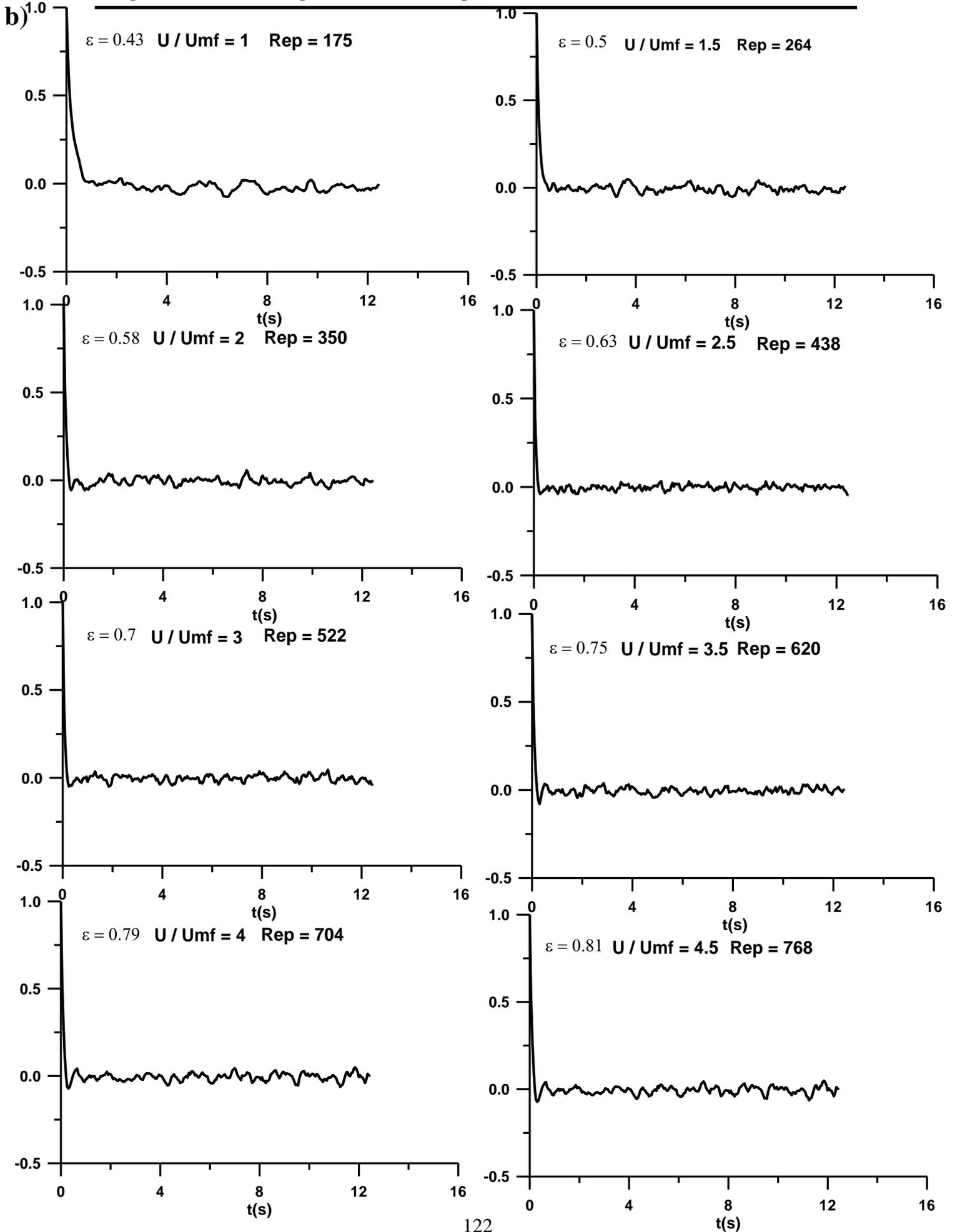
Comme l'échelle lagrangienne, on peut définir l'échelle intégrale temporelle eulérienne par l'intégration de la corrélation de vitesse eulérienne:

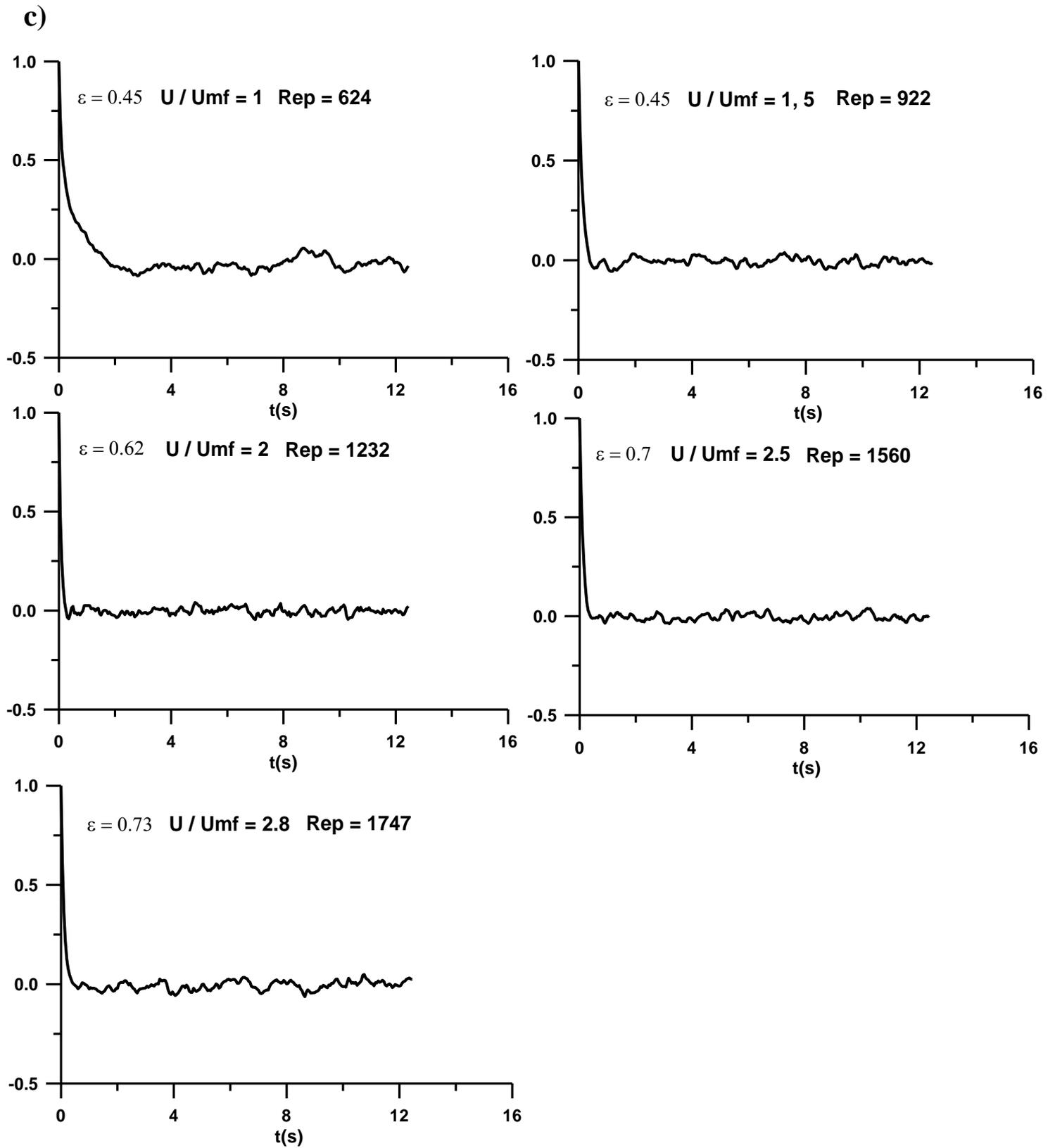
$$T_E = \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau \quad (\text{V.2})$$

Pour quantifier le coefficient de diffusion de la phase fluide, nous avons évalué la fonction d'autocorrélation normalisée ou coefficient d'autocorrélation, noté  $C_{xx}(\tau)$  (Eq. IV.20), pour chaque diamètre étudié en fonction de la porosité du lit fluidisé (ou vitesse de fluidisation).

Pour chaque condition opératoire, nous avons calculé la moyenne de la corrélation de vitesse eulérienne en utilisant 20 blocs de 512 événements chacun. Ce qui permet le lissage des courbes d'autocorrélation qui diminuent continuellement vers zéro (figure V.13).







**Figure V.13 : Autocorrélation lissée :**  
**a) :  $d_p = 2$  mm ; b) :  $d_p = 4$  mm ; c) :  $d_p = 8$  mm**

Après avoir intégré la courbe de corrélation temporelle de vitesse eulérienne, nous avons obtenu l'échelle intégrale temporelle eulérienne, les valeurs obtenues sont présentées dans l'annexe D.

Les résultats montrent que les valeurs de l'échelle intégrale temporelle eulérienne peuvent être négatives, dans ce cas, nous avons utilisé le moment d'ordre un, comme l'a suggéré Devanathan (1991). Les détails de calcul de  $T_L$  sont présentés dans l'annexe D.

$$T_E = \frac{\int_0^{\infty} \tau |R_L(\tau)| d\tau}{\int_0^{\infty} |R_L(\tau)| d\tau} \quad (V.3)$$

### V.6.1 Effet de la vitesse superficielle sur la dispersion axiale de la phase liquide

L'effet de la vitesse de fluidisation sur la dispersion axiale de la phase liquide est montré sur la figure V.14. L'augmentation de la vitesse de fluidisation entraîne une augmentation du coefficient de la dispersion axiale de la phase liquide. Par contre on n'observe aucun effet de la taille des particules fluidisées sur la dispersion axiale. Sur cette même figure sont présentés les résultats expérimentaux de Chung & Wen (1968), obtenus pour des particules d'aluminium et de verre fluidisées par de l'eau dans une colonne cylindrique de 5 cm de diamètre interne. Ces auteurs précisent qu'il n'ya aucun effet du diamètre des particules solides sur l'évolution du coefficient de dispersion dont les valeurs varient de 40 à 900 cm<sup>2</sup>/s. On note que ces valeurs sont plus élevées que celles obtenues dans la présente étude (0.15 - 150 cm<sup>2</sup>/s). Nous avons également reproduit les données expérimentales d'Asif (1991) sur la figure V.14. En absence de toute influence du distributeur, l'auteur a déterminé les valeurs du coefficient de dispersion de la phase liquide  $D_L$  dans un lit de particules de polystyrènes ( $d_p = 2.6$  mm et  $\rho_p = 1.05$  kg / m<sup>3</sup>) et de polypropylène ( $d_p = 2.2$  mm et  $\rho_p = 1.61$  kg / m<sup>3</sup>) fluidisées par de l'eau de robinet. Pour des vitesses superficielles allant de 1 à 9 cm/s,  $D_L$  varie de 1 à 12 cm<sup>2</sup> /s.

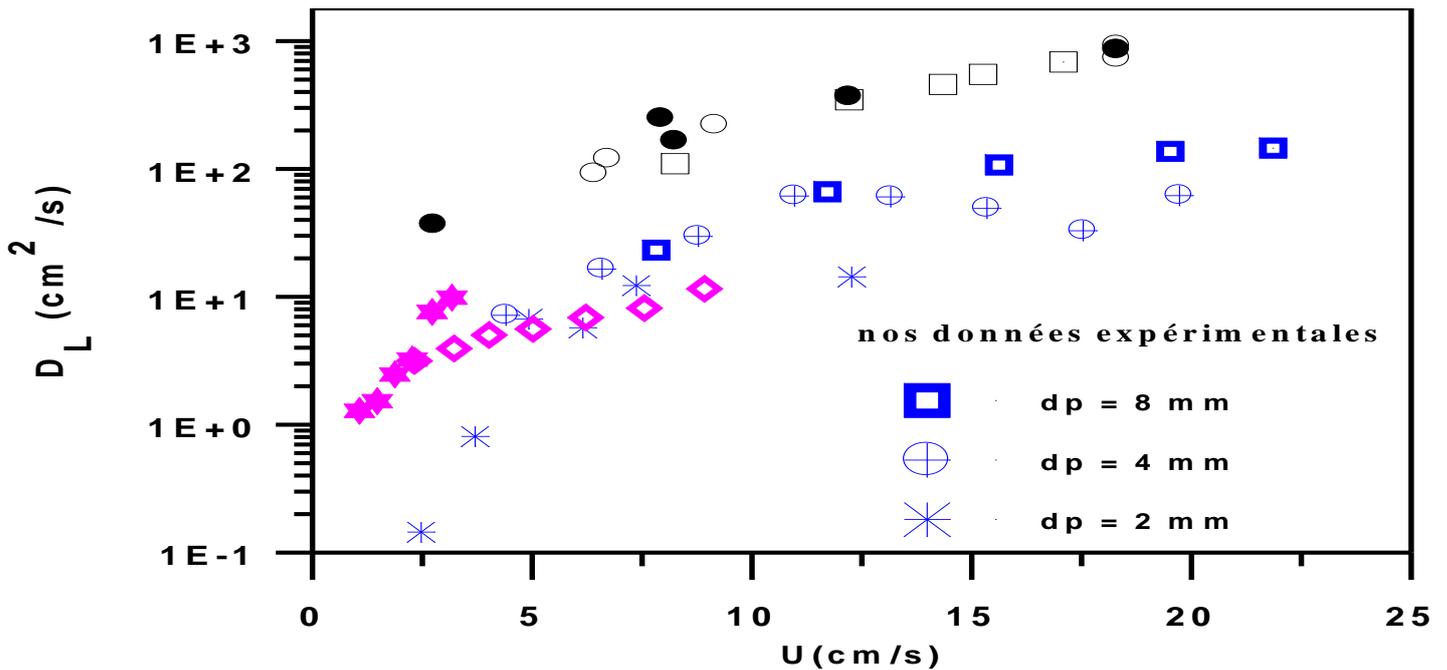


Figure V.14 : Evolution du coefficient de diffusion axiale en fonction de la vitesse de fluidisation, comparaison aux résultats de Cheng & Wen (1968)

Données expérimentales de Chung & Wen (1968)	données expérimentales de Asif (1991)
○ aluminium $d_p = 6.35$ mm	◇ polypropylène $d_p = 2.2$ mm
● verre $d_p = 5$ mm	★ polystyrène $d_p = 2.6$ mm
□ aluminium $d_p = 5$ mm	

Nous avons également comparé nos résultats expérimentaux à ceux de Tang & Fan (1991), Le coefficient de dispersion axiale du liquide a été déterminé à partir du profil de concentration du traceur avec la technique d'injection en régime permanent dans une colonne de 1.3 m de hauteur et de 7.6 cm de diamètre interne. Pour des particules de faible densité (1.05 à 1.3 g/cm<sup>3</sup>) dont la taille varie de 1 à 2.5 mm fluidisées par de l'eau de robinet, Tang & Fan (1990) ont calculé le coefficient de dispersion du liquide en appliquant le modèle de la dispersion. Leurs résultats sont reportés sur la figure (V.15), le coefficient de dispersion axiale de la phase liquide augmente de façon monotone avec la vitesse de fluidisation.

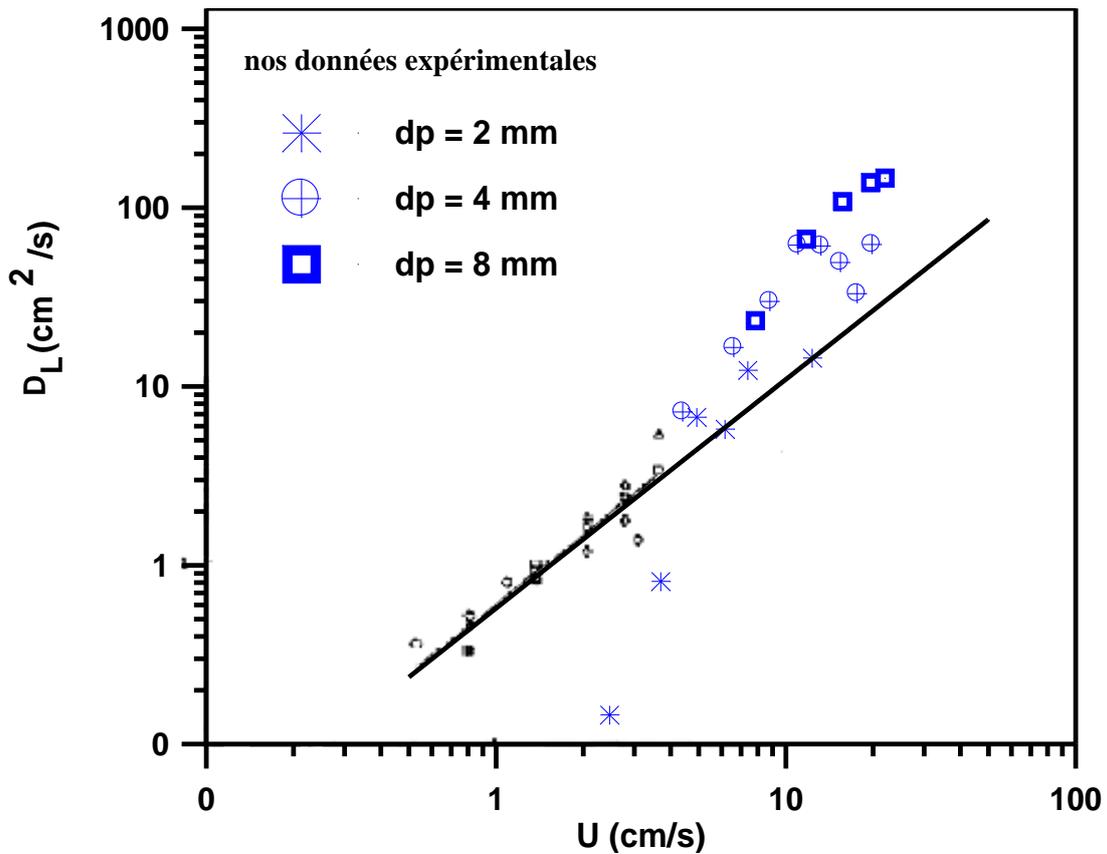


Figure V.15 : Evolution du coefficient de diffusion axiale en fonction de la vitesse de fluidisation : comparaison aux résultats de Tang & Fan (1990)

résultats expérimentaux  
de Tang & Fan (1991)

- polystyrène dp = 1 mm
- acrylique dp = 1.5 mm
- △ nylon dp = 2.5 mm
- ◇ acétate dp = 1 mm

### V.6.2 Effet de la porosité sur la dispersion axiale de la phase liquide

Nous avons présenté sur la figure V.16 l'évolution du coefficient de dispersion axiale en fonction de la porosité du lit fluidisé. L'effet des propriétés des particules sur Le coefficient de dispersion  $D_L$  est clairement visible sur cette figure, on constate que  $D_L$  augmente avec la taille des particules. Pour une même porosité du lit fluidisé, les particules

de vitesse terminale plus élevée ont un plus grand coefficient  $D_L$ , ce résultat est prévisible puisqu'une vitesse relative plus élevée du liquide est nécessaire pour maintenir à une porosité donnée, le lit de particules de plus grande vitesse terminale. Par conséquent, une plus grande turbulence est générée, ce qui entraîne alors un plus grand mixing de particules.

On note également la présence d'un maximum qui semble se dégager à une porosité comprise entre 0.6 et 0.7 pour les trois diamètres étudiés.

La figure V.16 compare également nos résultats expérimentaux à ceux présentés par Kikuchi et al. (1984), rappelons que ces derniers ont mesuré le coefficient de la dispersion axiale, pour des particules de polystyrène et de verre dont le diamètre varie de 0.2 à 1.7 mm. Ces particules sont fluidisées par de l'eau (comme phase continue) dans une colonne cylindrique de 1.7 m de hauteur et 3,4 cm de diamètre interne. Kikuchi et al. (1984) précisent que, pour les faibles nombres de Reynolds étudiés, le diamètre de la colonne de fluidisation ainsi que la masse des particules fluidisées n'ont aucun effet sur la dispersion axiale de la phase liquide. Par contre la porosité a un effet particulier sur l'évolution du coefficient de la dispersion axiale, leurs résultats font en effet, apparaître un maximum du coefficient de dispersion pour une porosité comprise entre 0.7 et 0.8. L'évolution du coefficient de la dispersion axiale de la phase liquide de la présente étude est donc très similaire à celle observée par Kikuchi et al. (1984), malgré la dispersion remarquable des valeurs obtenues, puisque dans leur cas le coefficient de dispersion varie de 0.8 à 6 cm<sup>2</sup>/s.

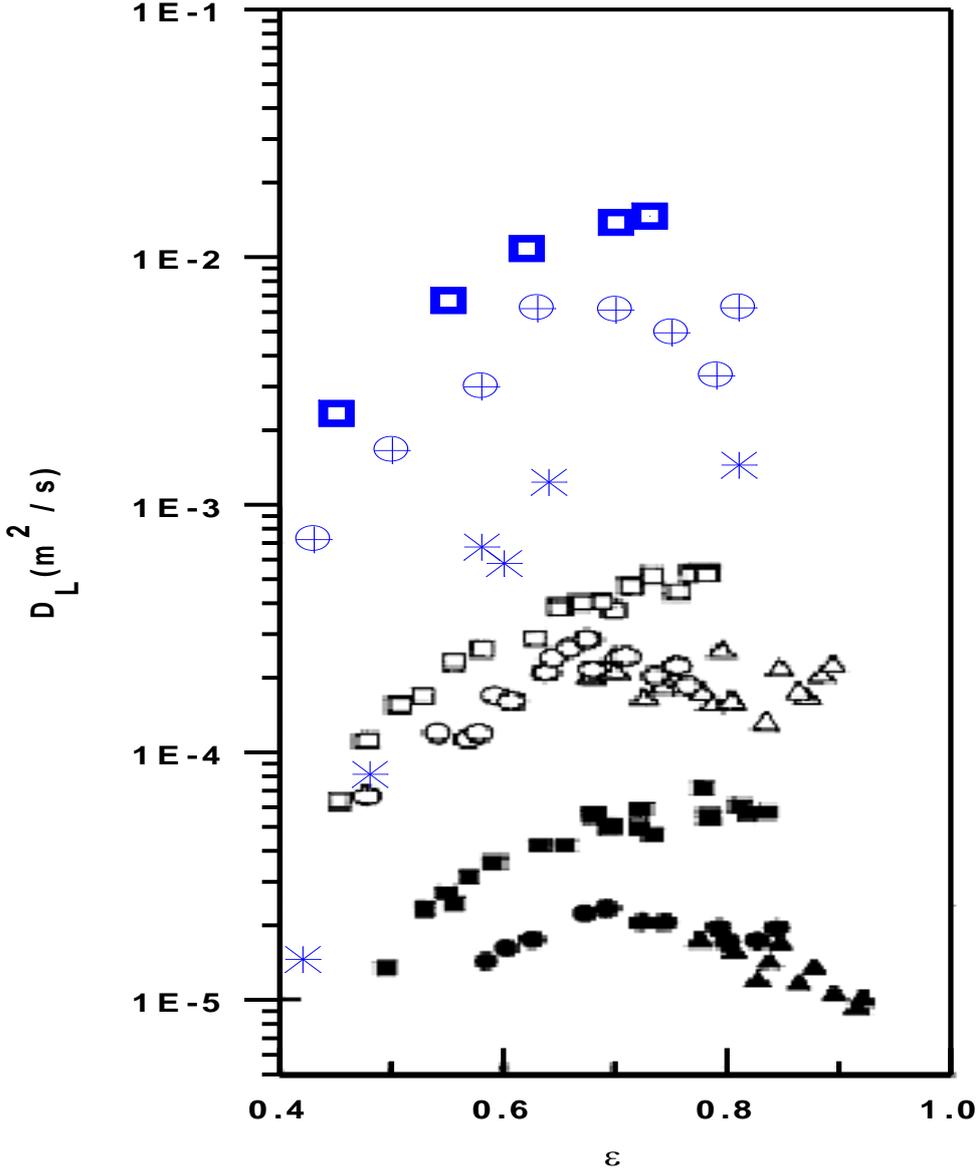


Figure V.16 : Effet de la porosité sur la dispersion axiale de la phase continue comparaison aux travaux de Kikuchi et al. (1984)

nos données expérimentales

- $\ast$   $d_p = 2\text{ mm}$
- $\oplus$   $d_p = 4\text{ mm}$
- $\square$   $d_p = 8\text{ mm}$

données expérimentales de Kikuchi et al. (1984)

- $\blacktriangle$   $d_p = 0.4\text{ mm}$
- $\bullet$   $d_p = 1\text{ mm}$
- $\blacksquare$   $d_p = 1.7\text{ mm}$
- $\triangle$   $d_p = 0.2\text{ mm}$
- $\circ$   $d_p = 1\text{ mm}$
- $\square$   $d_p = 1.6\text{ mm}$

Tang & Fan (1990) ont étudié l'effet de la porosité sur le coefficient de la dispersion axiale de la phase liquide, leurs résultats sont présentés sur la figure V.17. Ces auteurs montrent que  $D_L$  augmente de façon monotone avec la porosité, ils précisent également l'absence du maximum observé dans les travaux de Kikuchi et al. (1984). Cependant, Tang & Fan (1990) signalent que l'énergie de dissipation par unité de masse du liquide, pour toutes les particules utilisées présentent un maximum à une porosité de 0,7.

Le taux de dissipation d'énergie spécifique est égal au taux d'énergie par unité de masse du liquide fourni pour surmonter la traînée des particules, avec l'hypothèse que l'énergie dissipée par le frottement à la paroi est négligeable. L'énergie dissipée par les particules est donc liée au mélange des particules en mouvement. Par conséquent, il peut exister un maximum de mixing à une porosité de 0.7 en raison de la dispersion du sillage (wake dispersion), (Letan & Elvin (1972)).

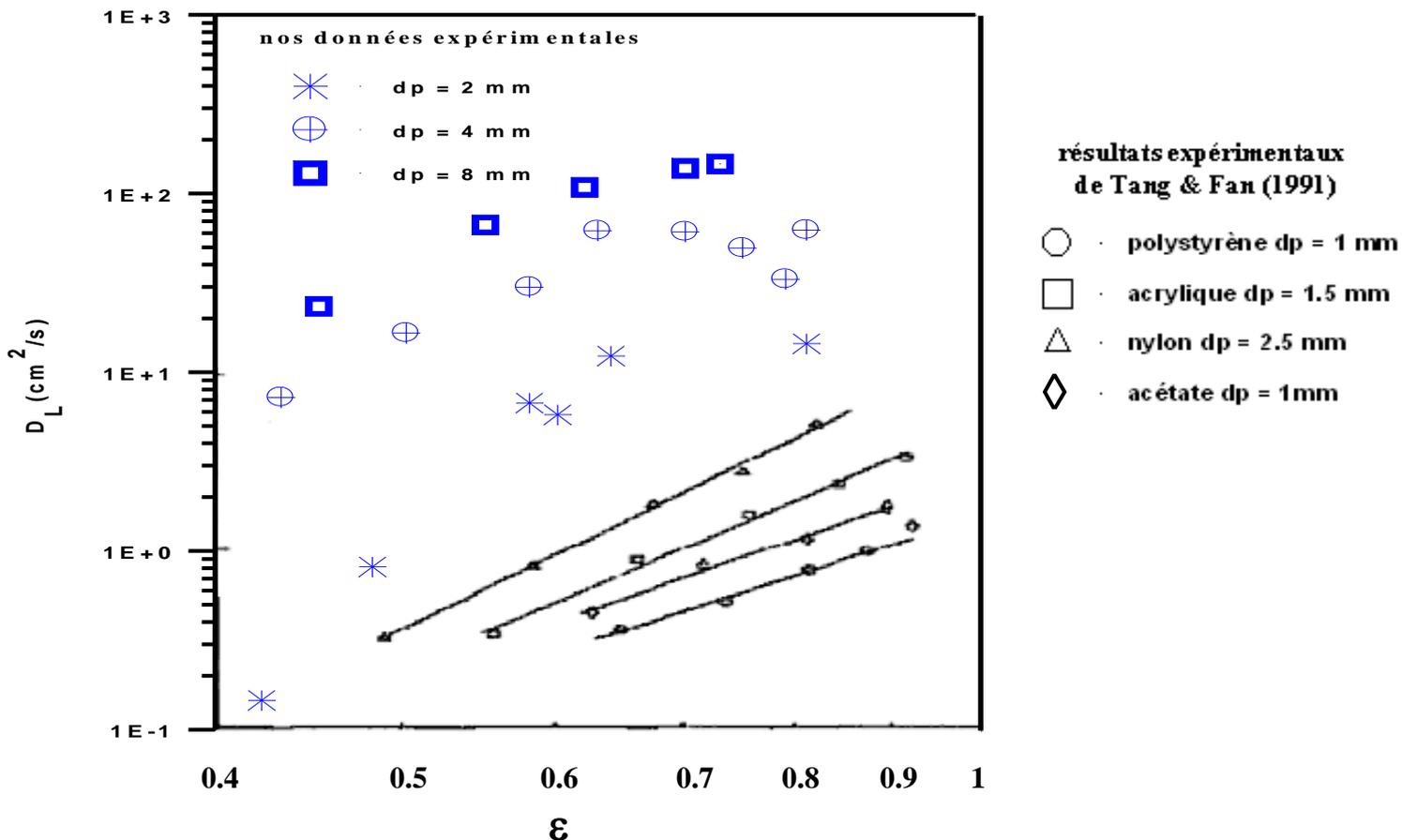


Figure V.17 : Effet de la porosité sur la dispersion axiale de la phase liquide  
 Comparaison aux résultats de Tang & Fan (1990)

### V.6.3 Comparaison avec les corrélations de la littérature

Tang & Fan (1990) ont effectué une régression des moindres carrés de leurs données expérimentales, ils ont ainsi montré que  $D_L$  est approximativement proportionnel à la vitesse superficielle du liquide d'une puissance de 1,28. Leur corrélation basée sur un seul paramètre de fluidisation (vitesse superficielle du liquide) est représentée sur la figure V.18. Cependant les auteurs constatent une dispersion significative entre les données et la corrélation proposée et expliquent cette dispersion par le fait que  $D_L$  dépend aussi d'autres paramètres.

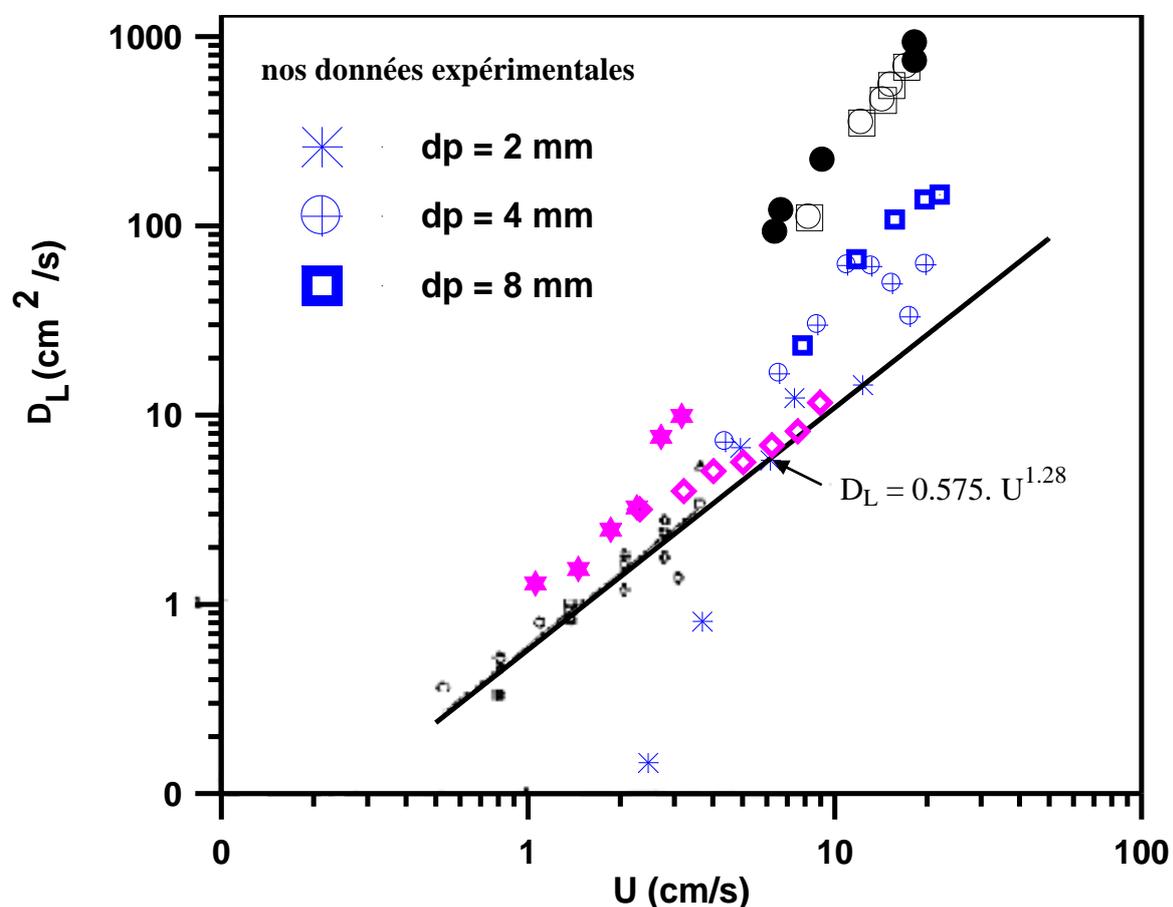


Figure V.18 : Corrélation de Tang & Fan (1990)

Sur cette même figure nous avons présenté nos données expérimentales, les résultats de Chung & Wen (1968) et ceux de Asif (1991).

Comme le montre cette figure, les valeurs de  $D_L$  obtenues par Asif (1991) sont en bon accord avec la corrélation de Tang & Fan (1990). On constate par contre une très grande dispersion entre nos valeurs et celles de Chung & Wen (1968) et la corrélation de Tang & Fan (1990).

En choisissant le taux de dissipation d'énergie et la porosité comme paramètres de corrélation, Kikuchi et al. (1984) ont proposé une expression qui permet de corréler les valeurs du coefficient de dispersion axiale de la phase liquide obtenues pour de faibles nombres de Reynolds. La figure V.19 présente cette corrélation (équation III.21) qui selon les auteurs corréle de manière satisfaisante leurs résultats avec un écart type de 34 %. Cette corrélation sous-estime nos données expérimentales que nous avons obtenues pour des nombres de Reynolds plus élevés.

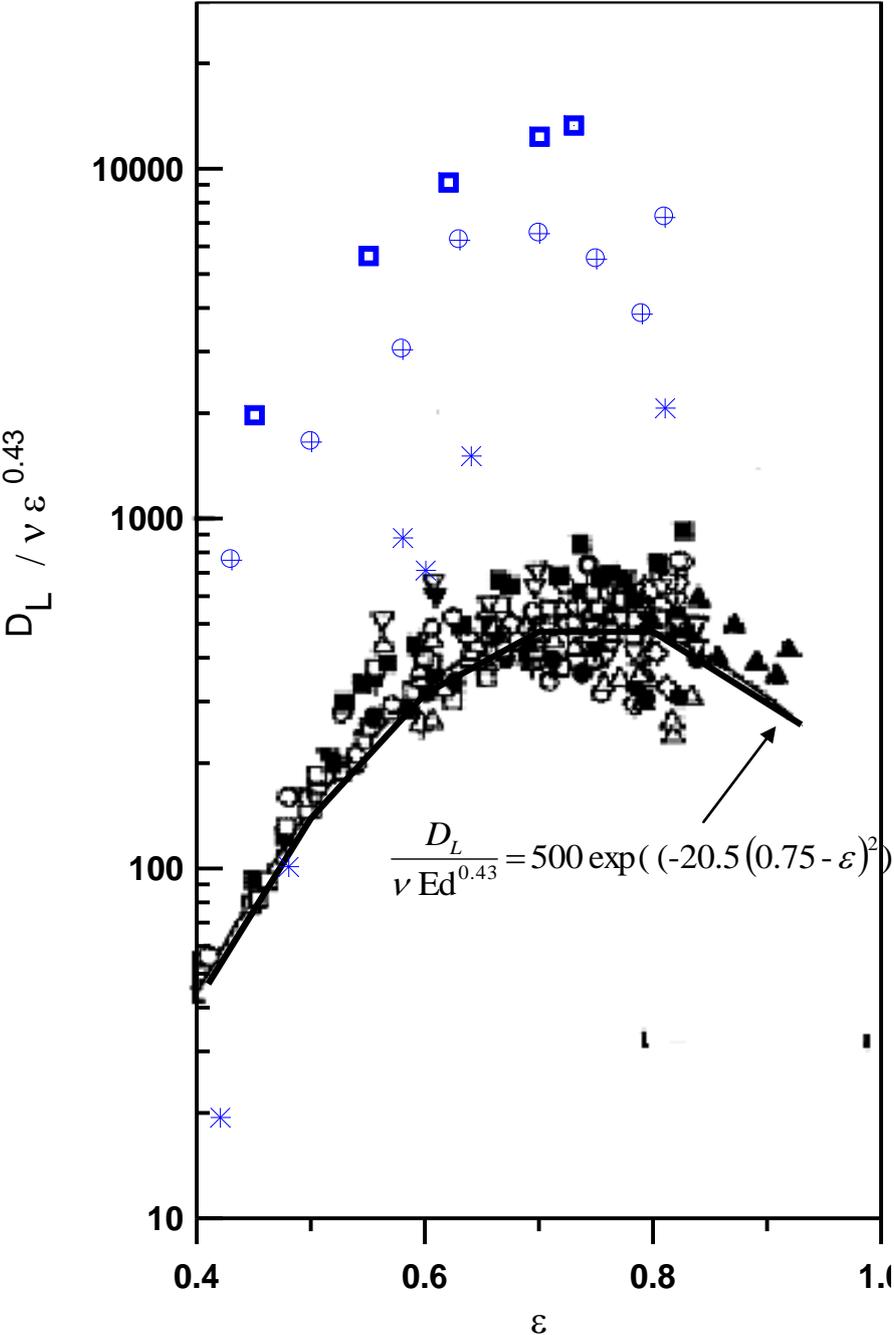


Figure V.19 : Corrélation de Kikuchi et al. (1984)  
Les symboles sont identiques à ceux de la figure V.16

### V.6 Comparaison aux données de la littérature sur la dispersion de la phase solide

Nos résultats expérimentaux de la dispersion axiale de la phase continue sont, dans ce qui suit, confrontés à ceux relatifs à la phase dispersés relevés des travaux antérieurs.

Le but de cette comparaison étant de dégager dans la mesure du possible, des similitudes de comportement des deux phases du lit fluidisé liquide-solide.

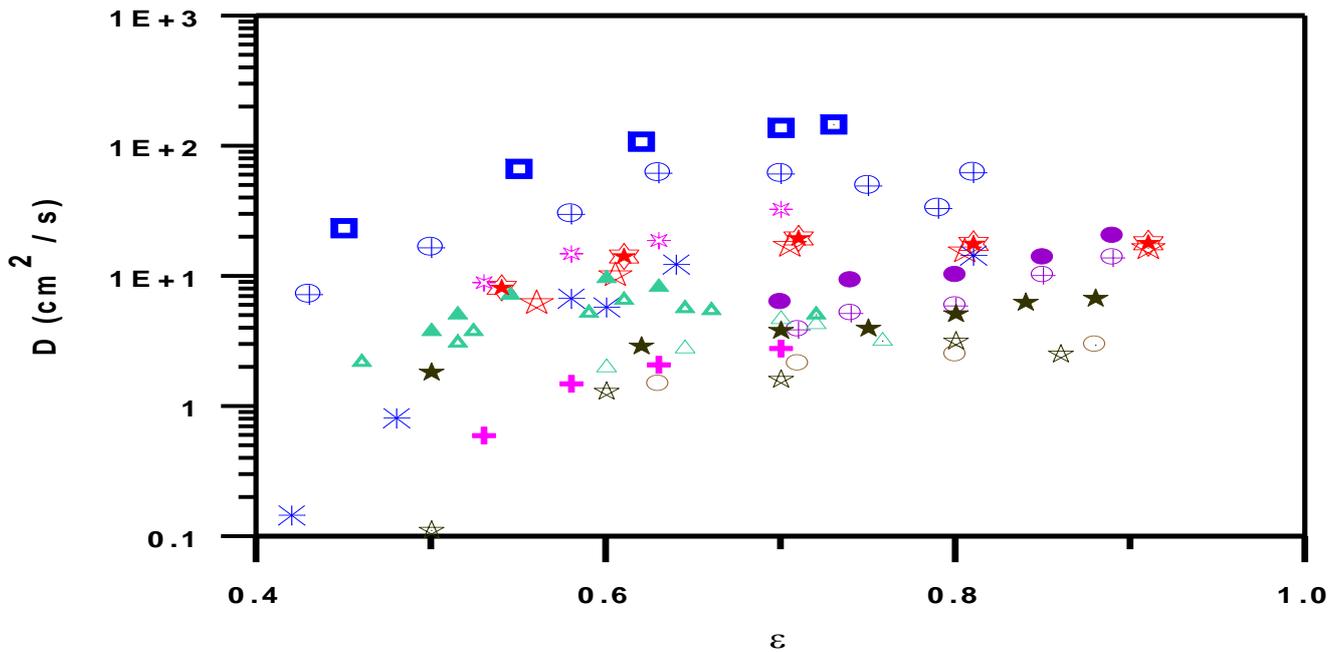


Figure V.20 : Comparaison du coefficient de dispersion axiale de la phase liquide à la phase solide

nos données expérimentales

- 2 m m
- 4 m m
- 8 m m

données expérimentales de Handley et al. (1966)

- 1.1 m m
- 1.54 m m

données expérimentales de Carlos & Richardson (1968)

- théorie cinétique
- théorie brownienne

données expérimentales de Willis (1971)

- 6 m m

données expérimentales d'Aldibouni & Garside (1979)

- 1.83 m m
- 2.2 m m
- 2.6 m m

données expérimentales de Kang et al.(1990)

- 1 m m
- 3 m m
- 6 m m

données expérimentales de Corona (2008)

- 3 m m
- 6 m m

Sur la figure V.20, on présente l'évolution du coefficient de dispersion axiale ( $D_L$  ou  $D_p$  en fonction de la porosité du lit fluidisé. Handley et al. (1966) ainsi que Willus (1970) ont appliqué la théorie brownienne aux données du mouvement des particules colorées pour déterminer la dispersion axiale. Carlos & Richardson (1968) ont montré que leurs données peuvent être décrites par une simple équation du modèle de la dispersion. Ces auteurs ont également constaté que le coefficient de diffusion mesuré est 10 fois plus grand que celui prédit par la théorie brownienne, ce qui est probablement dû d'après les auteurs à une forte interaction entre des particules voisines qui sont séparées par le fluide fortement visqueux (mouvement en agglomérats).

Les résultats obtenus par Corona (2008) sont également présentés sur cette figure, rappelons que cet auteur a utilisé deux méthodes de calcul du coefficient de diffusion, à savoir la variance de déplacement des particules et la fonction d'autocorrélation. Pour les deux diamètres étudiés dans une plage de porosité comprise entre 0,5 et 0,9, Corona (2008) constate que les valeurs du coefficient de diffusion issues des deux méthodes sont assez proches. Nous faisons remarquer que les valeurs du coefficient de diffusion reproduites sur la figure V.20 sont issues de la méthode de la fonction d'autocorrélation.

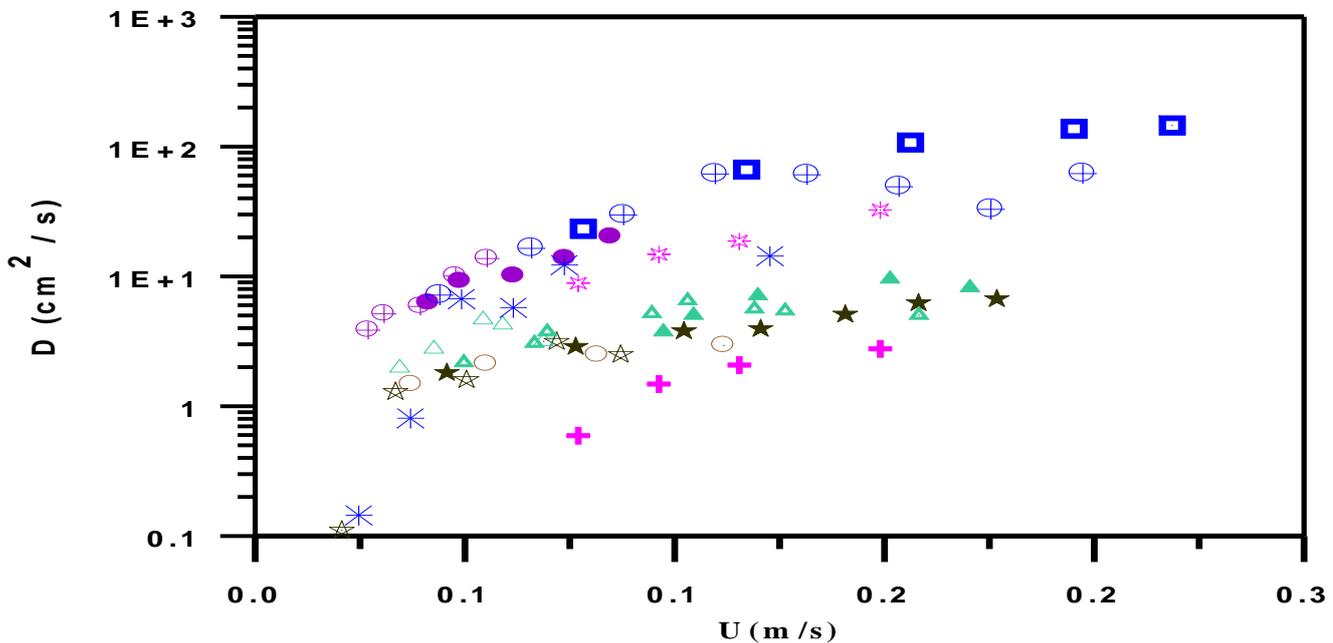
Corona (2008) note également qu'il existe pratiquement un ordre de grandeur d'écart entre la Composante verticale du coefficient de diffusion et ses composantes transverses. Les données expérimentales de Corona (2008) montrent que la diffusivité augmente avec la porosité, avec la présence selon l'auteur d'un léger maximum d'abscisse comprise entre 0,8 et 0,9.

Le coefficient de dispersion des particules solides calculé par Kang et al. (1990) avec la méthode de relaxation, augmente avec la porosité et atteint un maximum pour une valeur de celle-ci comprise entre 0,6 et 0,7. Les auteurs notent que la valeur de la porosité pour laquelle le maximum est atteint diminue avec le diamètre des particules fluidisées, ce qui peut être attribué par les auteurs à une expansion des grosses particules plus faible que celle des petites particules. La diffusivité augmente également avec la taille des particules fluidisées. Une évolution similaire est observée par Aldibouni & Garside (1979).

Selon Handley et al. (1966), la composante de la vitesse turbulente des particules et la résultante de la vitesse des particules présentent des valeurs maximales avec l'augmentation de la porosité du lit fluidisé liquide-solide de plusieurs particules. Ceci peut impliquer la présence d'un maximum du coefficient de dispersion des particules solides avec l'augmentation de la vitesse superficielle du liquide ou de la porosité du lit, puisque la RMS de la résultante de la vitesse turbulente des particules est étroitement liée au transfert de

quantité de mouvement des particules fluidisées. De plus, Handley et al. (1966) ont fait remarquer que la RMS de la résultante de la vitesse des particules et le transfert de quantité de mouvement présentent leurs maxima à une porosité comprise entre 0.5 et 0.7, ce qui peut soutenir les raisons pour lesquelles le coefficient de dispersion atteint son maximum dans cette plage de porosité.

La figure V.21 présente l'évolution du coefficient de dispersion axiale en fonction de la vitesse superficielle du liquide. Dans leurs papiers originaux, Carlos & Richardson (1968), Willus (1970) et Kang et al. (1990) ont présenté leurs données de la diffusivité en fonction de la porosité et de la vitesse superficielle. Handley et al. (1966), ont présenté leurs résultats uniquement en fonction de la porosité, et Corona (2008) a étudié l'effet de la concentration sur la dispersion (d'une manière équivalente, l'effet de la porosité). Pour convertir la porosité en vitesses superficielles, nous avons utilisée l'équation de Richardson & Zaki (1954) (voir chapitre III, page 60). Cependant, par manque d'informations sur les données d'expansion dans les travaux d'Aldibouni & Garside (1979), nous ne pouvons convertir la porosité en vitesse superficielle.



**Figure V.21 : Evolution du coefficient de dispersion axial en fonction de la vitesse superficielle de la phase continue**

(les symboles sont identiques à ceux de la figure V.20)

Les données sur la diffusion axiale de ces différents travaux sont obtenues dans des lits fluidisés de géométrie différente et pour des techniques de mesure différentes d'une étude à une autre. Nous avons reporté dans le tableau V.1 les paramètres d'écoulement de ces études

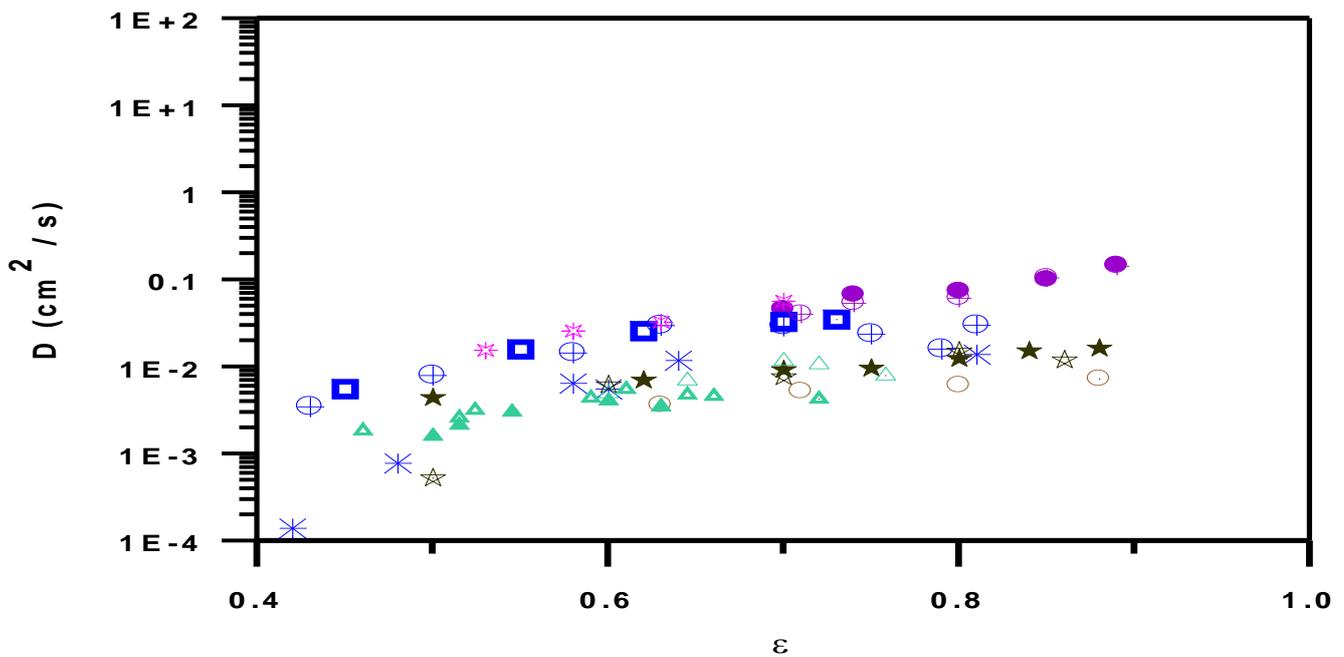
$$\left( \text{ici } St = \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{Re_p}{9} \right)$$

**Tableau V.2 : Paramètres d'écoulement de différentes études du coefficient de diffusion axiale.**

Auteurs	dp (mm)	$\rho_p / \rho_f$	$\mu_f \cdot 10^{-3}$ (Pa.s)	$D_c / H_c$ (m)	Rep	St	$Ar \cdot 10^{-5}$
Handley et al. (1966)	1,1 1,54	2,3	2	0,08 / 0,46	11-30	3 – 8	0,046 0,12
Carlos&Richardson (1968)	9	2,1	10	0,1/ 1,2	72 - 143	17 – 33	1,1
Willus (1970)	6	1,7	22	0,1/ 2,4	12 - 33	3 – 6	0,05
Kang et al. (1990)	1 3 6	2,5	1	0,15 / 2,5	30-70 180-420	8-19 50-117	0,15 3,98 31,8
Corona (2008)	3 6	1,6	3,8	0,08 / 0,6	20-100 40-400	4-18 7-32	0,21 1,7
Présente étude	2 4 8	2,6	1	0,093 / 2	49-245 175-768 624-1747	14-71 51-222 180-541	1,22 9,82 80,11

D'une manière générale, ces études montrent que le coefficient de diffusion axiale augmente avec la porosité, avec parfois la présence d'un maximum à une porosité comprise entre 0,6 et 0,7. La plage de variation des nombres de Reynolds particuliers et de Stokes correspondant à ces études est étendue ( $Rep = (11 - 1700)$  ;  $St = (3 - 500)$  ;  $Ar = (5000 - 8000000)$ ),

En introduisant le nombre d'Archimède et le rapport ( $H_c / D_c$ ), la dispersion des données de la diffusivité des différents travaux se réduit considérablement, ceci est illustré sur la figure V.22, où l'on a tracé le coefficient de la dispersion axiale multiplié par le produit  $(H_c / D_c)^{-1} \cdot (Ar)^{-1/3}$  (c'est-à-dire  $D^* = D \cdot (H_c / D_c) \cdot (Ar)^{1/3}$ ), en fonction de la porosité.



**Figure V.22 : Evolution du coefficient de dispersion axial en fonction de la vitesse superficielle de la phase continue**

(les symboles sont identiques à ceux de la figure V.20)

---

## **CONCLUSION ET PERSPECTIVES**

---

## Conclusion et perspectives

---

Au cours de ce travail réalisé par voie expérimentale, nous avons étudié le comportement dynamique de la phase continue à la sortie d'un lit fluidisé liquide-solide, généré dans une colonne en plexiglas de 93 mm de diamètre et 2 m de hauteur. La phase dispersée est constituée de particules de verre de 2, 4 et 8 mm de diamètre et le liquide est de l'eau de robinet. Afin de caractériser le mouvement aléatoire de la phase continue, nous avons enregistré par anémométrie laser, les séries temporelles de la vitesse locale pour une plage de porosité comprise entre 0,4 et 0,9. Les principaux résultats de cette étude peuvent être résumés de la manière suivante :

- la dynamique de la phase continue à la sortie du lit fluidisé liquide – solide est représentative de son comportement à l'intérieur du lit fluidisé.
- l'analyse de la RMS des fluctuations de vitesse a révélé la présence d'un maximum pour une porosité d'environ 0,7, ce qui correspond à la valeur généralement observée dans les travaux consacrés aux phénomènes de transfert de masse et de chaleur dans les lits fluidisés.
- comparées aux fluctuations de vitesse observées en lit fixe, celles enregistrées à la sortie du fluidisé pour une même vitesse de fluidisation sont d'un niveau plus élevé. Ce qui montre le rôle joué par l'effet de masse ajoutée dans cette caractérisation. Un haut degré d'analogie de comportement entre l'évolution de la RMS des fluctuations de vitesse et les fluctuations de la porosité vient conforter le rôle de l'effet de masse ajoutée comme promoteur de turbulence dans le lit fluidisé.
- Les spectres des fluctuations de vitesse de la phase liquide et l'analyse multirésolution ont révélé quelques nouvelles caractéristiques dynamiques de la phase continue : celle-ci n'atteint pas une turbulence développée comme c'est le cas en monophasique aux nombres de Reynolds élevés, et donc, ne présente pas clairement les zones inertielles d'équilibre de Kolmogorov. Les échelles de haute fréquence montrent également une diminution rapide de la fonction d'autocorrélation et sont donc qualifiées de fluctuations aléatoires, mais leurs spectres ne suivent pas strictement la loi de puissance d'un processus type Ornstein-Uhlenbeck. Ainsi, les lits fluidisés suivent une dynamique spectrale spécifique qui contient néanmoins des structures cohérentes identifiées par une autocorrélation cyclique de grande amplitude aux basses fréquences (inférieures à 1 Hz). Cette partie cohérente de grande échelle est liée aux mouvements coopératifs des particules, tandis que la partie aléatoire de petite échelle est liée au mouvement des particules de type brownien. Cette caractérisation spectrale de la dynamique de la phase continue, constitue une base expérimentale importante pour le développement de la modélisation mathématique des lits fluidisés de grosses particules, comme la modélisation stochastique.

## Conclusion et perspectives

---

- Nous avons montré clairement la similitude de comportement entre la dynamique de la phase solide et celle de la phase continue, à travers la comparaison de la RMS des fluctuations, les spectres et les échelles de fréquence des mouvements cohérents des deux dynamiques. Cette forte similitude observée est probablement une conséquence d'une bonne corrélation entre les fluctuations du déplacement des particules et celles du liquide.
- Nous avons estimé la dispersion axiale de la phase liquide, ensuite nous avons analysé l'influence du diamètre des particules et de la porosité sur son évolution. Le coefficient de la dispersion axiale augmente avec le diamètre des particules et présente un maximum à une porosité d'environ 0,7. La comparaison avec les résultats de la littérature, concernant principalement la phase solide, a révélé l'influence importante des méthodes utilisées pour la détermination de la dispersion axiale, ce qui probablement explique la dispersion des résultats.
- A l'issue de ce travail, il paraît utile d'utiliser d'autres techniques de mesure non intrusives, qui permettent d'étudier simultanément et de manière systématique pour une gamme étendue des nombres de Reynolds, les fluctuations de vitesses des deux phases continue et dispersée du lit fluidisé liquide – solide. Notamment, par l'utilisation de la vélocimétrie par image des particules (PIV) qui permet la détermination de la trajectographie 3 D de l'écoulement. Les résultats permettraient d'une part de vérifier l'anisotropie de l'écoulement, d'une autre part des essais de modélisation pourraient être effectués à l'aide d'un modèle statistique. Ce qui constitue un travail pertinent vis-à-vis des applications industrielles de la fluidisation liquide – solide.

---

## **REFERENCES**

---

## A

- Abarbanel H.D.I., 1996. "Analysis of Observed Chaotic Data". Springer-Verlag, New York.
- Abbas M., 2008, "Auto-diffusion des particules dans un écoulement cisailé: des interactions hydrodynamiques aux effets collisionnels", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, France.
- Allen B. G., Smith J. W., 1971. "Fluid velocity profiles near the wall of the liquid fluidized beds". Can. J. Chem.Eng. 49 430-438.
- Al-Dibouni M.R., Garside J., 1979. "Particle mixing and classification in liquid fluidised beds". Trans. IChemE. 57 94-103.
- Anderson T.B., Jackson R., 1967. "Fluid mechanical description of fluidized beds. Equations of motion". Ind. Eng. Chem. Fundam. 6 (4) 527-539.
- Anderson T., B.. Jackson, R., 1968 "Fluid Mechanical description of fluidized beds. Stability of the state of uniform fluidization", Ind. Engng Chem. Fundam., 7 12-21.
- Anderson T.B., Jackson R., 1969, "A fluid mechanical description of fluidized beds. Comparison of theory and experiment", Ind. Eng. Chem. Fundam., 8(1) 137-144.
- Asif M., 1991. "Hydrodynamics of liquid fluidized beds including distributor effects". Thesis of the university of Calgary, Alberta.
- Asif M., Petersen J.N, 1993, "Particle dispersion in a binary solid-liquid fluidized bed", AIChE J. 39(9) 1465-1471.

## B

- Bascoul A., Delmas H., Couderc J.P., 1988 "Caractéristiques Hydrodynamiques de la Fluidisation Liquide-Solide : Influence du Distributeur". The Chemical Engineering Journal 37 11 – 24.
- Bascoul A. 1989. "Fluidisation liquide solide. Etude hydrodynamique et extraction de protéines". Thèse d'état INP Toulouse.
- Bascoul A.; Couderc. J.P, Delmas H., 1993 "Mouvement des particules solides en fluidisation liquide solide ». The Chemical Engineering Journal, 51 135-150.

Batchelor G.K., 1972, "Sedimentation in a dilute dispersion of spheres". *J. Fluid Mech.* 52 245-268.

Batchelor G.K., 1988. "A new theory of the instability of a uniform fluidized bed", *J. Fluid Mech.* 193 75-110.

Benabbas F., Brahim M., Tighzert, H. 2003. "Caractérisation du très proche sillage d'une sphère à des nombres de Reynolds modérés et spectres singuliers". Congrès français de mécanique, Nice, France.

Bendat, J.S., Piersol, A.G., 1971. "Random Data-Analysis and Measurement Procedures". Wiley/ Interscience, New York.

Bernard J. M., Wang C. P., Lee R. H. C.. 1981. "Measurement of fluid velocities in the interior of a transparent fluidized bed with a Laser-Doppler velocimeter". *AIChE Symposium series.* 205 37-48.

Bokkers G. A., Sint Annaland M van., Kuipers J.A.M., 2004. "Mixing and segregation in a bidisperse gas–solid fluidised bed a numerical and experimental study". *Powder Technology* 140 176– 186.

Brahimi, M. « Structure turbulente des panaches thermiques- interactions », thèse de doctorat ENSMA , université de Poitier, 1987.

Briens L. B. & Ellis N., 2005. " Hydrodynamics of three-phase fluidized bed systems examined by statistical, fractal, chaos and wavelet analysis methods". *Chemical Engineering Science.* 60 6094 – 6106.

Buffière P. & Moletta R., 2000, "Collision frequency and collisional particle pressure in three-phase fluidized beds", *Chem. Eng. Sci.*, 55. 5555-5563.

Buyevich Y. A., 1995. "A model for the distribution of voidage around bubbles in a fluidized bed". *Chemical Engineering Science.* 50(19) 3155-3162.

Buyevich Y.A., 1994. "Fluid dynamics of coarse dispersions". *Chem. Eng. Sci.*, 49 (8) 1217-1228.

Buyevich Y.A., 1997. "Particulate pressure in monodisperse fluidized beds". *Chem. Eng. Sci.* 52(1) 123-140.

Buyevich Y.A., 1999. "Particulate stress in dense dispersed flow". *Ind. Eng. Chem. Res.* 38 731-743.

Buyevich Y.A. & Kapbasov S.K., 1994. "Random fluctuations in a fluidized bed" *Chem. Eng. Sci.* 49 (8) 1229–1243.

## C

Carlos C.R. , Richardson J.F., 1968. “Solids movements in liquid fluidised beds-I Particle velocity distribution”. Chem. Eng. Sci. 23(8) 813-824.

Carlos C.R., Richardson J.F., 1968. “Solids movements in liquid fluidised beds-II Measurements of axial mixing coefficients”. Chem. Eng. Sci. 23 825-831.

Chan C.K., Guob Y.C , Lau K.S., 2005. “Numerical modeling of gas–particle flow using a comprehensive kinetic theory with turbulence modulation”. Powder Technology 150 42–55

Chapman S., Cowling T. G., 1970 The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, 3rd edn. Cambridge University Press.

Chatfield C., 1996.” The Analysis of Time Series An Introduction”. The University of Bath United Kingdom. New York.

Chong Y. S., Ratkowsky D. A. & Epstein N., 1979. “Effect of particle shape on hindered settling in creeping flow”, Powder Technology. 23 55-66.

Chung S. F., Wen C.Y., 1968. “Longitudinal dispersion of liquid flowing through fixed and fluidized beds”. A.I.Ch. E.J. 14 (6) 857-865.

Clift R., Grace. J.R., Weber, M.E., 1978. “Bubbles, Drops and particles”. Academic Press.

Condy, J.V. 1988. Signal Processing, the modern approach. McGrawhill.

Corona A. A., 2008, ‘Agitation des particules dans un lit fluidisé liquide. Etude expérimentale’. Thèse d’état INP Toulouse.

Couderc, J., -P., 1985 “Incipient fluidization and particulate systems”. In Fluidization, 2<sup>nd</sup> Edition, Academic Press, London, 1-46

Cui H., Li J, Kwauk M., An H., Chen. M, Ma Z., Wu G., 2000. “Dynamic behaviors of heterogeneous flow structure in gas–solid fluidization”. Powder Technology, 112 7–23.

## D

Daubechies 1992. “Ten lectures on wavelets”, Soc. for Ind. and Applied Mathematics, Philadelphia, PA, USA.

Davidson J., F., Harrison D., 1963. "Fluidized particles", Cambridge University Press, Cambridge.

Deen N.G., Van Sint Annaland M., Van der Hoef M.A., Kuipers J.A.M, 2007. "Review of discrete particle modeling of fluidized beds". Chemical Engineering Science. 62 28 – 44.

Depypere, F., Dewettinck, K., Parker, D.J., Seville, J.P.K., Pieters, J.G., 2005. "Fluidised bed particle motion under a magnifying glass". Glatt International Times 19.

Di Felice R., 1995. "Hydrodynamics of liquid fluidisation". Chem. Eng. Sci. 50 (8) 1213-1245.

Didwania A.K., Homsy G.M., 1981. "Flow regimes and flow transitions in liquid fluidized beds". Int. J. Multiphase Flow. 7 563-580.

Documents Disa, « Anémométrie Doppler à laser », Cours LDA 5-7 Mars 1979

Duru P., Nicolas M., Hinch J., Guazzelli E., 2002, "Constitutive laws in liquid-fluidized beds". J. Fluid Mech. , 452 371-404.

Duursma G. R., Glass D. H., Rix S. J. L., Yorquez-Ramirez M. I., 2001. "PIV investigations of flow structures in the fluidised bed freeboard region". Powder Technology 120 2–11.

## *E*

El-Kaissy, M. M., Homsy, G. M., 1976. "Instability waves and the origin of bubbles in fluidized beds-I. Experiments". Int. J. Multiphase Flow 2 379-395.

Ellis N., Briens L. A., Grace J. R., Bi, H. T., Lim C. J., 2003. "Characterization of dynamic behavior in gas–solid turbulent fluidized bed using chaos and wavelet analyses", Chem. Eng. J. 96 105–116.

Epstein N., 2000 "Liquid–solids fluidization". Chapter 26. Handbook of fluidization and fluid–particle systems. Marcel Dekker. New York. 705–764.

## *F*

Fitzpatrick, S., Ding, Y., Seiler, C., Lovegrove, C., Booth, S., Forster, R., Parker, D., Seville, J., 2003. "Positron emission particle tracking studies of a Wurster process for coating applications". Pharmaceutical Technology 70–78.

Flandrin ; 1993. "Temps-Fréquence". Ed. Hermes. Paris.

Foscolo P.U. & Gibilaro L.G., 1987. "Fluid dynamic stability of fluidised suspensions: the particle bed model". Chem. Eng. Sci. 42(6) 1489-1500.

*G*

Gibilaro L. G., 2001. "Fluidization dynamics", Oxford University.

Goldschmidt M. J. V., Beetstra R. , Kuipers J. A. M., 2002. "Hydrodynamic modelling of dense gas-fluidised beds: Comparison of the kinetic theory of granular flow with 3D hard-sphere discrete particle simulations". Chemical Engineering Science 57 2059 – 2075.

Guo, Q., Yue, Werther, G.J. 2002. "Dynamics of pressure fluctuation in a bubbling fluidized bed at high temperature", Ind. Eng. Chem. Res. 41 3482–3488.

*H*

Ham J.M., Thomas S., Guazelli E., Homsy G.M., Anselmet M.C., 1990. "An experimental study of the stability of liquid fluidized beds". Int. J. Multiphase Flow. 16 171-185.

Handley D., Doraisamy A., Butcher K.L., franklin N.L., 1966."A study of the fluid and particle mechanics in liquid-fluidized beds", Trans. Instn Chem. Engrs. 44 260-273.

Hasset N. J., 1961. "Flow patterns in particle beds". Nature, Lond 189 997-998.

Hasset N. J., 1961." The mechanism of fluidization. Br. Chem. Engng 6 777-780.

Herman D. A., 1982. "Effect of particle shape on prediction of velocity-voidage relationship in fluidized solid-liquid systems". Thesis of Iowa State University.

Homsy G. M., EL-Kaissy M. M. and Didwania A., 1980, " Instability waves and the origin of bubbles in fluidized beds. II. Comparison with theory. Int. J. Multiphase Flow. 6 305-318.

Hoomans B., P., B., Kuipers J. A. M., Briels W. J. & Van Swaaij W. P. M., 1996 "Discrete particle simulation of bubble and slug formation in a two-dimensional gas-fluidized bed : a hard sphere approach". Chem. Engng. Sci.. 51 99-108.

Hoomans B.P.B., Kuipers J.A.M., Mohd Salleh, M.A., Stein, M., Seville, J.P.K., 2001, " Experimental validation of granular dynamics simulations of gas-fluidised beds with homogenous in-flow conditions using Positron Emission Particle Tracking", Powder Technology. 116 166–177

*J*

Jackson R., 1963. "The mechanics of fluidised beds. Part 1 : the stability of the state of uniform fluidisation". Trans. Instn. Chem. Engrs. 41 13-21.

Jackson R., 2000. "The Dynamics of Fluidized Particles". Cambridge university press.

Jeans J. H., 1921. "The *Dynamical Theory of Gases*". Cambridge University Press .

Johnsson F., Zijerveld R.C., Schouten J., van den Bleek C.M., Leckner B., 2000. "Characterization of fluidization regimes by time-series analysis of pressure fluctuations". International Journal of Multi- phase Flow 26 4 663– 715.

## K

Kafui K.D., Thornton C., Adams M. J., 2002. "Discrete particle-continuum fluid modelling of gas–solid fluidised beds". Chemical Engineering Science 57 2395 – 2410.

Kang Y., Nah J.B., Min B.T. & Kim S.D., 1990. "Dispersion and fluctuation of fluidized particles in a liquid-solid fluidized bed". Chem. Eng. Commun. 97 197-208.

Kantz H., Schreiber T., 1997. "Nonlinear time series analysis". Cambridge University Press.

Karlsson S., Niklasson B.I., Folestad S., Rasmuson A., 2006. "Measurement of the particle movement in the fountain region of a Wurster type bed". Powder Technology. 165 1 22–29.

Kechroud N., 2000. "Contribution à l'étude de la structure de l'écoulement à la sortie d'un lit fluidisé liquide-solide par vélocimétrie laser". Thèse de Magister Université de Béjaia, Algérie.

Kechroud N., Brahimi.,M., Legrand, J. and Comiti, J. 2000. "Hydrodynamic characteristics of the liquid phase above a fluidized bed by laser anemometry". 14<sup>th</sup> International Congress of Chemical and Process Prague. Czech Republic

Kechroud N., Brahimi M. 2005. "Analyse multiresolution de la dynamique des lits fluidisés liquide-solide". 17ème Congrès Français de Mécanique (CFM2005), Troyes, France.

Khan A. R., Richardson J. F., 1989. "Fluid-particle interactions and flow characteristics of fluidized beds and settling suspensions of spherical particles". Chem. Engng Commun. 78 111-130.

Kikuchi K. ; Konno H. ; Kakutani S. ; Sugawara T. ; Ohashi H. 1984 Axial dispersion of liquid in liquid fluidized beds in low Reynolds number region. J. Chem. Engng Jpn 17 (5) 362-376

Krishnawamy P.R ; Ganapathy R. ; Shemilt L.W. 1978, "Correlating parameters for axial dispersion in liquid fluidized systems". Can. J. Chem. Engng 56 550-533.

Krishnawamy P.R ; Shemilt L.W., 1972. "Correlations for axial mixing in liquid fluidized beds". Can. J. Chem. Engng 50 419-420.

Kulkarni A.A., Joshi, J.B., Ravi Kumar V., Kulkarni B.D., 2001. “Application of multiresolution analysis for simultaneous measurement of gas and liquid velocities and fractional gas hold-up in bubble column using LDA”, Chem. Eng. Sci. 56 5037–5048.

## *L*

Lamorgese, A.G, Pope, S.B., Yeung, P.K. and Sawford, B.L. 2007; “A conditionally Cubic-Gaussian stochastic lagrangian model for acceleration in isotropic turbulence”. J.Fluid Mech. 582 423-448.

Latif B.A.J. & Richardson J.F., 1972, “Circulation patterns and velocity distribution for particles in a liquid fluidised bed”. Chem. Eng. Sci. 27 1933-1949.

Li,H.; 1998. “Identification of coherent structure in turbulent shear flow with wavelet correlation analysis”. ASME Journal of fluid engineering. 120(4) 778-785.

Limtrakul S., Ativuth Chalermwattanataia A. , Unggurawiroteb K., Tsujic Y. ,Kawaguchic T. , Tanthapanichakoond W., 2003. “Discrete particle simulation of solids motion in a gas–solid fluidized bed”. Chemical Engineering Science. 58 915 – 921

Limtrakul S., Chen J., Ramachandran P.A. & Dudovic M.P., 2005. “Solid motion and holdup profiles in liquid fluidized beds”. Chem. Eng. Sci. 60 1889-1900.

Lu X., Li H. 1999., “Wavelet analysis of pressure fluctuation signals in a bubbling fluidized bed”. Chem. Eng. J. 75 113–119.

## *M*

Mallat, S.A 1999 “Wavelet Tour of Signal Processing”, Academic Press, London.

Mathiessen V., Solberg T., Hjertager B. H., 2000 .” An experimental and computational study of multiphase flow behavior in a circulating fluidized bed”. International Journal of Multiphase Flow. 26 387–419.

Mohs G., Gryczka Oa ., Heinrich Sb., Morl L., 2009. “Magnetic monitoring of a single particle in a prismatic spouted bed”. Chemical Engineering Science. 64 4811 – 4825.

Monin A.S., Yaglom A.M., 1975. “Statistical Fluid Mechanics”. MIT Press, New York.

Mosorov V., Sankowski D., Mazurkiewicz L., Dyakowski,T., 2002. “The best correlated

pixels method for solid mass flow measurements using electrical capacitance tomography”. *Measurement Science and Technology* 13 181–1814.

Murray J. .D., 1965. “On the mathematics of fluidization. Part 1: Fundamental equations and wave propagation”. *J. Fluid Mech.* 21 465-493.

## *N*

Needham D.J. & Merkin J.H., 1983, “The propagation of voidage disturbances in a uniform fluidized bed”. *J. Fluid Mech.* 131. 427-454.

Newby R.A., Keairns, D.L., 1986. “Test of the scaling relationships for fluid-bed dynamics”. In: Ostergaard, K., Sorensen, A. (Eds.), *Fluidization V*. Engineering Foundation, New York, 31-38.

Nieuwland J. J., M. van Sint Annaland M. S. Kuipers J. A. M., Swaaij W. P. M. 1996. “Hydrodynamic Modeling of Gas/Particle Flows in Riser Reactors”. *AIChE Journal.* 42 (6) 1569 – 1582.

Nievergelt, Y. 2001. “Wavelet Made Easy”. Washington University.

## *O*

Ogden R. T., 1997.” *Essential Wavelets for Statistical Applications and Data Analysis*”. Cambridge University Press.

Ole E., Barndorff-Nielsen., Schmiegel J., 2005. “A stochastic differential equation frame work for the turbulent velocity field”. *Researcher Report*. Thiele Center For applied Mathematics in Natural Science, Denmark.

## *P*

Percival B. D, Walden A. W., 2000. “Wavelet Methods for Time Series Analysis”. Cambridge university press.

Pigford R.. L. & Baron T., 1965. “Hydrodynamic stability of fluidized bed”. *I&EC Fundamentals.* 4( 1) 81-87.

Poletto M., Bai R., Joseph D., 1995. “Propagation of voidage waves in a two dimensional liquid-fluidized bed” *Int. J. Mult phase flow.* 21 223-239.

Pope S.B. 2000. “Turbulent flows”. Cambridge University Press.

Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1988. "Numerical Recipes". Cambridge University Press, Cambridge.

Proakis J.G., Manolakis D.G., 1989. "Introduction to Digital Signal Processing". Macmillan, New York.

## Q

Qiang Lin, Boyer, D.L. and Fernando, H. J.S. 1994. "Flows generated by the periodic horizontal oscillations of a sphere in a linearly stratified fluid". J. Fluid Mech. 263 245-270.

## R

Rabiner L.R., Gold B., 1975." Theory and Application of Digital Signal Processing". Prentice-Hall, Englewood Cliffs.

Renganathan T., Krishnaiah K., 2005."Voidage characteristics and prediction of bed expansion in liquid–solid inverse fluidized bed". Chemical Engineering Science 60 2545 – 2555.

Ren J., Mao O., Li J., Lin W., 2001, "Wavelet analysis of dynamic behavior in fluidized beds". Chemical Engineering Science 56 981- 988.

Riba J.P. & Couderc J.P., 1977, "Expansion de couches fluidisées par des liquides", Can. J. Chem. Eng. 55 118-121.

Richardson J.F., Zaki W.N., 1954, "Sedimentation and fluidization. Part 1" Trans. Inst. Chem. Eng. 32 35-53.

Row P. N., 1987. "A convenient empirical equation for estimation of the Richardson-Zaki exponent". Chemical Engineering Science. 42(2) 2795-2796.

## S

Sang K. D., Lee M. J., Han J. H., 1989." Axial dispersion characteristics of three ( liquid-liquid-solid) phase fluidized beds". Can. J. Chem.Eng. 67 376-282.

San José M.J., Olazar.M., Alvarez.S., Morales A., Bilbao J., 2005. "Local porosity in conical spouted beds consisting of solids of varying density". Chemical Engineering Science. 60 2017 – 2025.

San José M. J., Alvarez S., Morales A., Olazar M. and Bilbao J., 2006, "Solid cross-flow into the spout and particle trajectories in conical spouted beds consisting of solids of different density and shape". *Chemical Engineering Research and Design*. 84 487–494.

Schmidt A. & Renz U., 2000. "Numerical prediction of heat transfer in fluidized beds by a kinetic theory of granular flows". *Int. J. Therm. Sci.* 39 871– 885.

Shou M. C. & Leu L. P., 2005. "Energy of power spectral density function and wavelet analysis of absolute pressure fluctuation measurements in fluidized beds". *Chemical Engineering Research and Design*. 83 478–491.

Sasic S., Leckner B., Johnsson F., 2006. "Time–frequency investigation of different modes of bubble flow in a gas–solid fluidized bed". *Chemical Engineering Journal* 121 27–35

## **T**

Tang W.T., Fan L.S 1990. "Axial liquid mixing in liquid solid and gaz liquid fluidized beds containing low density particles". *Chem. Engng. Sci.* 45 (2) 543-551.

Tighzert H. 2002. Thèse de Magister. « Réduction dimensionnelle par décomposition orthogonale propre d'un phénomène de diffusion-convection » : sillage d'une particule sphérique. Université de Béjaia, Algérie.

Travis, V., Fred Ramirez, W., 1999. "Modeling of Solid-Liquid Fluidization in the Stokes Flow Regime Using Two-Phase Flow Theory". *AIChE Journal* 45 708-722.

## **V**

Veldhuis C., Biesheuvel A., Wijngaarden, L.V., Lohse, D., 2004. "Motion and wake structure of spherical particles". *International Conference of Multiphase flow*, Japon.

## **W**

Wang C., Lv Z., Li D., 2008. "Experimental study on gas–solids flows in a circulating fluidised bed using electrical capacitance tomography". *Powder Technology* 185 144–151.

Wegener M., Forner F., 2001. "Etude de trajectoires en lit fluidisé solide-liquide". Stage long de recherche. INP Toulouse.

Wen C.Y., Yu Y.H., 1966. "Mechanics of fluidization", Chem. Eng. Prog. Symp. Ser., 62(62) 100-111.

Wen C. Y., Fan.S., 1974. "A Comparison of Recent Axial Dispersion Correlations in Liquid-Solid Fluidized Beds". The Canadian Journal of Chemical Engineering. 52 673-675

Willus C.A., 1970. "An experimental investigation of particle motion in liquid fluidized bed". Thesis of California Institute of Technology, Etats-Unis.

Wong Y.S., 2006. "Particle motion in relatively thin fluidised bed models". Chemical Engineering Science. 61 6234-6238.

Wu B., Kantzas A., Bellehumeur C. T., He. Z., Kryuchkov S., 2007, "Multiresolution analysis of pressure fluctuations in a gas-solids fluidized bed: Application to glass beads and polyethylene powder systems". Chemical Engineering Journal 131 23-33.

## Y

Yang F.L., Hunt M.L., 2006, "Dynamics of particle-particle collision in a viscous liquid", Phys. Fluids. 18(12) 1-11.

Yang T., Leu L., 2008. "Study of transition velocities from bubbling to turbulent fluidization by statistic and wavelet multi-resolution analysis on absolute pressure fluctuations". Chemical Engineering Science 63 1950 - 1970.

Yutani N., L. T. Fan L. T., J. R. Too J. R., 1983. "Behavior of Particles in a Liquid-Solids Fluidized Bed". AIChE Journal 29(1) 101-106.

## Z

Zenit R., Hunt M. L. & Brennen C. E., 1997. "Collisional particle pressure measurements in solid-liquid flows". J. Fluid Mech. 353 261-283.

Zenit R., 1998. "Collisional Mechanics in Solid Liquid Flows". Thesis of California Institute of Technology. Pasadena Californie.

Zenit R., Hunt M.L., 2000. "Solid fraction fluctuations in solid-liquid flows". Int. J. Multiphase Flow. 26 763-781.

Zhao T., Liu K., J. Choi., Cui Y., Takei M., Doh D. H. , 2011. “Wavelet analysis of the particle distribution in a down-flow fluidized bed based on electrical capacitance tomography images”. Powder Technology. 211 264–274.

Zheng Y., Wan X., Qian Z., Wei F., Jin Y., 2001. “Numerical simulation of the gas–particle turbulent flow in riser reactor based on  $k$ - $\varepsilon$  -  $k_p$  -  $\varepsilon_p$  -  $\theta$  two-fluid mode”. Chemical Engineering Science. 56 6813–6822.

Zhong W., Zhang M., Jin B., Yuan Z., 2006. “Three-dimensional Simulation of Gas Solid Flow in Spout-fluid Beds with Kinetic Theory of Granular Flow”. Chinese J. Chem. Eng. 14 (5) 61 1617.

Zhong W., Zhang M., Jin B., Yuan Z., 2007. “ Flow behaviors of a large spout-fluid bed at high pressure and temperature by 3D simulation with kinetic theory of granular flow”. Powder Technology 175 90–103.

---

## **ANNEXES**

---

ANNEXE A : Etalonnage des débitmètres

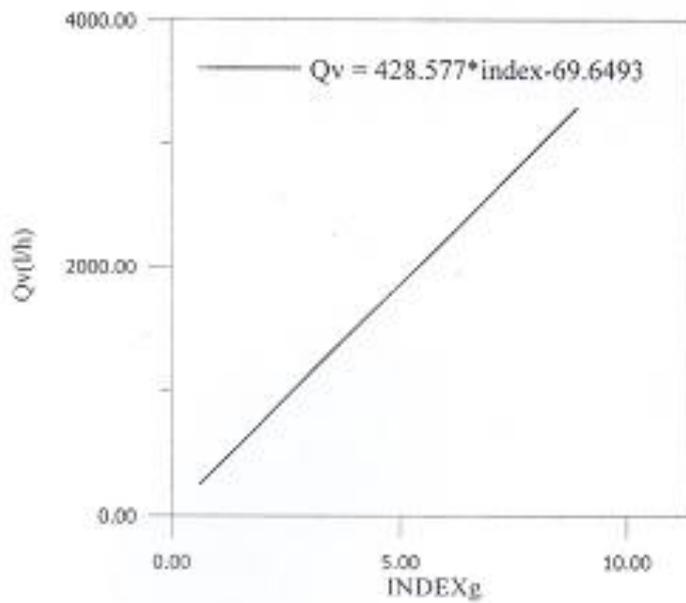
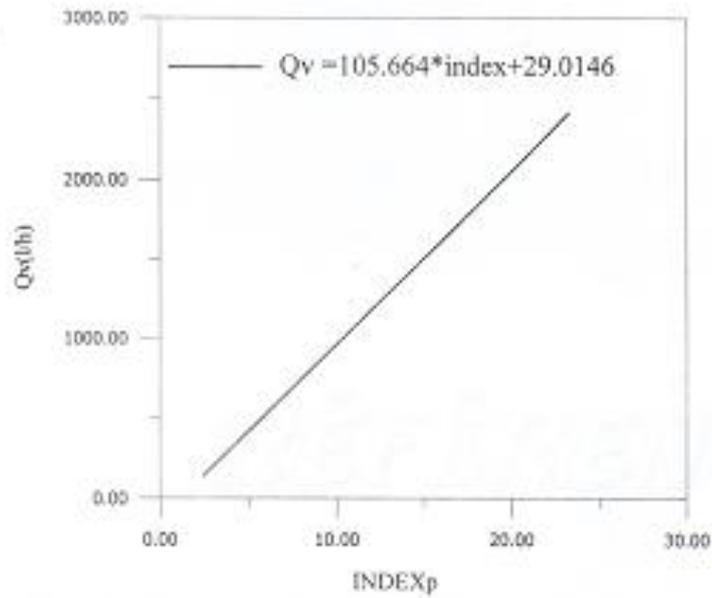


Figure A.2 : Courbe d'étalonnage du grand débitmètre

## ANNEXE B

Tableau B.1 : Calcul de l'échelle intégrale temporelle eulérienne par la méthode des trapèzes

Nom du fichier	$\int_0^{\infty} R_L(\tau) d\tau$	$\int_0^{\infty}  R_L  d\tau$	$\int_0^{\infty} t  R_L  d\tau$	$\frac{\int_0^{\infty} t  R_L  d\tau}{\int_0^{\infty}  R_L  d\tau}$
au8a3m	-0.0023	0.73	2.75	3.77
au8a4m	0.0342	0.32	1.21	3.78
au8a5m	0.023	0.24	1.04	4.33
au8a6m	0.0418	0.28	1.14	4.07
au8a7m	0.0136	0.33	1.41	4.27
au4a3m	-0.0256	0.5	2.12	4.24
au4a5m	0.0141	0.3	1.36	4.53
au4a7m	-0.0052	0.28	1.24	4.43
au4a8m	0.0103	0.2	0.8	4.00
au4a9m	0.0168	0.24	1.14	4.75
au4b10m	0.00077	0.25	1.06	4.24
au4a12m	-0.0117	0.29	1.37	4.72
au4a13m	0.0148	0.28	1.28	4.57
au24m	0.1409	0.61	2.24	3.67
au25m	-0.2099	1.59	9.03	5.68
au26m	-0.0071	1.34	5.73	4.28
au27m	0.0318	0.8	3.53	4.41
au28m	-0.0334	0.61	2.72	4.46
au29m	-0.0078	0.38	1.69	4.45

### ANNEXE C : Méthode de calcul du coefficient d'autocorrélation sous Matlab

Le coefficient d'autocorrélation de chaque détail de la décomposition multirésolution est calculé pour chaque condition opératoire. Le programme suivant est exécuté sous matlab :

- Décomposition du signal temporel S de 10240 évènements jusqu'au niveau N avec l'ondelette de Daubechies 5 :

```
[ c , l ] = wavedec ( S, N, 'db5' )
```

- Reconstruction du détail  $d_k$  :

```
dj = wrcoef ('d' , c , l , 'db5' , j)
```

- Calcul du coefficient d'autocorrélation :

```
Load dk
```

```
U=mean (dk) ;
```

```
For m = 1 : 500
```

```
For j = 1 : 500
```

```
X ( j ) = dk ( j ) - U * ( dk ( j + m - 1 ) - u);
```

```
End
```

```
A ( m ) =mean (x);
```

```
Ax = (1 /a(1)) * a;
```

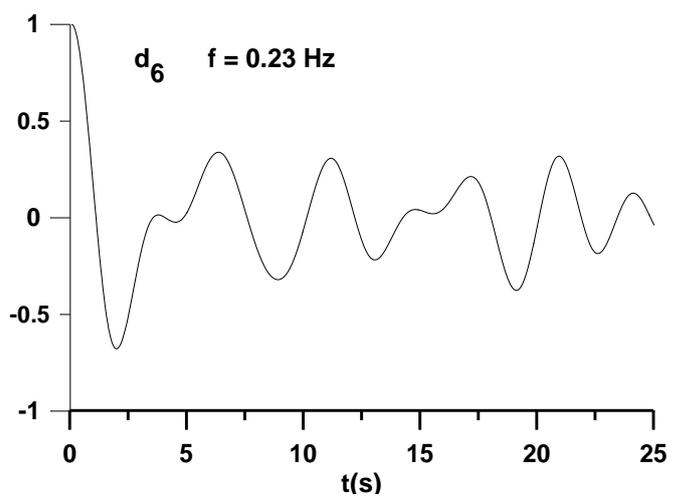
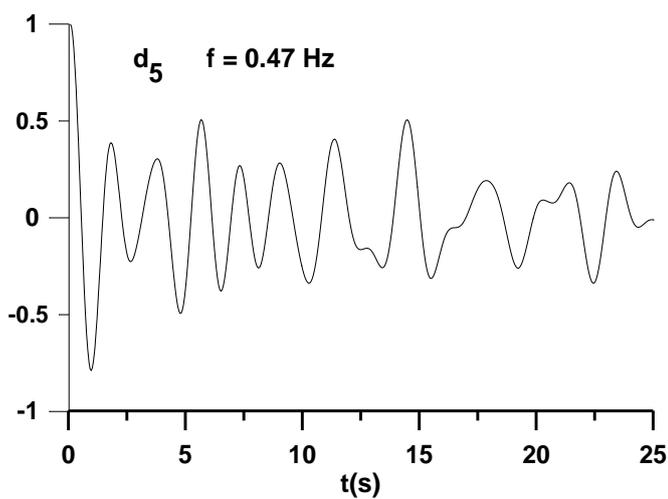
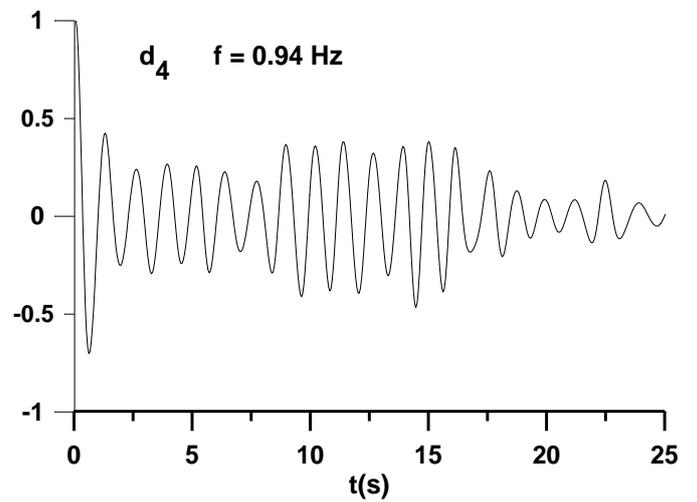
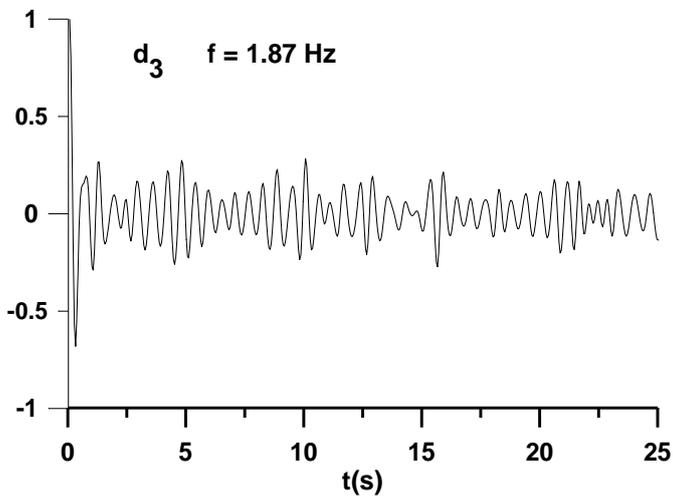
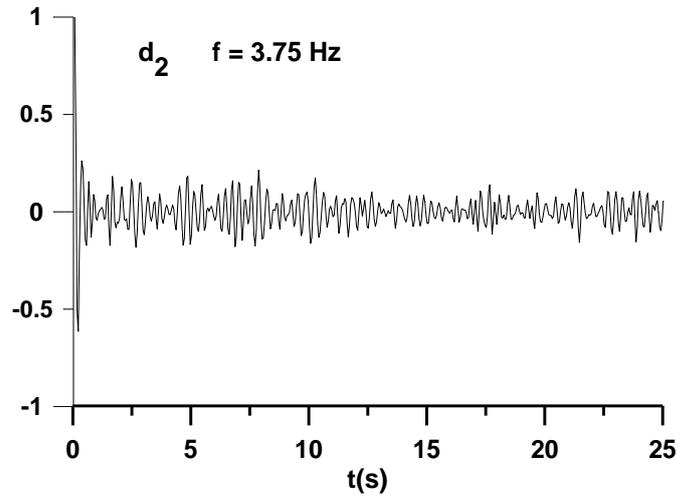
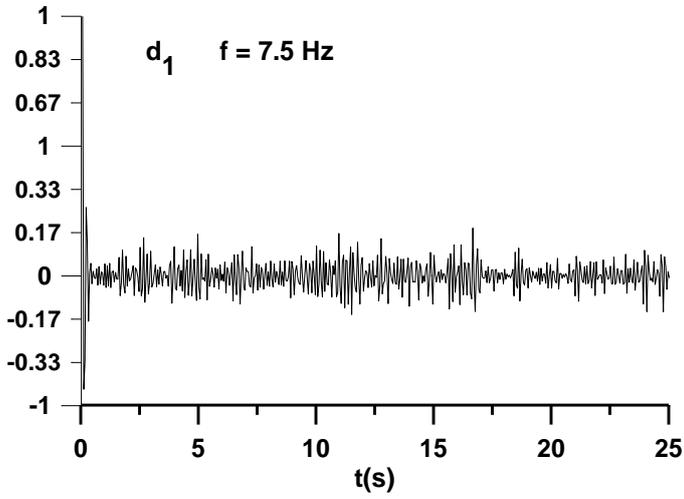
```
end
```

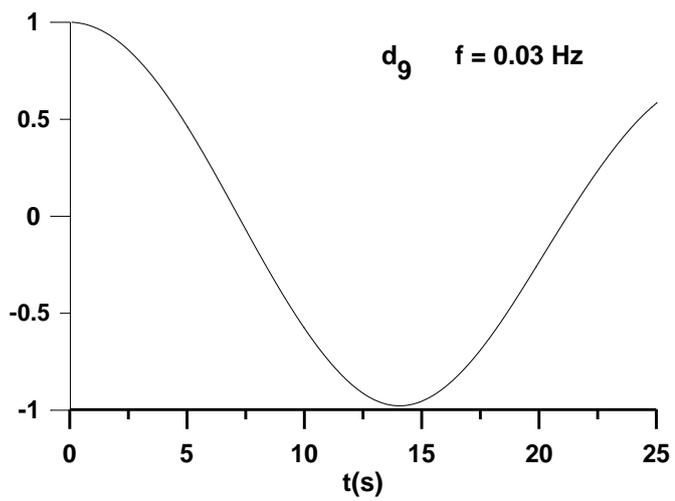
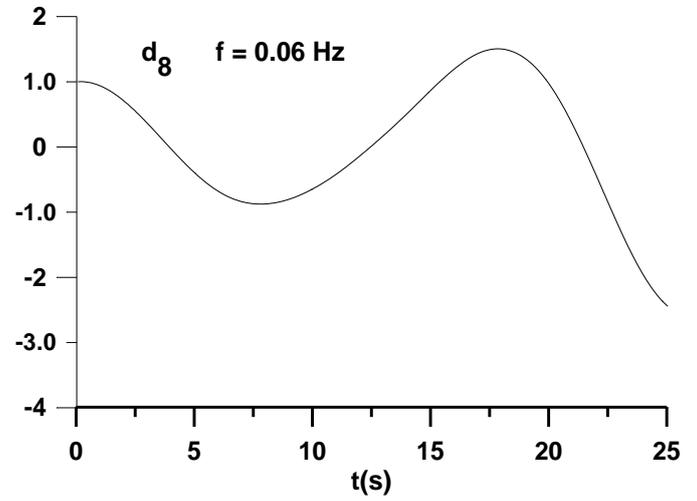
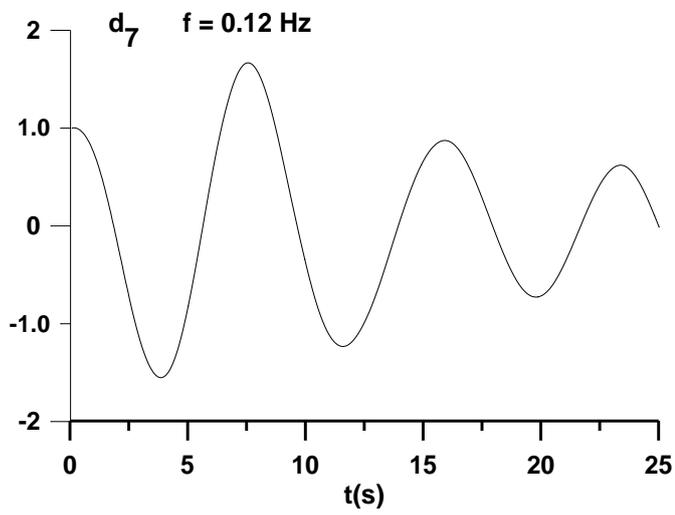
```
Ax =Ax';
```

```
save ('d:\ Ax ' , 'ax' , '-ascii');
```

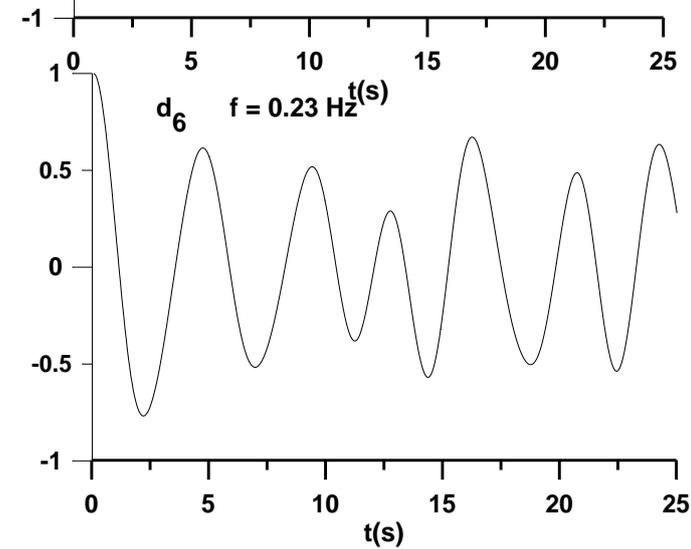
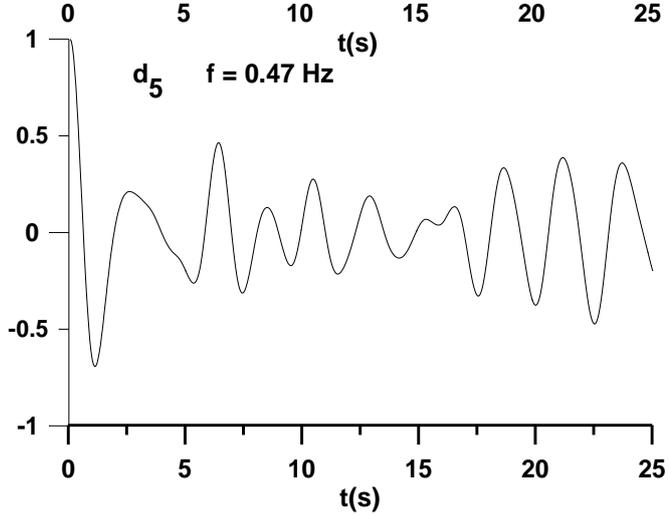
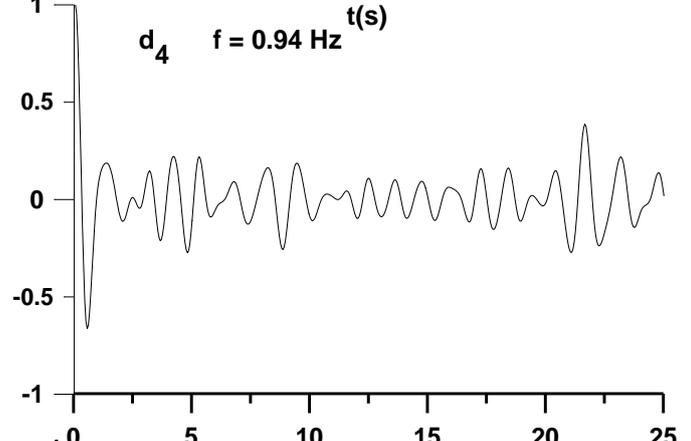
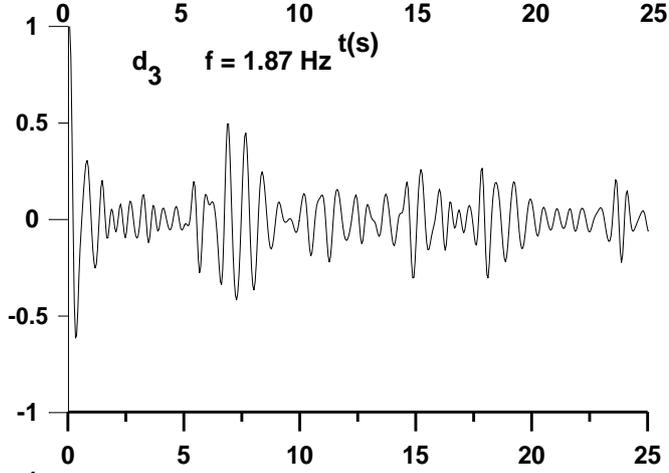
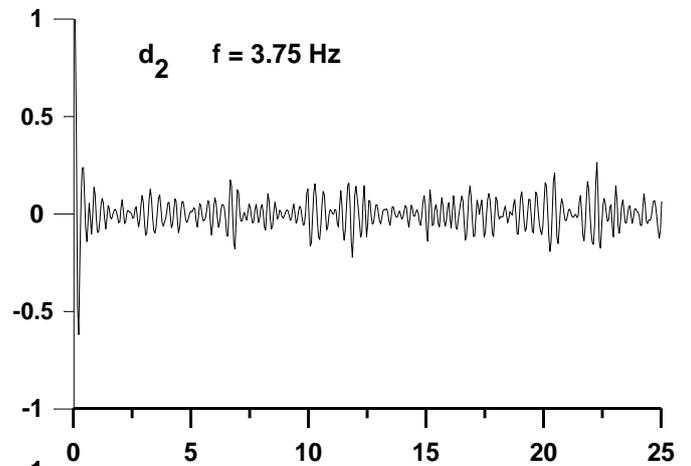
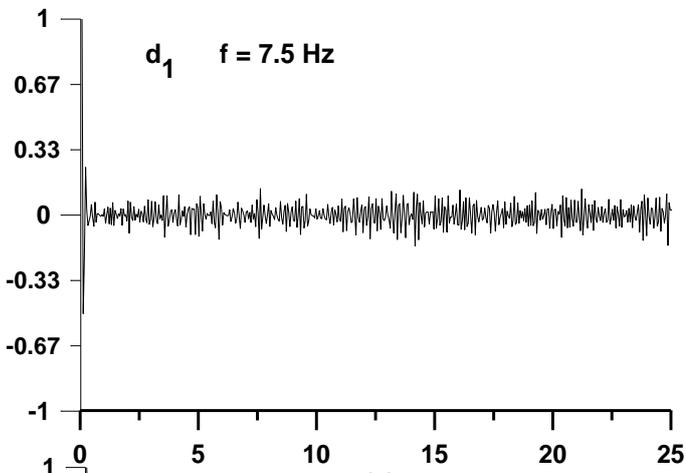
La dernière instruction de ce programme permet de tracer sous grapheur les courbes d'autocorrélation présentées ci-dessous.

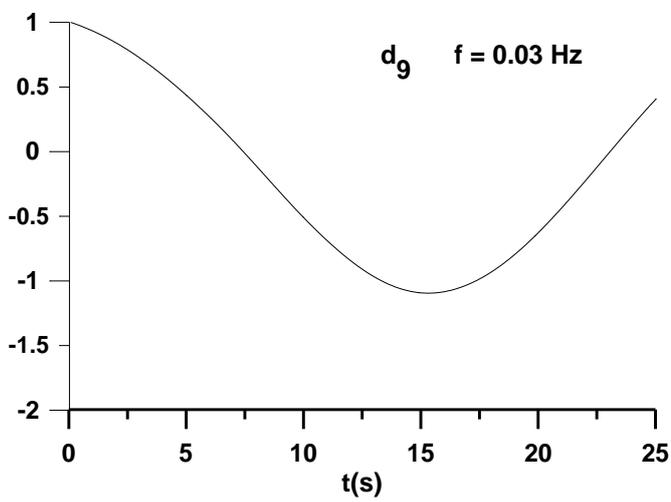
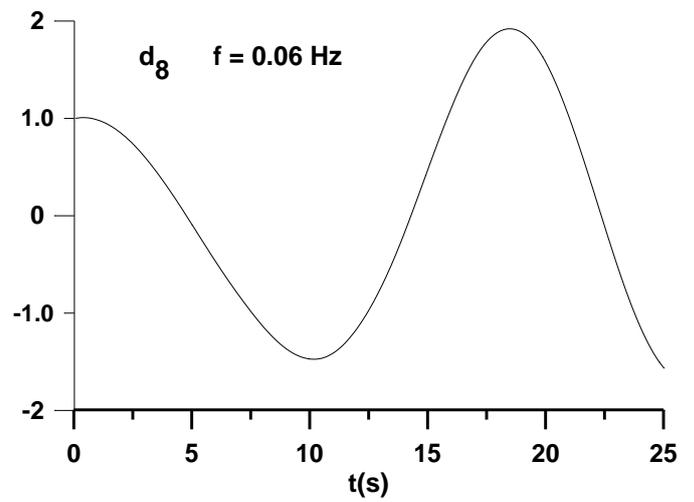
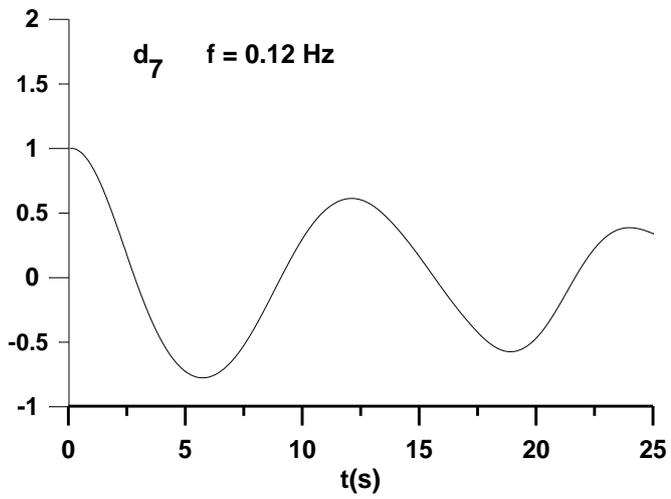
ANNEXE D : Exemple de détermination des fréquences des ondes de porosité



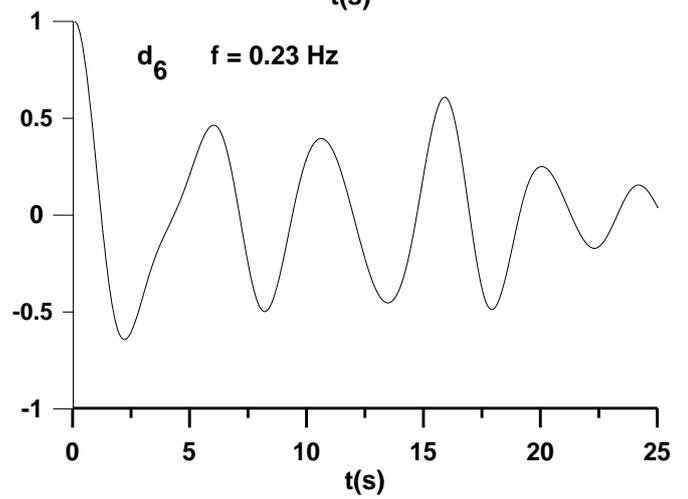
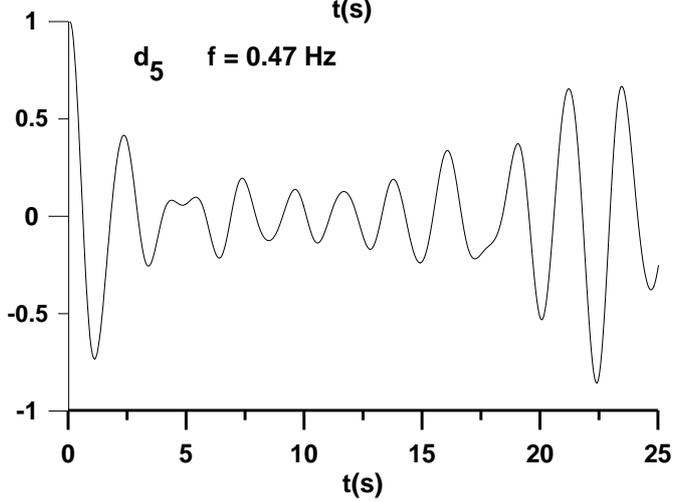
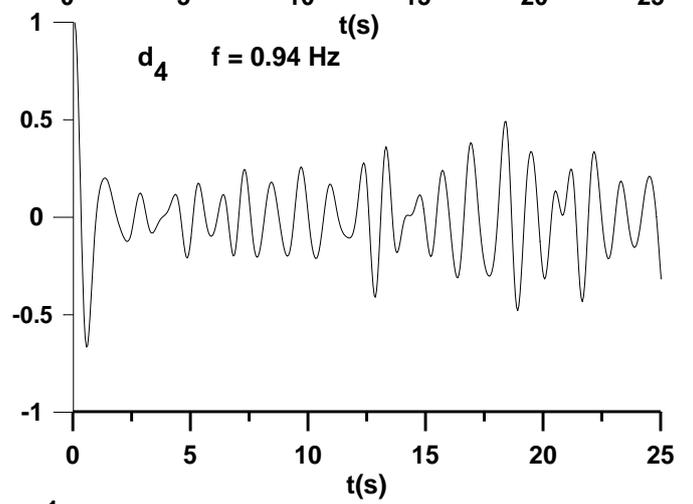
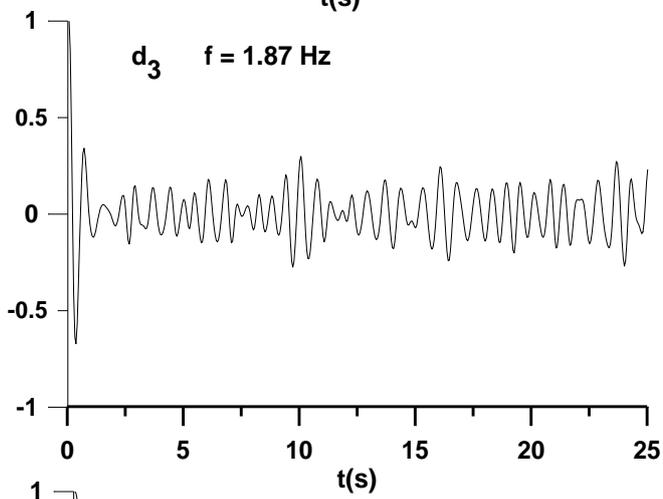
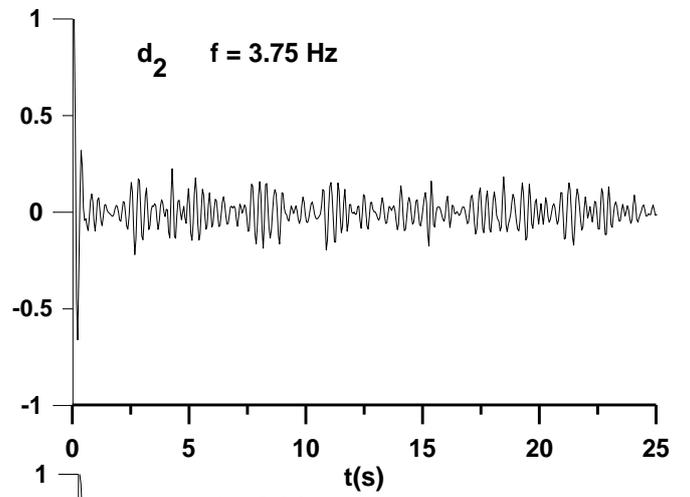
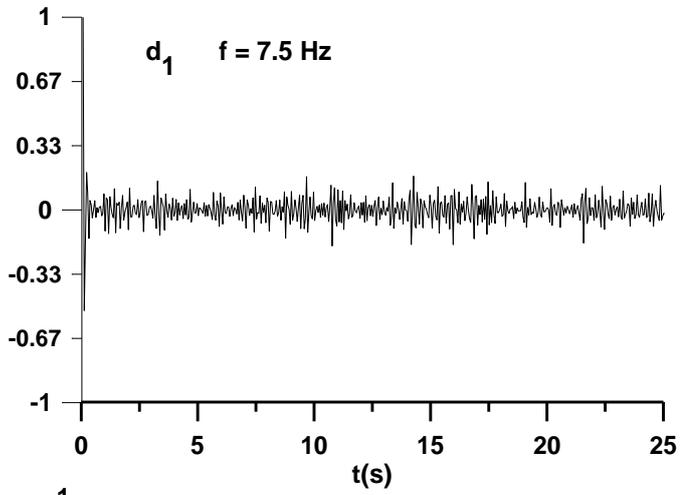


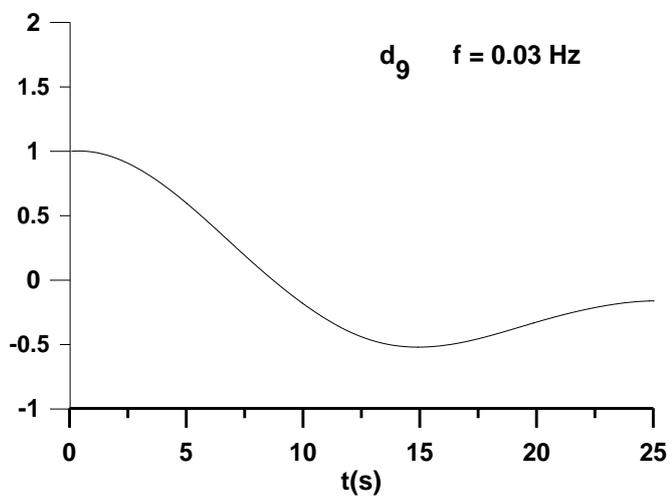
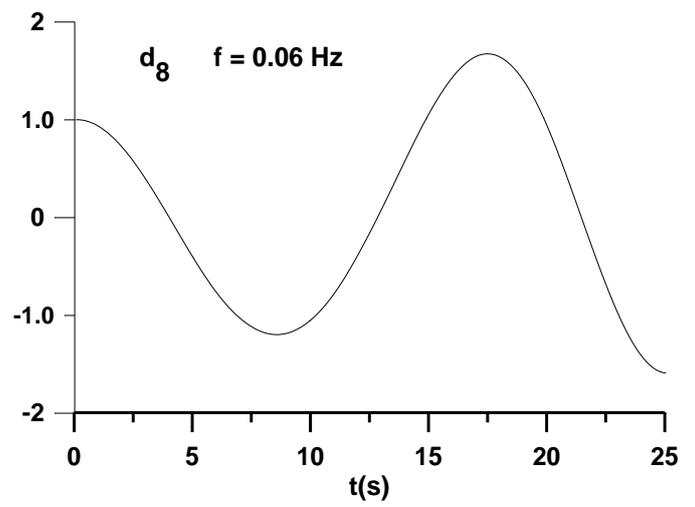
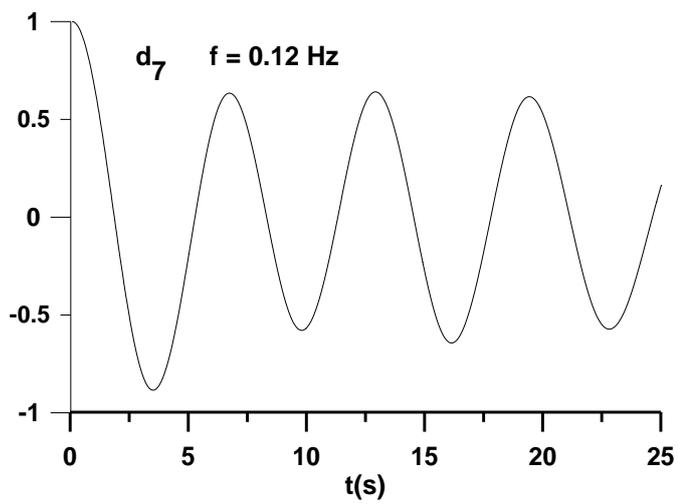
**Figure D.1 :  $d_p = 4$  mm,  $\varepsilon = 0.43$**





$d_p = 8$  mm,  $\varepsilon = 0.73$





$d_p = 2$  mm,  $\varepsilon = 0.6$

**Abstract :** The dynamic behaviour of the continuous phase in liquid solid fluidized bed is characterized through velocity measurements by laser anemometry at the top of the bed. The experiments were conducted using glass particles of 2, 4 and 8 mm diameter fluidized by water. The spectra analysis of the velocity time series has revealed a specific spectral dynamic of liquid fluidized bed for the higher frequency range which does neither follow strictly the Kolmogorov law nor a Brownian process power law. A time frequency-scale decomposition combined to an autocorrelation analysis of velocity signal was pertinent to capture the impact of porosity waves and cooperative movements of particles on the liquid phase dynamic, and to characterize these coherent structures by low frequency scales (below 1 Hz). The results compare well with the available data obtained directly from void propagation studies by light transmission techniques. Moreover, the high frequency scales have been found random and linked to the small scale movements of the particles. We have shown, when possible, the similarity of behaviour between the liquid and the dispersed phase dynamics through the comparison of some characteristics.

**Keywords:** *Liquid Fluidization ; Laser Doppler Anemometer ; Spectral Analysis ; Wavelet ; Axial Dispersion*

**Résumé :** L'analyse du mouvement de la phase continue à la sortie d'un lit fluidisé liquide-solide est effectuée par anémométrie laser. Les expériences sont menées en fluidisant des particules de verre de 2, 4 et 8 mm de diamètre par de l'eau. L'étude des spectres de puissance des séries temporelles de la vitesse révèle une dynamique spectrale spécifique du lit fluidisé dans la gamme des hautes fréquences, cette dynamique ne suit pas strictement la loi de Kolmogorov, ni celle du processus brownien. Une décomposition temps-fréquence combinée à une analyse d'autocorrélation du signal de vitesse a permis de montrer l'impact des ondes de porosité et des mouvements coopératifs des particules sur la dynamique de la phase liquide, ces structures cohérentes sont caractérisées par les basses fréquences (inférieures à 1 Hz). Ces résultats sont très comparables aux données de la littérature obtenues à partir de l'étude de la propagation des ondes de porosité par des techniques de transmission de la lumière. Par ailleurs, les échelles de haute fréquence sont aléatoires et liées aux mouvements de petite échelle des particules. Nous avons montré l'existence d'une forte similitude de comportement dynamique des deux phases dispersée et continue à travers la comparaison de certaines caractéristiques.

**Mot clés :** *Fluidisation Liquide ; Anémométrie Doppler à Laser ; Analyse spectrale ; Ondelettes ; Dispersion Axiale*

**المخلص:** يتم تحليل حركة الطور المستمر في مخرج الطبقة المميعة (صلب- سائل) بالليزر اللينيمومتري. التجارب تمت بتمبيع كريات زجاجية ذات نصف قطر 2 و 4 و 8 مم بواسطة الماء. إن تحليل طيف القدرة الزمنية لمتتاليات سرعة حركة السائل تكشف عن طيف تحريكي نوعي للطبقة المميعة و ذلك في مجال الدبديات الكبيرة. هذا القانون لا يتبع بالضبط قانون كولموقوروف و لا الطريقة البراونية. إن التحليل زمن-دبديات بالتناسق مع تحليل العلاقات المتبادلة لحركة السرعة يؤدي إلى إظهار فعل الموجات المسامية و الحركة التعاونية للكريات في تنشيط السائل (الطور المستمر). هذه الهياكل المتماثلة تتميز بدبديات ضعيفة (اصغر من 1 Hz). النتائج المحصلة قابلة للمقارنة بالمعطيات المكتسبة في الدراسات السابقة ابتداء من دراسة انتشار المسامات بتقنيات انتشار الضوء. من جهة أخرى سلمت الدبديات الكبيرة عشوائية و متعلقة بحركات السلم الصغير للكريات. أثبتنا في هذه الدراسة وجود تشابه كبير في السلوك الحركي للطورين المنتشر (الصلب) و المستمر (السائل) و ذلك عقب مقارنة بعض الخصائص.

**الكلمات الدالة** *الطبقة المميعة الليزر اللينيمومتري تحليل طيف القدرة الزمنية تحليل زمن-دبديات التشتت المحوري*

