

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique

Département Génie Mécanique



Projet de fin d'études

Réalisé par :

MENDAS Abdelkader

Thème :

***Etude expérimentale et développement
numérique de la dynamique du mélange gaz-
particules dans les colonnes à lit fluidisé circulant***

Proposé et suivi par :

Dr. Bouzid BENKOUSSAS

Dr. A. BOUHDIJAR

MC (A)

DR

ENP

CDER

En collaboration avec :

Dr. Hervé BOURNOT

Pr. Philippe BOURNOT

MC

Prof émérite

UMR 6595 IUSTI, EPU, Marseille

Université de la Méditerranée Marseille

Année universitaire 2010-2011

Dédicaces

A mes parents,

Ma sœur,

Ma tante et son mari,

Mon ami Walid

Mes chers amis et ceux qui suivront...

Je dédie ce travail

Remerciements

Ce travail s'est déroulé au laboratoire de l'IUSTI dans l'équipe « transfert de chaleur et de masse » en collaboration avec l'équipe « thermo fluide » du département Génie Mécanique de l'Ecole Nationale Polytechnique. J'aimerais remercier tous ceux qui m'ont aidé à mener à bien mon projet de fin d'étude d'ingénieur de près ou de loin.

J'exprime toute ma gratitude à mes encadreurs Messieurs Bouzid BENKOUSSAS et Amor BOUH DJAR qui m'ont offert l'opportunité de valider mon PFE dans le laboratoire IUSTI et qui m'ont suivi tout au long de ma période de travail, et qui m'ont beaucoup aidé avec leurs conseils précieux, et aussi à Monsieur Hervé BOURNOT qui m'a ouvert les portes du laboratoire et m'a muni de tous les éléments nécessaires pour réaliser des expériences en me laissant le libre choix d'orienter mon travail.

Je tiens aussi à remercier mon tuteur le Professeur Philippe BOURNOT de m'avoir accueilli et m'installer, et d'être présent pour répondre à mes préoccupations durant mon séjour en France.

Je remercie mes chers professeurs de l'Ecole Nationale Polytechnique qui m'ont appris le bagage nécessaire que doit avoir un ingénieur polytechnicien et qui ont accompli leur noble mission de former des gens capable de relever les défis dans des domaines polyvalents.

Je suis également très honoré de la participation des professeurs, Salah LARBI, Mohamed BOUBAKEUR à mon jury de thèse.

إن تقنية التمييع أو المهد المميع الدوري أصبحت شائعة الاستعمال اليوم و هذا في شتى المجالات و الميادين الصناعية مثل تكرير البترول، احتراق الفحم و معالجة النفايات المنزلية و غيرها، لذا أصبح من الضروري على المهندسين و العلماء المتخصصين في هذا المجال البحث لتطوير هذه التقنية و فهمها أكثر فأكثر بغرض استعمالها على أحسن وجه لما تحمله من صعوبات في الفهم و التحكم.

في هذا الإطار تدرج دراستنا، حيث قمنا بإجراء تجارب في المخبر على نموذج مصغر لعمود تمييع يعمل من دون تأثير حراري، و استعملنا تقنية الليزر لقياس سرعة جزيئات الزجاج الدقيقة المنتدفة في الهواء، و الهدف من هذا هو ايجاد تفسير لظاهرة تزايد السرعة التي تظهر على التمثيل البياني للسرعة المتوسطة للجزيئات الصلبة. لقد قمنا أيضا بتقديم تحليل دقيق للنموذج الرياضي الموافق لهذا النوع من التدفقات ألا و هو نموذج أولر لسائلين. و لقد بينت النتائج أن مسارات الغاز الاختيارية هي السبب الرئيسي حيث أنه يمنح سرعة لجزيئات دون الأخرى. كلمات مفتاحية: قياس السرعة بالليزر، المهد المميع الدوري، التمييع، التدفق متعدد المراحل.

Résumé

L'amélioration des performances des installations industrielles utilisant la technique du lit fluidisé est indispensable à l'heure actuelle, notamment dans les raffineries de pétrole, les incinérateurs et dans les centrales thermiques à charbon. Le comportement hydrodynamique de la phase solide dans les colonnes à lit fluidisé est très compliqué et sa maîtrise et sa compréhension sont incomplètes et incompréhensives et le problème de survitesse qui apparaît sur le profil de vitesse moyenne des particules représente jusqu'à nos jours une énigme et a besoin d'investigation.

C'est dans ce cadre que s'inscrit cette étude qui a été faite sur deux volés, dans un premier temps, nous avons réalisé des expériences au laboratoire sur une maquette réduite en boucle froide (sans effet thermique) afin d'observer les évolutions temporelle et spatiale du profil de vitesse des particules et d'essayer de mettre en évidence le phénomène de survitesse qui apparaît sur le profil moyen de la vitesse, ensuite, nous avons présenté d'une façon détaillée le modèle numérique eulérien appliqué à ce type d'écoulement.

D'après nos résultats et nos observations, nous avons suggéré comme explication à ce phénomène que le gaz semble avoir des passages préférentiels mettant certaines particules en survitesse par rapport à d'autres.

Mots clés : fluidisation, régimes de fluidisation, écoulement multiphasiques, lit fluidisé, ALD.

Abstract

The technology of fluidization is a field which still is open to scientific research and development because of its limitless comprehension and difficulties encountered in lot of industrial applications, especially in oil boiling, coal combustor and incinerators.

The present study enters in this scope where we tried to find an interpretation for the phenomenon of over-speed observed on the mean-space velocity profile of particles suspended in column riser.

Sums of experiments have been carried out in laboratory in a cold loop (without thermal effect), results and interpretations relating to the subject are given in this document and a mathematical development of the two fluid model (EULERIAN) is presented in detail.

According to our results and observations, we suggested that the hypothesis of gas bypassing is the closest because of its correlation with the gas dynamics theory.

Key words: fluidization, circulating fluidized bed, LDV, multiphasic flow.

Table des matières

Dédicaces	
Remerciements	
Nomenclature	
Introduction générale.....	1
Historique	3
Application en industrie	3
Chapitre 1	5
GENERALITES.....	5
1. Considérations générales.....	6
1.1. Grandeurs physiques.....	6
1.2. Lois physiques	6
2. La fluidisation	7
2.1. Définition	7
2.2. Propriétés intrinsèques	8
2.3. Classification des poudres (Geldart 1973).....	8
2.4. Technique de fluidisation.....	10
2.5. Régime de fluidisation	11
2.6. Le lit fluidisé circulant.....	15
Chapitre 2	17
REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	17
1. Introduction	18
2. Liste des travaux.....	18
3. Conclusion.....	21
Chapitre 3	22
TECHNIQUES DE MESURE APPLIQUEES EN MECANIQUE DES FLUIDES	22
1. Introduction	23
2. Description des différentes techniques utilisées.....	24
2.1. Vélocimétrie laser Doppler	24
2.2. Capteur de pression piézoélectrique	28
3. Conclusion.....	30
Chapitre 4.....	31
DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PROTOCOLE DE MESURE	31
1. Description du dispositif expérimental	32
1.1. La colonne de fluidisation :.....	32
1.2. Le cyclone	33
1.3. Distributeur	34
1.4. Dispositif de mise en circulation de l'air	34
1.5. Dispositif de recirculation des particules	34
2. Protocole de mesure	36
2.1. Caractéristiques des phases fluide et solide	36
2.2. Plan de mesure	36

Chapitre 5	37
ETUDE EXPERIMENTALE DE LA FLUIDISATION AIR-MICROBILLES DE VERRE DANS UNE COLONNE DE MAQUETTE REDUITE	37
1. Introduction	38
2. Comportement moyen de la phase solide.....	38
2.1. Vitesses totales axiales des particules.....	38
2.2. Vérification de la non-dépendance de la concavité à la hauteur.....	43
2.3. Etude de l'influence de la masse des particules sur le profil de vitesse moyenne.....	44
3. Séparation des particules suivant le sens.....	45
4. Comportement fluctuant de la phase solide	46
4.1. Mouvement fluctuant axiale	47
1. Discussions.....	48
1.1. Caractéristiques de la zone de survitesse et interprétations	52
1.2. Conclusion	53
Chapitre 6	54
DEVELOPPEMENT NUMERIQUE DU MODELE EULERIEN APPLIQUEE A LA FLUIDISATION	54
6.1. Classification des écoulements diphasiques.....	55
6.2. Classification des modèles d'écoulement diphasique :	55
6.3. Formulation du modèle à deux fluides :.....	56
6.3.1. Les équations locales instantanées	58
6.4. Technique générale de moyennage.....	61
6.4.1. Définitions	61
6.4.2. Dérivation des équations générales moyennées :	62
6.4.3. Equations de transport de masse et de quantité de mouvement moyennées :	63
6.4.4. Equations de Reynolds pondérées et moyennées	64
6.5. Lois de fermetures	66
6.5.1. Lois de comportements	67
6.5.2 Lois de transfert.....	70
6.6. Turbulence des écoulements diphasiques.....	74
6.6.1. Modèle de turbulence pour la phase gazeuse :	75
6.6.2. Modèle de turbulence pour la phase solide	76
Conclusion générale et perspectives	78
Références bibliographiques	80
Annexes	81

Figure 1 : Schéma de la centrale GARDANE utilisant le LFC pour la combustion du charbon	3
Figure 2 : Procédé FCC de British Petroleum.....	4
Figure 1. 1 : Forces agissant sur une particule en suspension.....	7
Figure 1.2 : Classification originale de Geldart 1973	9
Figure 1.3 : Classification de Geldart modifiée Yag 2007.....	10
Figure 1. 4 : Régimes de fluidisations, Kunii et Lenvenspiel 1991	13
Figure 1. 5 :L'évolution des fluctuations de pression dans un LFC avec la vitesse superficielle de gaz Ug. Bi et al. (2000)	14
Figure 1. 6 : Variations du temps de vidange de la colonne en fonction de la vitesse de gaz (Perales et al. 1991).....	15
Figure 1. 7 : Profil de débit de particules entraînées en fonction de la vitesse du gaz dans deux représentations semi-logarithmique et linéaire	16
Figure 3. 1 : Effet Doppler	24
Figure 3. 2 : Effet Doppler à deux incidences.....	25
Figure 3. 3 : Schématisation du Volume de mesure.....	26
Figure 3. 4 : Montage avec cellule de Bragg.....	27
Figure 3. 5 : Description de l'effet piézoélectrique	29
Figure 3. 6 : Capteur piézoélectrique SCX 05DN.....	29
Figure 4. 1 : Schématisation du dispositif expérimental	32
Figure 4. 2 : Cyclone	33
Figure 4. 3 : Vis d'Archimède	34
Figure 4. 4 : Maquette de LFC avec sonde de mesure optique	35
Figure 4. 5 : Dispositif de recirculation.....	35
Figure 4. 6 : Distribution en taille des particules de diamètre moyen de 85µm.....	36
Figure 5. 1 : Profils des vitesses axiales moyennes des particules. Distribution 1, dp=85µm.	39
Figure 5. 2 : Profils des vitesses axiales moyennes des particules. Distribution 2, dp=119µm.	41
Figure 5. 3 : Profils des vitesses axiales moyennes des particules. Distribution 3, dp156µm.	42
Figure 5. 4 : Profils des vitesses axiales moyennes des particules. Hs=50mm, dp=85µm.	43
Figure 5. 5 : Evolution du profil de la vitesse moyenne des particules. Hs=100mm, H=100cm	44
Figure 5. 6 : Evolution du profil de la vitesse partielle moyenne des particules ascendantes. Hs=50mm, dp=85µm	45
Figure 5. 7 : Evolution du profil de la vitesse partielle moyenne des particules descendantes. Hs=50mm, dp=85µm	46
Figure 5. 8 : Evolution temporelle de la vitesse des particules, Hs=50mm, dp=85µm.	47
Figure 5. 9 : Evolution des profils des écarts types de la vitesse axiale moyenne des particules. Distribution 1, H=100mm.	49
Figure 5. 10 : Evolution des profils des écarts types de la vitesse axiale moyenne des particules. Distribution 2, H=100mm.....	50
Figure 5. 11 : Evolution des profils des écarts types de la vitesse axiale moyenne des particules. Distribution 3, H=100mm.....	51
Figure 5. 12 Evolution de la concentration locale de la phase solide en fonction de la hauteur relative dans la colonne. VANDERMOOREL (1998).....	53

Figure 6. 1: Procédure générale de la formulation du modèle de deux fluides.....	57
Figure 6. 2 : Volume matériel fixe contenant deux phases avec une interface mobile.....	58
Figure 6. 3 : Volume V délimité par la surface S.....	58
Tableau 3. 1 Caractéristiques du système PDPA utilisé	30
Tableau 6. 1 : Différents régimes d'écoulement diphasique selon Ishii (1975)	56
Tableau 6. 2 Valeurs des paramètres pour les équations de bilans et conditions de saut	60
Tableau 6. 3 Valeurs propres à l'équation (6.58).....	70
Tableau 6. 4 Valeurs propres à l'équation (6.59).....	70

Nomenclature

Symbole	Désignation	Unité (SI)
Ar	Nombre d'Archimède	-
D	Diamètre de la colonne de fluidisation	m
d_p	Diamètre moyen des particules	μm
F_d	Fréquence Doppler	Hz
F	Vecteur force volumique	N
v	Vecteur vitesse du gaz ou de particule	m/s
$div (\nabla \cdot)$	Opérateur de divergence	(1/m)
$grad (\nabla)$	Opérateur gradient	(1/m)
G_s	Taux de solide en circulation	$\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$
g	Indice qui indique la phase gazeuse	-
H	Hauteur de la colonne	m
H_s	Hauteur statique du lit	mm
p	Indice qui indique la phase particulaire	-
$RMSV_{pax}$	Ecart types de vitesse axiale moyenne	m/s
U_g	Vitesse superficielle du gaz	m/s
U_c	Vitesse de transition qui correspond au maximum des écarts types de pression absolue	m/s
U_k	Vitesse du gaz au-delà de laquelle il n'y a plus de fluctuation de pression statique	m/s
U_{tr}	Vitesse de transport	m/s
V_{pax}	Vitesse axiale des particules	m/s
δ	Interfrange	mm
ρ_p	Masse volumique des particules	kg/m^3
ρ_f	Masse volumique du fluide	kg/m^3
λ	Longueur d'onde	nm
Γ ou Θ	Angle d'incidence en deux faisceaux laser	(°)

Introduction générale

L'être humain et toutes les espèces vivantes sur la terre sont aujourd'hui confrontées à un grand nombre de problèmes graves parmi eux, le changement climatique, l'épuisement des ressources naturelles et plus généralement la dégradation de notre planète. Ces problèmes et notamment le problème du réchauffement climatique est un souci majeur pour le monde entier et pour la communauté scientifique en particulier, son émergence est due essentiellement à l'augmentation de la température de la planète causée par les niveaux élevés de gaz à effet de serre produits par l'activité anthropique, ceci a suscité une prise de conscience mondiale qui a conduit et conduira à des décisions politiques et à des changements radicaux de nos comportements.

En parallèle, les scientifiques et les ingénieurs doivent aussi de leur côté, contribuer à la lutte contre ce fléau en améliorant les techniques utilisées en industrie et en créant de nouvelles méthodes innovantes à fin d'améliorer les performances et le rendement des systèmes industriels tout en réduisant leur impact sur l'environnement.

Inventé il y a bientôt un siècle, le réacteur à lit fluidisé reste une technique d'avenir qui permet déjà aujourd'hui l'amélioration de divers procédés dans de nombreux domaines, parmi eux, on peut citer :

- L'industrie chimique (gazéification du charbon, liquéfaction du charbon, craquage catalytique du pétrole, pétrochimie, chimie minérale, régénération des échangeurs d'ions,...) ;
- L'environnement (traitement des eaux urbaines, traitement des effluents industriels, incinération d'ordures ménagères,...) ;
- Production d'énergie (centrales thermiques à pétrole et charbon) ;
- Biotechnologies (production d'éthanol, immobilisation d'enzymes) ;
- Industrie pharmaceutique (production de médicaments, enrobage).

L'utilisation de combustibles fossiles dans un système de production d'énergie doit être considérée avec ses effets néfastes sur l'environnement. Alors que la consommation d'énergie dans le monde augmente progressivement, les gaz polluants dans l'atmosphère augmente aussi. Pour cette raison, il existe de nombreuses études dans la littérature qui ont été menées sur l'utilisation du charbon dans la production d'énergie pour satisfaire la demande croissante d'énergie ainsi que de minimiser la pollution de l'environnement. Une technologie appropriée doit être employée pour éviter la production de polluants et d'autres problèmes tout en maximisant l'efficacité des processus.

En effet, la technologie LFC appliquée à la combustion assure un brassage intense du gaz et du combustible favorisant les transferts de chaleur. on injecte du calcaire en faible quantité dans le foyer pour capter le dioxyde de soufre, on peut ainsi, réaliser le désulfurage à un rendement près de 99%, on peut aussi contrôler en continu la température du foyer aux alentours de 850°C à l'aide des injections d'air associé au refroidissement extérieur du foyer par des échangeurs pariétaux ce qui limite les rejets des NOx. Les chaudières à lit fluidisé circulant constituent ainsi une technologie récente et robuste de production de chaleur et d'électricité.

Malgré cela, le comportement hydrodynamique de la phase solide dans les LFC est très compliqué et sa compréhension et sa maîtrise restent jusqu'à nos jours incomplètes, ce qui laisse le sujet ouvert à la recherche pour les scientifiques et des ingénieurs.

Notre étude s'intéresse à la dynamique du mélange diphasique dans une boucle froide et vise à conforter des observations expérimentales récentes et à déterminer l'origine de certains phénomènes particuliers dans la plage d'écoulement turbulent, nous nous sommes intéressés tout particulièrement à l'apparition du phénomène de « survitesses » sur les profils de vitesse des particules dans la zone dilué du mélange, dont l'origine est encore inconnue. Nous avons essayé de comprendre l'influence de la forme de la colonne (effet 3D) sur les résultats obtenus.

Le présent document résume le travail qui a été fait dans la plateforme du laboratoire IUSTI UMR 6595 sur des particules de diamètres différents, pour essayer de résoudre la problématique.

Tout d'abord, des généralités ont été données dans le premier chapitre, qui sont des définitions des lois physiques qui gouvernent le procédés de fluidisation, ensuite, une revue bibliographique sur les travaux antérieurs qui ont été fait sur la même plateforme et dans d'autres laboratoire, est citée dans le deuxième chapitre à fin de présenter au mieux la problématique et montrer l'intérêt de cette étude.

Le chapitre suivant concerne les techniques de mesure universelles utilisées dans le domaine de la mécanique des fluides pour mesurer les grandeurs importantes telles que la vitesse et la pression, après, dans le 4^{ème} chapitre, nous avons présenté la maquette du lit fluidisé circulant sur laquelle nous avons fait notre étude, ainsi que les auxiliaires.

Dans le chapitre 5, nous avons présenté les résultats obtenus et les interprétations et les conclusions faites à l'issue de ces expériences. Et enfin, nous avons présenté un développement mathématique du modèle de deux fluides ou eulérien qui modélise ce type d'écoulement avec à la fin une conclusion générale.

Une autre technique utilisant la technologie du LFC est le craquage catalytique du pétrole (FCC Fluid Catalytic Cracking), cette technique consiste à traiter le pétrole brut et à en extraire des hydrocarbures légers tels que les essences, le gaz etc...

La figure 2 montre le procédé utilisé par British Petroleum.

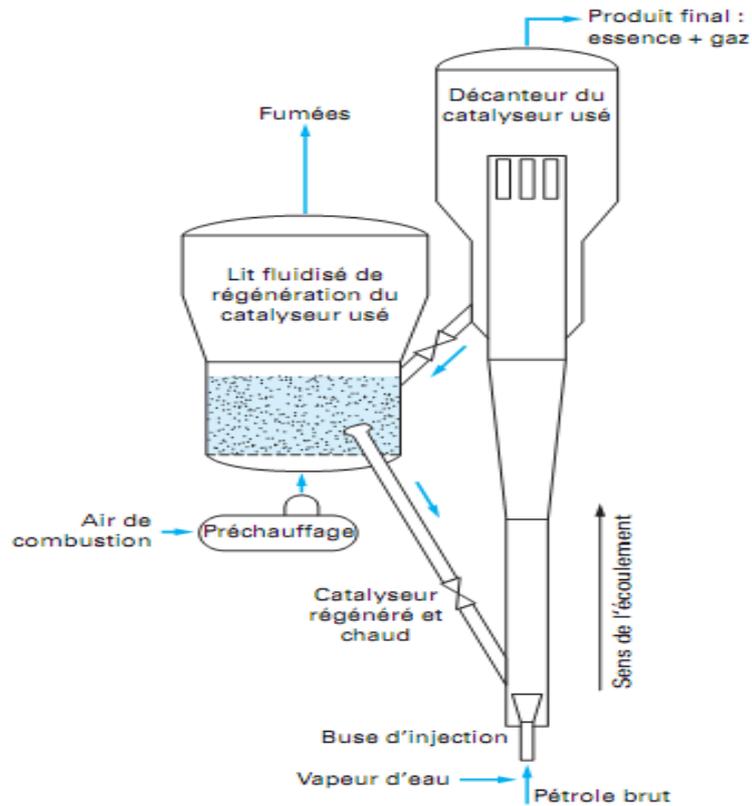


Figure 2 : Procédé FCC de British Petroleum

Chapitre 1

GENERALITES

1. Considérations générales

1.1. Grandeurs physiques

Les grandeurs physiques, représentatives des solides divisés mono-dispersés, sont essentiellement leur masse volumique ρ_s , et leur diamètre d_p , mais l'expérience montre que la forme des particules n'est pas parfaitement sphérique, d_p est alors, le diamètre d'une sphère qui a le même volume que la particule, on définit alors un facteur de forme Φ_s , défini comme le rapport entre la surface d'une sphère de même volume que la particule, à sa surface extérieure $\Phi_s \leq 1$, soit:

$$\Phi_s = \frac{\pi d_p^2}{S_p} \quad (1.1)$$

La porosité ε , ou le taux de vide d'un empilement de particules, est le rapport entre le volume de vide et le volume totale du lit particulaire, il est défini comme suit:

$$\varepsilon = 1 - \frac{V_s}{V} \quad (1.2)$$

Où :

V_s : volume du solide

V : volume totale

Ainsi, ε exprime la fraction du vide interstitiel dans le lit. Dans un lit fixe de particules sphériques, on a dans la pratique $0,35 \leq \varepsilon \leq 0,45$

Par complémentarité, on définit le taux de solide comme étant la fraction de volume occupé par les particules solides, il est donné par la relation:

$$\Phi = 1 - \varepsilon \quad (1.3)$$

1.2. Lois physiques

1.2.1. Bilan de forces appliquées à une particule suspendue en régime stationnaire

Soit une particule au milieu d'un fluide en écoulement ascendant. Selon Di Felice [3], les forces qui régissent la dynamique de la particule en régime permanent sont comme suit :

$$V_p \rho_p g + F_{tr} - V_p \nabla P = 0 \quad (1.4)$$

Le premier terme à gauche représente le poids de la particule, le deuxième terme est la force de trainée appliqué par le fluide sur la particule due aux frottements visqueux tandis que le dernier terme à droite représente la force de levage due au gradient de pression du mélange homogène.

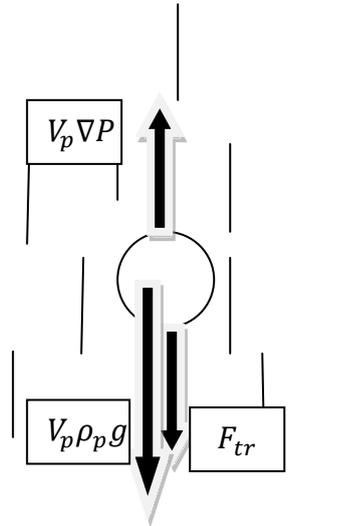


Figure 1. 1 : Forces agissant sur une particule en suspension

1.2.2. Chute libre d'une particule dans un fluide

Lorsqu'une bille est en chute libre dans un fluide elle atteint une vitesse limite U_t^∞ appelée vitesse terminale de chute libre, dont la valeur dépend de la viscosité du fluide. Cette vitesse est donnée par la relation :

$$U_t^\infty = \frac{2r^2g}{9\mu} (\rho_p - \rho_f) \quad (1.5)$$

Où r est le rayon de la bille, g l'accélération de la pesanteur et ρ_p et ρ_f sont respectivement les masses volumiques de la particule et du fluide.

2. La fluidisation

2.1. Définition

La fluidisation consiste à faire passer une phase fluide (très souvent un gaz) à travers un amas (lit) de particules de masses volumiques non négligeables, supportées par une grille, pour les mettre en suspension. Le terme fluidisation vient du fait que la suspension gaz/solide est amenée dans un état semblable à celui des fluides. Par exemple, si l'on inclinait le lit fluidisé, la surface de la suspension reste horizontale et ne suivrait pas le mouvement 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. Cet état est dû au fait que les forces de frottement particule/particule sont généralement négligeables (sauf pour le cas des poudres cohésives) bien que les particules soient relativement libres de leurs mouvements.

2.2. Propriétés intrinsèques

Lorsque la taille des particules diminue, les forces de contact inter-particulaire, ou particule-paroi, deviennent importantes par rapport aux forces extérieures, essentiellement de gravité. Ces forces sont à l'origine de la cohésion ou de l'adhérence des matériaux, modifiant ainsi leurs propriétés d'écoulement. Elles peuvent être attractives, de type Van der Waals ou de type électrostatique.

L'hygroscopie du solide divisé, c'est-à-dire son aptitude à fixer l'humidité, influe également sur la cohésion d'un empilement de particules. Des ponts liquides peuvent se développer aux points de contact solide-solide, soit à partir de l'eau libre présente à la surface des grains humides, soit par condensation capillaire.

Compte tenu des fortes différences de masse volumique qui existent entre les solides divisés et les gaz, il est souvent difficile d'obtenir un lit fluidisé homogène.

2.3. Classification des poudres (Geldart 1973)

Les phénomènes observés lors de la fluidisation des systèmes gaz-particules dépendent beaucoup du type de poudre utilisée. Geldart a été le premier à classifier le comportement des particules fluidisées par gaz en quatre (4) parties identifiables (groupe A, B, C et D) caractérisés par la différence de densité entre les particules et le milieu fluide ($\rho_p - \rho_f$), et par le diamètre des particules d_p .

- Catégorie A : regroupe les solides divisés de faible diamètre moyen ($< 50 \mu\text{m}$) et/ou de faible masse volumique ($< 1400 \text{ kg/m}^3$) : par exemple, des catalyseurs de cracking. Ces poudres s'expandent fortement et la vitesse du gaz, correspondant à l'apparition de bulles, y est supérieure à la vitesse minimale de fluidisation, de sorte qu'ils peuvent être fluidisés de manière homogène, ou particulaire. Après l'apparition de bullage, à débit gazeux croissant, on passe en régime de fluidisation hétérogène, ou agrégative, le milieu étant alors traversé de bulles de petite dimension ($< 4 \text{ cm}$), entraînant une agitation du milieu de type convective.

- La catégorie B : regroupe la majeure partie des solides fluidisables, de type sableux, de diamètre appartenant à l'intervalle : $40 \mu\text{m} < d_p < 500 \mu\text{m}$, et de masse volumique dans la gamme : $1400 \text{ kg/m}^3 < \rho_s < 4000 \text{ kg/m}^3$. Ce type de solide divisé fluidise de manière hétérogène dès la vitesse minimale de fluidisation, et l'expansion du lit est limitée, avec peu de convection des solides, leur agitation étant alors liée au mouvement ascendant des bulles qui coalescent entre elles, avant de venir éclater à la surface du lit.

- La catégorie C : est constituée de particules fines ($d_p < 30 \mu\text{m}$) et cohésives, qui fluidisent très difficilement. Elles sont le siège de pistonage dans les lits de petite section droite ou de « Renardage », dans les lits de grande section. Les forces interparticulaires y sont de même ordre de grandeur que les forces de traînée gaz-particule. Ces forces d'interaction de surface sont de type attractives (Van der Waals, électrostatique) ou mécaniques (ponts solides, ponts liquides).

- Enfin, la catégorie D : concerne les grosses particules ($d_p > 500 \mu\text{m}$) et/ou celles de masse volumique élevée, formant des poudres granuleuses. Leur vitesse minimale de fluidisation est élevée, et le courant gazeux y pénètre sous forme de jets (lit geyser / *spouted bed*), avec explosion de bulles en surface haute du lit.

Avec l'augmentation de la vitesse du gaz, les particules atteignent, quel que soit leur groupe, un régime de fluidisation turbulente, puis, à vitesse croissante, un régime de fluidisation rapide, suivi d'un régime de transport pneumatique.

La classification de Geldart (figure 1.2) est, depuis sa parution, la référence pour délimiter les types de fluidisation par gaz.

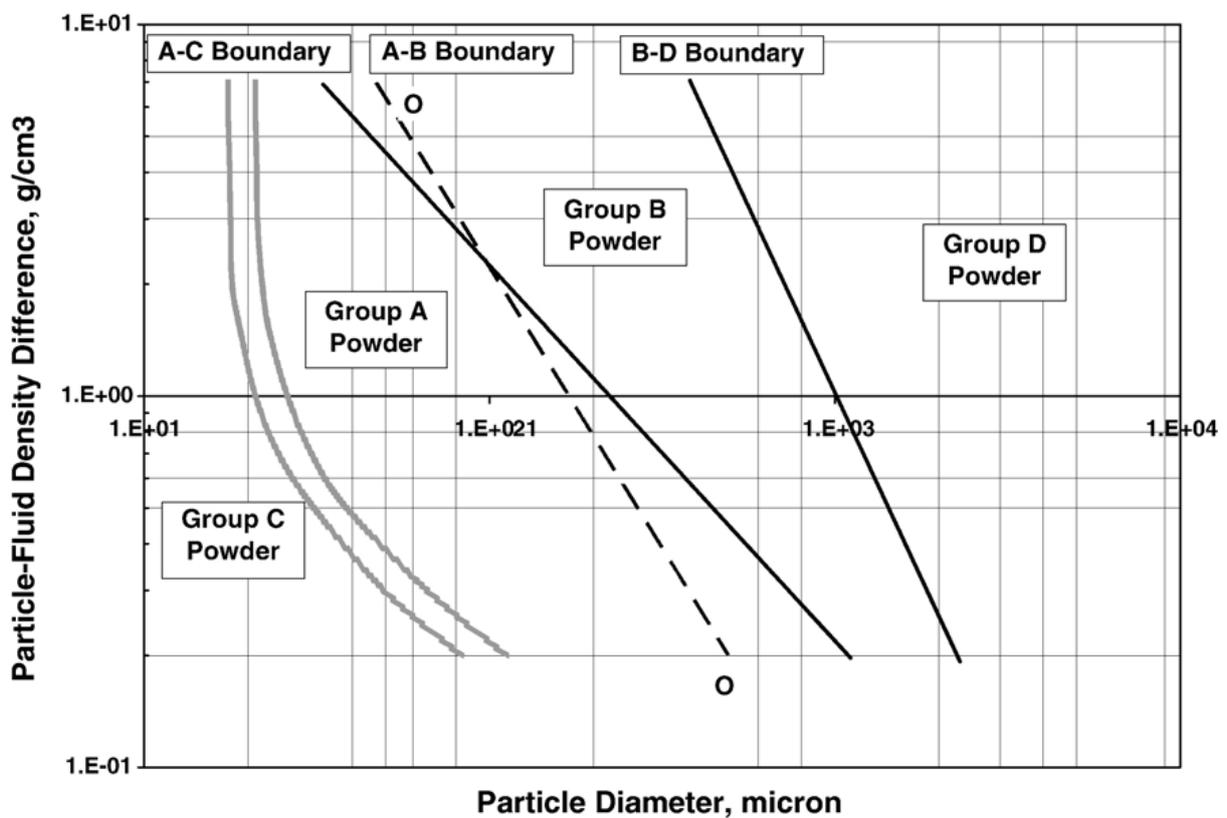


Figure 1.2 : Classification originale de Geldart 1973

Pour développer sa classification, Geldart a employé les données de fluidisation obtenues aux conditions ambiantes de température et de pression, avec de l'air. Mais malheureusement, les applications industrielles de la technologie des lits fluidisés sont, invariablement, à des niveaux élevés de température et de pression et avec des gaz de fluidisation autres que l'air.

En 2007 Yang propose une modification de la classification originale de Geldart en substituant les paramètres originaux de traçage par le rapport de densité $(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f})$ en fonction du nombre d'Archimède, A_r , comme montrée sur la figure 1.3.

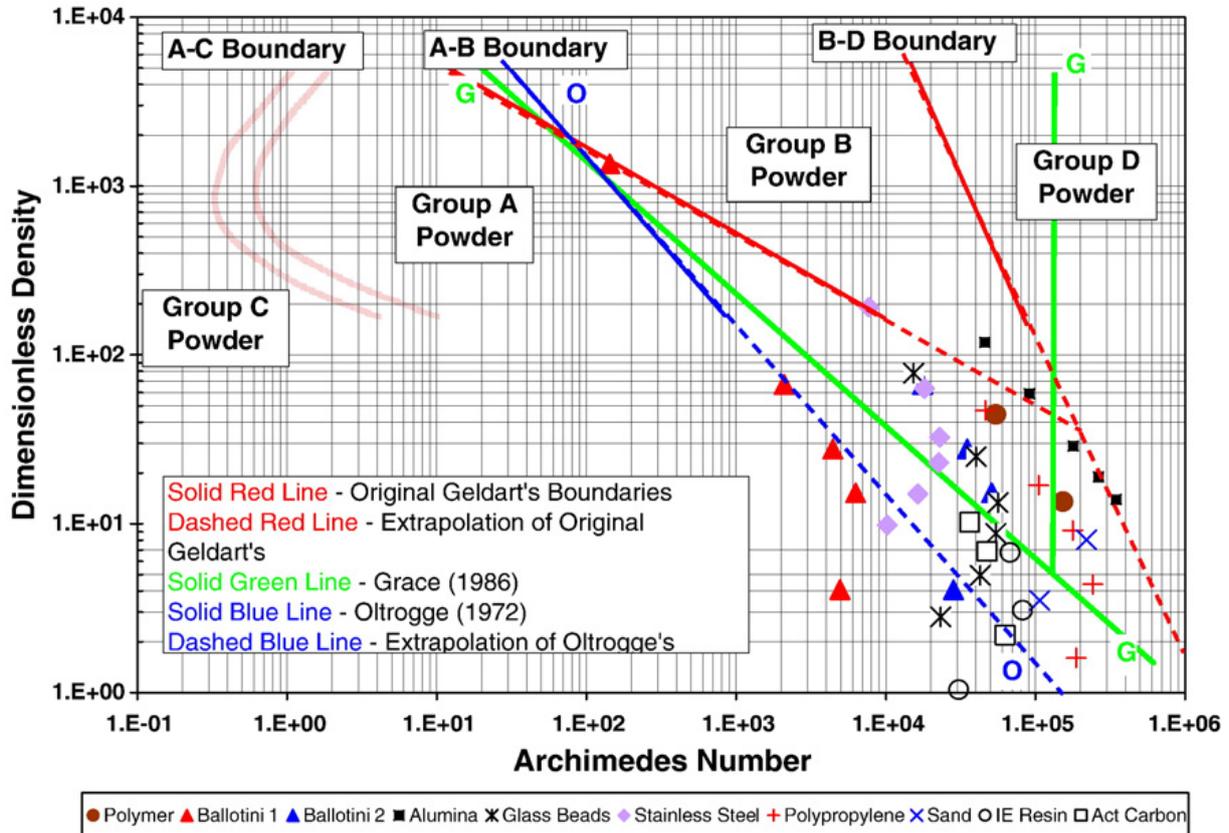


Figure 1.3 : Classification de Geldart modifiée Yag 2007

2.4. Technique de fluidisation

L'opération de fluidisation passe par les étapes suivantes :

Tout d'abord on définit la hauteur statique H_s du lit que l'on veut fluidiser, ensuite on calcule la masse des particules solides correspondante à l'aide de la relation suivante :

$$M = V \cdot \varepsilon \cdot \rho \quad (1.6)$$

Où :

V : le volume que les particules auraient occupé si elles étaient parfaitement entassées.

Pour une colonne cylindrique $V = H_s \cdot \pi \cdot R^2$ [m^3] R : rayon de la colonne

Pour une colonne carrée $V = H_s \cdot l^2$ [m^3] l : arête de la colonne

ε : porosité du volume en général comprise entre 0,35 et 0,45

ρ : masse volumique des particules solides en (Kg/m^3).

Une fois ces paramètres définis, on met les particules dans la colonne et qui seront supportées sur une plaque poreuse qui laisse passer le gaz dans le sens ascendant et empêche les particules de fuir le foyer dans le sens contraire.

La dernière étape consiste en la mise en suspension des particules en créant un écoulement de gaz ascendant soit par aspiration en haut ou par soufflage en bas.

2.5. Régime de fluidisation

2.5.1. Description

Partant d'une couche de particules au repos sur une plaque poreuse en bas d'une colonne de fluidisation, et laissant passer un courant de gaz ascendant, on observera les phénomènes décrits ci-dessous (figure 1.4) :

Le passage du courant au travers de cette plaque poreuse va exercer sur les particules une force qui augmente en fonction du débit, ainsi, le comportement des particules solides va changer en fonction de la vitesse du gaz.

Pour un faible débit, les particules restent immobiles, le gaz s'infiltré dans les interstices sans changer l'état des particules, c'est le régime du lit fixe. Une augmentation de la vitesse engendre le déplacement de quelques particules (les plus légères), certaines d'entre elles vibrent, et une légère expansion du lit est observée.

En augmentant toujours la vitesse du gaz, un régime d'écoulement est atteint où toutes les particules sont suspendues sous l'action du flux gazeux, en effet, les forces exercées par le gaz vont compenser le poids des particules, c'est le seuil du minimum de fluidisation, la vitesse correspondante se note U_{mf} .

Elle est calculable au moyen de corrélations, Wen et Yu [4] proposent une corrélation basée sur des résultats expérimentaux:

$$24,5 Re_{p_{mf}}^2 + 1,65 Re_{p_{mf}} = Ar \quad (1.7)$$

Où Ar est le nombre d'Archimède

$$Ar = \frac{d_p^3 \rho_f (\rho_p - \rho_f) g}{\mu^2} \quad (1.8)$$

Et $Re_{p_{mf}}$ est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre moyen des particules au minimum de fluidisation

$$Re_{p_{mf}} = \frac{\rho_f d_p U_{mf}}{\mu} \quad (1.9)$$

Kunii et Levenspiel [5] proposent également une corrélation

$$\frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3} Re_{p_{mf}}^2 + \frac{150(1-\varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3} Re_{p_{mf}} = Ar \quad (1.10)$$

Au-dessus du seuil minimum de fluidisation, les écoulements diphasiques gaz-particules deviennent très instables. L'augmentation de la vitesse du gaz engendre une agitation plus importante des particules et des bulles de gaz apparaissent et explosent à la surface du lit, c'est le régime de bullage (bubbling) dit aussi bouillonnant.

Lorsque le diamètre de la colonne de fluidisation est relativement petit par rapport à la hauteur du lit, les bulles qui naissent au niveau de la plaque poreuse vont avoir tendance à coalescer et à se propager portant ainsi le lit ou une partie du lit à une hauteur et en s'explosant elles vont le laisser tomber créant ainsi, un mouvement semblable à celui du piston d'un moteur à combustion interne, ce régime est alors appelé "régime de pistonnage (slugging)", il est principalement observé pour des réacteurs de petites tailles.

Au fur et à mesure que la vitesse de fluidisation augmente, la taille et le nombre des bulles croissent progressivement et l'agitation de la suspension devient de plus en plus violente. Cette agitation est produite par l'ascension des bulles et par le fait qu'elles entraînent dans leur sillage une partie de la suspension.

Pour des vitesses de gaz plus importantes, supérieures à la vitesse terminale de chute des particules U_t^∞ , la forme des bulles devient irrégulière, la surface du lit disparaît et les particules sont entraînées dans les parties supérieures de la colonne. On appelle ce régime «régime de fluidisation turbulente», en effet, les paramètres régissant l'écoulement deviennent instables et fluctuants, on parle principalement de la vitesse et de la pression.

En augmentant toujours la vitesse de fluidisation, toutes les particules sont entraînées avec le gaz en dehors de la colonne de fluidisation, c'est le régime de transport pneumatique caractérisé par de faibles concentrations en particules.

Certains auteurs (Yerushalmi et al. 1976) distinguent un régime intermédiaire nommé régime de fluidisation rapide. Ce régime d'écoulement est caractérisé par une forte concentration en solide, la présence d'amas de particules de dimensions importantes ayant des mouvements ascendants et descendants dans le réacteur et par une importante recirculation interne des solides.

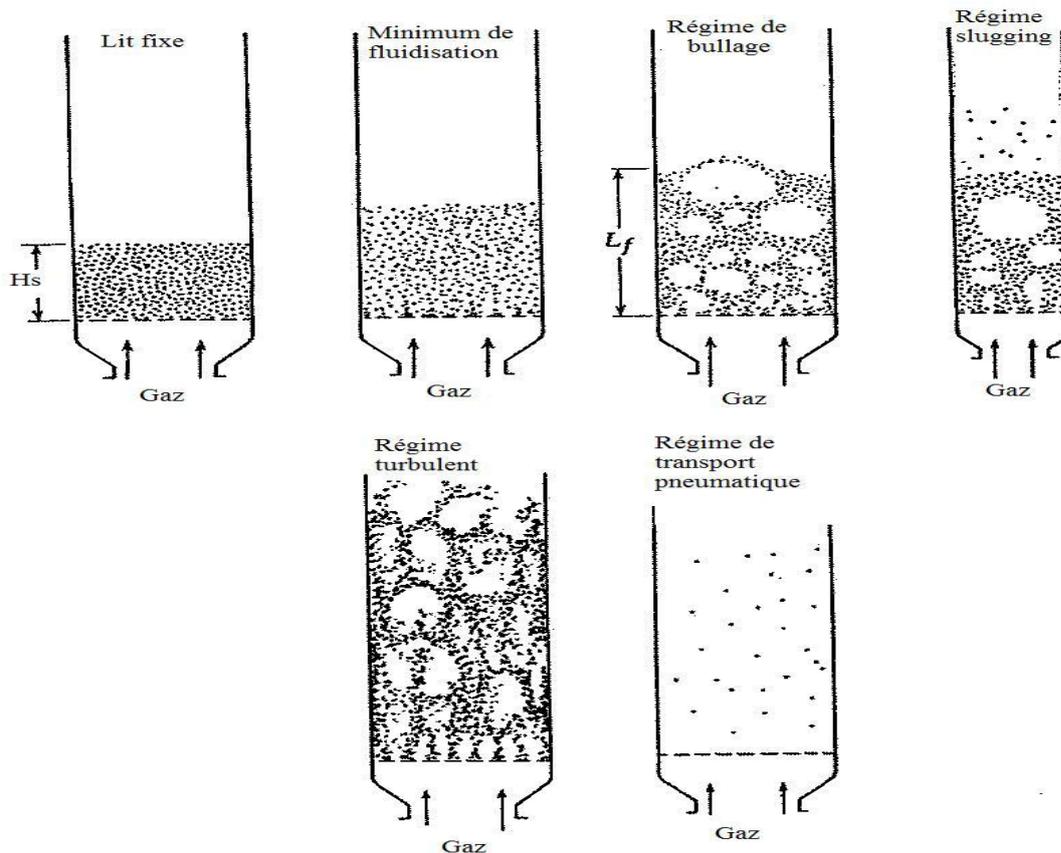


Figure 1. 4 : Régimes de fluidisations, Kunii et Lenvenspiel [5]

2.5.2. Identification des régimes de fluidisations

L'identification des régimes de fluidisation est l'une des étapes les plus importantes pour l'étude du comportement de la phase solide dans les colonnes de fluidisation, il existe tout de même une méthode conventionnelle pour distinguer ces différents régimes, basée sur la mesure des fluctuations de pression statique au-dessus du lit, en fait, lorsqu'on augmente progressivement la vitesse du gaz, la turbulence engendrée au-dessus de la surface du lit par l'éclatement de bulles de gaz augmente. Cette turbulence a une influence directe sur les fluctuations de pression statique. L'amplitude des fluctuations de pression augmente ainsi progressivement jusqu'à atteindre un maximum pour une vitesse du gaz U_c (figure 1.5). Pour des valeurs plus élevées de la vitesse du gaz, l'amplitude de fluctuations diminue et finalement, une vitesse U_k est atteinte au-delà de laquelle toute augmentation ne donne lieu à plus aucune variation de l'amplitude des fluctuations de pression.

Beaucoup d'auteurs considèrent qu' U_c marque le début de la transition entre le régime de bullage et le régime turbulent. La vitesse U_k correspond au début du régime turbulent pleinement établi.

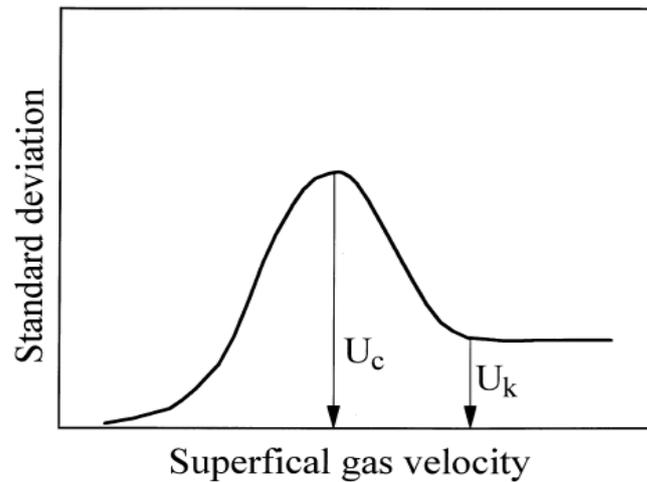


Figure 1. 5 :L'évolution des fluctuations de pression dans un LFC avec la vitesse superficielle de gaz U_g . Bi et al. (2000)

Grace (1982) a proposé des relations empiriques ou semi-empiriques qui permettent de calculer les vitesses U_c et U_k à partir des propriétés des particules

$$U_c = 3.0\sqrt{\rho_p d_p} - 0.17 \quad (1.11)$$

$$U_k = 7.0\sqrt{\rho_p d_p} - 0.77 \quad (1.12)$$

Il n'existe pas à l'heure actuelle une méthodologie précise permettant de discerner le régime de fluidisation rapide, les points de vue de divers auteurs divergent à ce sujet, cependant, il existe une vitesse minimale du gaz au-dessous de laquelle le terme de fluidisation rapide ne peut plus être employé. En effet, si l'on fluidise une suspension avec une vitesse du gaz nettement supérieure aux vitesses terminales de chute libre des particules, elles seront toutes entraînées en dehors de la colonne de fluidisation au bout d'un temps donné, à moins de les réinjecter au fur et à mesure dans le foyer.

Si on diminue progressivement la vitesse du gaz à partir de cette valeur, le temps mis pour vider la colonne va augmenter graduellement jusqu'à atteindre une vitesse critique au-dessous de laquelle, ce temps augmente fortement (figure 1.6). Cette vitesse est connue sous le nom de vitesse de transport.

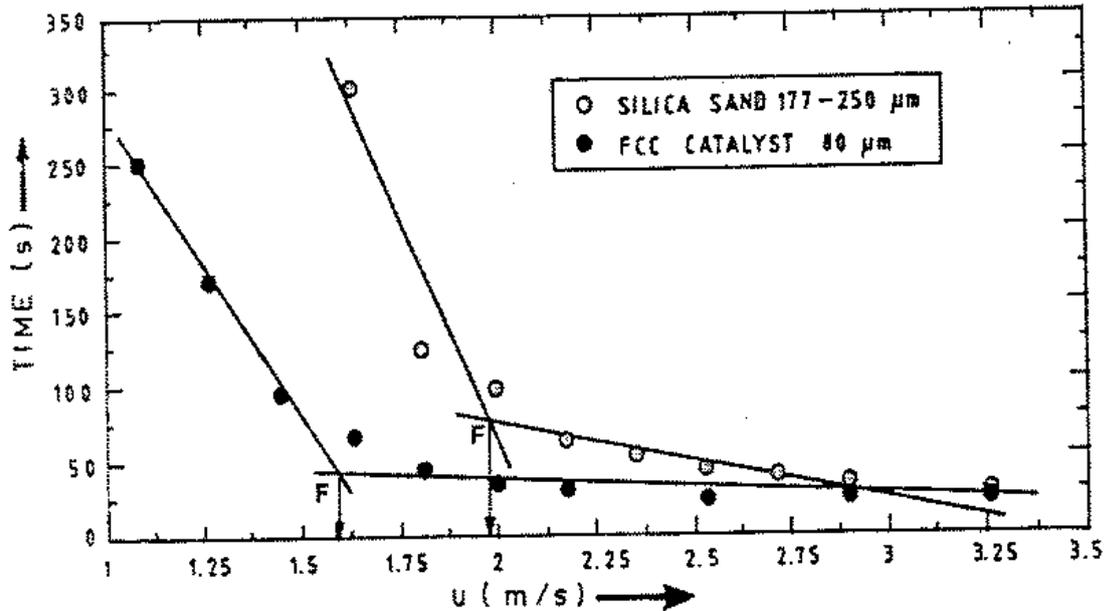


Figure 1. 6 : Variations du temps de vidange de la colonne en fonction de la vitesse de gaz (Perales et al. 1991)

2.6. Le lit fluidisé circulant

La dénomination de lit fluidisé circulant est sujette à certaines controverses dans la communauté scientifique. Le lit fluidisé circulant est considéré par certains auteurs (Kunii et Levenspiel [5]) comme un régime de fonctionnement comprenant des sous-régimes : le régime turbulent, le régime de fluidisation rapide et le régime de transport pneumatique. D'autres auteurs situent ce régime entre le régime turbulent et le régime de transport pneumatique.

Les données et informations recueillies dans la littérature demeurent confuses. Le lit fluidisé circulant est cependant généralement caractérisé par un fort entrainement de solides en dehors du foyer. La recirculation permanente des particules permet d'éviter que la colonne de fluidisation ne se vide de son lit et de maintenir une masse constante de particules dans le réacteur.

De nombreux travaux ont été effectués sur l'étude des particules solides en sortie de la colonne de fluidisation. L'entrainement des solides dans les parties supérieures de la colonne de fluidisation dépend des paramètres opératoires tels que les dimensions du foyer (Lewis et al. 1962), la vitesse du gaz (Lewis et al. 1962, Masten 1982), la hauteur statique du lit ou de la distribution granulométrique de la phase solide (Sun et Grace 1992).

Nous avons représenté sur la figure 1.7, une variation typique du débit de solides en sortie de la colonne de fluidisation en fonction de la vitesse superficielle du gaz. Trois zones d'entrainement distinctes peuvent être délimitées. La première (zone 1) est caractérisée par de faibles débits d'entrainement, la zone 3 est caractérisé par une forte

croissance du débit de solides. La zone 2 marque la transition entre les deux zones précédentes.

Une telle évolution indique qu'à partir d'une certaine vitesse du gaz (U_{g1}), le débit de solides entraîné en dehors de la colonne de fluidisation augmente sensiblement. En deçà de cette valeur de vitesse du gaz, la quantité de solides quittant le foyer par unité de temps est négligeable.

Le terme de 'lit fluidisé circulant' prend toute sa signification dans la zone (2) (figure 1.7), en effet, si pour des vitesses du gaz supérieures à U_{g1} , les solides quittant le foyer ne sont pas réinjectés, la masse totale du lit diminue considérablement au cours du temps.

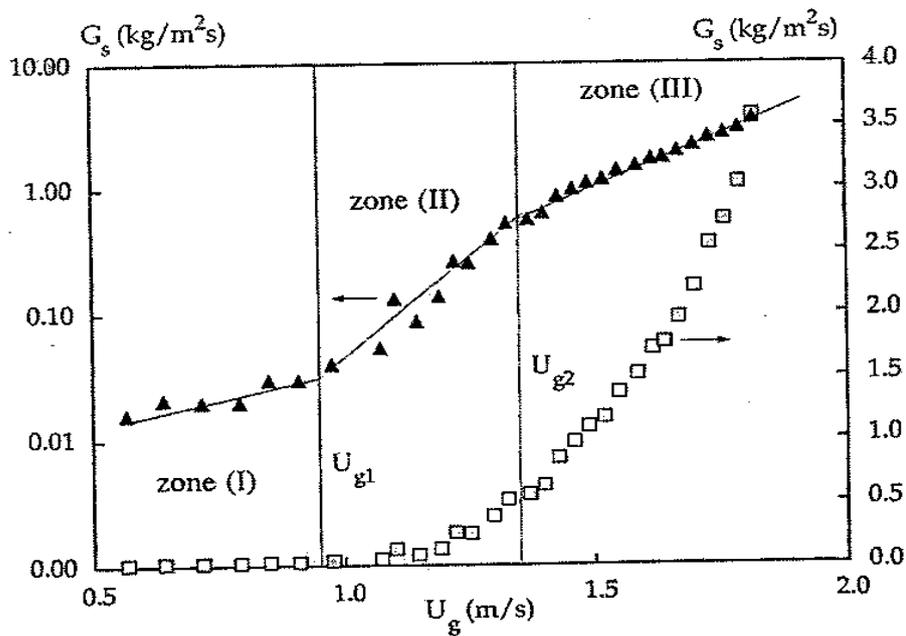


Figure 1. 7 : Profil de débit de particules entraînées en fonction de la vitesse du gaz dans deux représentations semi-logarithmique et linéaire

Chapitre 2

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

1. Introduction

Les travaux scientifiques dans le domaine de la fluidisation et des lits fluidisés circulants sont nombreux et divers, certains traitent le comportement hydrodynamique de la phase solide, d'autres traitent les particularités de l'écoulement diphasique comme l'agrégation des particules dans les colonnes de fluidisations (cluster) et ça en utilisant différentes approches expérimentales. Dans le présent chapitre, nous avons cité quelques thèses et articles scientifiques relatifs à notre étude afin de se situer par rapport à ce qui se fait ailleurs.

2. Liste des travaux

Abdelghafour ZAABOUT [1] a réalisé une étude qui s'inscrit dans le cadre des activités de recherches menées dans le but d'améliorer encore la compréhension de l'hydrodynamique du mélange diphasique gaz-particules au sein des installations industrielles utilisant le système LFC, pour garantir une utilisation optimale de la technologie lit fluidisé.

L'auteur a essayé de comprendre l'origine du phénomène de survitesse qui apparaît sur les profils de vitesses moyennes des particules ainsi qu'à identifier les différents régimes de fluidisation en se basant sur les fluctuations de la pression statique au sein de la colonne et semble avoir trouvé des résultats et des interprétations qui peuvent expliquer les mécanismes liés à leurs apparitions.

Aux vues de cette étude, l'auteur avait conclu qu'une explication du phénomène de survitesse, détecté dans la zone supérieure de la colonne de fluidisation, ne peut se faire sans la connaissance conjointe des champs de vitesses du gaz, ni l'étude fine de l'interaction zone dense (bas du lit)/zone diluée.

L'analyse du comportement de la phase solide dans la direction transversale a révélé à la fois l'existence de particules dirigées vers la paroi et vers le centre de la colonne dans chaque position de mesure. La vitesse moyenne des particules dirigées vers le centre est trouvée relativement faible près de la paroi par rapport à celle des particules dirigées vers la paroi. L'analyse du comportement fluctuant de la phase solide a montré une homogénéité de l'agitation, à la fois axiale et transversale, dans la zone centrale. Le mouvement des particules descendantes et moins fluctuant que celui des particules ascendantes. Le niveau des vitesses de particules ascendantes est toujours supérieur à leurs écarts types correspondants.

Thibaud VANDERMOORTELE [2] a réalisé sur une maquette de lit fluidisé en boucle froide (sans effet thermique) une étude expérimentale pour tenter d'analyser les résultats obtenus et de d'essayer de comprendre le comportement hydrodynamique de la phase solide d'un lit fluidisé circulant gaz-solides.

L'analyse du mélange gaz-particules s'effectue principalement à l'aide de deux techniques de mesures :

- Un vélocimètre granulomètre laser Doppler permettant d'effectuer des mesures locales et simultanées de vitesses et de tailles des solides sans perturber l'écoulement.
- Un système de tomographie laser couplé à un dispositif vidéo d'acquisition d'images. Ce système générateur de nappes laser permet de visualiser et d'analyser la répartition de la phase solide sur des images représentant des sections de l'écoulement.

L'objectif scientifique principal de cette étude porte sur l'analyse de la structure de l'écoulement gaz-particules dans la zone diluée de la colonne de fluidisation. L'accent a été porté, tout au long de cette étude, sur les hétérogénéités locales de concentration de la phase solide (amas de particules) dans la zone diluée du réacteur (étude des mécanismes de formation de ces structures et de leurs caractéristiques hydrodynamiques).

Au terme de cette étude, l'analyse temporelle de la phase solide a permis de distinguer différents comportements. La complexité du mouvement de la phase solide en un point donné augmente avec la valeur de la vitesse du gaz imposée au bas du réacteur. Des paquets denses de particules présentant des caractéristiques de mouvement de groupe sont observés.

L'analyse du champ de vitesse moyenne de la phase solide a révélé des modifications sensibles des profils dans la section droite du réacteur pour certaines plages de vitesse du gaz. Les distorsions des profils mises en évidence traduisent le développement et l'atténuation de zones de survitesses dans des zones excentrées par rapport à l'axe central de l'écoulement. Ces phénomènes de survitesses sont sensibles à la granulométrie de la phase solide et à la position axiale dans la colonne.

Haiyan ZHU et al. [3] ont fait une étude qui s'intéresse à l'analyse détaillée des structures d'écoulements dans des lits fluidisés bouillonnant et turbulent en utilisant des particules FCC. Les conditions opératoires varient entre 0.06 et 1.4 m/s. Des expériences extensives ont été menées à bien en utilisant un nouveau système de fibre optique développé qui peut mesurer la concentration des particules et leurs vitesses en différents points.

Les résultats ont montré que dans le lit fluidisé turbulent, la structure d'écoulement diphasique stable se casse et les distributions de concentrations des particules et de la vitesse des particules ne sont pas tout à fait uniformes dans les directions radiale et axiale. Selon les mesures prises de différentes directions radiales, on a pu identifier la structure d'écoulement non-uniforme à travers une section droite :

Dans le régime bouillonnant, cette non-uniformité augmente en augmentant la vitesse du gaz jusqu'à atteindre le régime turbulent.

Dans le régime turbulent la structure d'écoulement devient principalement radiale symétrique en augmentant la vitesse, et génère une région centrale relativement diluée et une région annulaire hautement dense.

En augmentant la vitesse superficielle du gaz, les concentrations locales des solides évoluent selon trois étapes, indiquant un processus de transition graduelle entre régimes. Sous

toutes conditions opératoires, des particules montantes et descendantes coexistent dans tous les points de mesures.

La vitesse des particules montantes augmente rapidement en augmentant la vitesse superficielle du gaz, et est une fonction de la hauteur du lit, spécialement en régime turbulent. Cependant, le changement de vitesse des particules descendantes dépend surtout de la vitesse du gaz, et est influençable par l'effet spatial.

En analysant le comportement transitoire de la concentration des solides, on a trouvé qu'elle diffère clairement entre la région centrale et la région près de la paroi, des bulles denses sont trouvées dans la région près de la paroi.

En augmentant la hauteur statique du lit, la densité du lit fluidisé augmente et la distribution radiale des solides devient plus uniforme.

Masayuki HORIO et al. [4] ont réalisé l'étude suivante. Avec la technique du laser sheet, le comportement de la suspension à travers une coupe de section arbitraire d'une colonne de lit fluidisé circulant de 200mm de diamètre intérieur, approximativement un 1/25 d'un modèle d'une chaudière commerciale, a été observé. Un ensemble de trois lasers sheet interférant en angles droits a été appliqué aussi pour voir la structure de l'écoulement en trois dimensions. Pour les suspensions à petite valeur de densité avec un écoulement descendant des particules solides, une lumière spéciale a été appliquée. La forme et la taille du cluster obtenue à partir des images vidéo ont été analysées.

La structure 3D d'écoulement en maquette réduite du lit fluidisé circulant a été observée avec la technique du laser sheet. Au terme de cette étude, les résultats suivants ont été trouvés :

Le comportement de l'écoulement des particules dans la zone supérieure du lit fluidisé circulant a été visualisé avec succès en utilisant la technique du laser sheet.

Même dans le régime du transport pneumatique, l'existence des clusters a été confirmée, chaque cluster avait la forme d'un paraboloïde avec un nez rond dont la face est dirigée vers le bas suivit par le sillage du gaz dans le côté supérieur. La forme du cluster changeait arbitrairement mais sous des conditions opératoires données, la taille des clusters était uniforme.

Transport latéral des clusters a été clairement visualisé et leurs tailles diminuaient quand le flux de circulation des solides augmente.

Shuyan WANG et al. [5] ont aussi fait une étude sur les LFC. Dans cette étude, le transfert de masse de l'air à un cluster de particules de naphthalène dans un lit fluidisé circulant a été étudié via une approche numérique appelée *computational fluid dynamic*. Les distributions de concentration et de la vitesse de la vapeur de naphthalène dans le cluster sphérique sont numériquement prédites.

Une modélisation CFD a été mise au point pour étudier le mécanisme de transfert de masse d'un cluster de particule de naphthalène dans un lit fluidisé circulant. Le transfert de masse relatif à l'écoulement et les variations de la concentration de la vapeur de naphthalène dans le cluster de particules sont obtenus quantitativement.

Nos résultats numériques indiquent que le taux de transfert de masse d'un cluster de particule dans un LFC est moindre que celui des particules dispersées sous les mêmes conditions opératoires.

Le coefficient de transfert de masse du cluster augmente avec l'augmentation de la porosité du cluster et la vitesse d'entrée, mais diminue quand le diamètre des particules augmente.

Le cluster se muant vers le bas va favoriser plus le transfert de masse que le cluster qui se meut vers le haut de la colonne.

Il faut noter que cette présente analyse est basée sur une hypothèse isothermique avec le cluster reste stationnaire dans l'écoulement d'air et la cassure du cluster n'a pas été simulée. On a aussi émis l'hypothèse que le cluster a une forme géométrique circulaire. Donc ce modèle doit être raffiné avec des formulations expérimentales vérifiées pour la modélisation des processus de transfert de masse dans les lits fluidisés circulants.

3. Conclusion

En passant en revue ces derniers travaux, nous pouvons constater l'importante que donnent les scientifiques et les ingénieurs aujourd'hui au domaine de la fluidisation, et nous constatons aussi que le phénomène de survitesses n'est pas mis en évidence jusqu'à nos jours et reste une énigme, ce qui nous a poussé à travailler sur ce sujet afin de trouver une explication à ce phénomène et chercher l'origine de son apparition sur les profils de vitesse.

Chapitre 3

TECHNIQUES DE MESURE APPLIQUEES EN MECANIQUE DES FLUIDES

1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter sous une façon détaillée les techniques de mesure et d'analyse utilisées dans l'étude de la fluidisation notamment la détermination des grandeurs principales telles que la vitesse, la pression et la granulométrie.

La détermination de la vitesse en mécanique des fluides est fondamentale pour avoir une meilleure connaissance du comportement des écoulements. La vélocimétrie Laser est une technique optique fondée sur la mesure du décalage en fréquence de faisceaux laser éclairant des particules très fines entraînées par un fluide (tel que l'air ou l'eau).

La vélocimétrie laser est parfois préférée aux autres techniques de mesure de vitesse d'écoulement tels que le tube de Pitot et le fil chaud, car le capteur se trouve à l'extérieur du flux mesuré et ne perturbe donc pas la mesure.

Il n'existe pas de bonne ou de mauvaise méthode pour mesurer la vitesse d'un fluide ; tout dépend de ce que l'on souhaite mesurer et avec quelle précision. Le coût est évidemment un paramètre important dans le choix de telle ou telle technique de mesure. Les principaux critères de choix sont les suivants :

- Si l'on veut se contenter de profils de vitesse moyenne sur des échelles spatiales pas trop faibles (supérieures au mm), le tube de Pitot est un moyen de mesure pratique et de faible coût. Son principal inconvénient est son caractère fortement intrusif.
- Si les fluctuations temporelles de la vitesse doivent aussi être mesurées (dans le cas d'écoulement turbulent), les techniques d'anémométrie à fil chaud ou à Laser Doppler doivent être envisagées. Des résolutions spatiales et temporelles à peu près comparable, la seconde méthode présente l'avantage d'être non intrusive, mais nécessite un accès optique à l'écoulement étudié. Des fois, le volume de mesure optique est plus large que la zone où l'on veut mesurer la vitesse, dans ce cas, le fil chaud est recommandé puisqu'il possède l'avantage d'être petit, d'ailleurs il est utilisé dans l'étude de la turbulence dans la couche limite.

La pression aussi, est une grandeur importante dans l'étude de la fluidisation, notamment lors de la détermination des différents régimes de fluidisation, la technique universelle unique pour ce but est basée sur la mesure des fluctuations de la pression statique.

Le principe de mesure de pression par piézoélectricité est décrit dans ce chapitre.

2. Description des différentes techniques utilisées

2.1. Vélocimétrie Laser Doppler

2.1.1. L'effet Doppler

Un système de vélocimétrie laser Doppler mesure le décalage Doppler de la lumière diffusée par une particule d'ensemencement.

Considérons une particule de module de vitesse U éclairée par une lumière laser de fréquence f_0 et de longueur d'onde λ_0 se propageant selon la direction e_i . La lumière diffusée selon une direction e_s a une fréquence f_s et une longueur d'onde λ_s . Le décalage Doppler est

$$f_D = f_s - f_0 \quad (3.1)$$

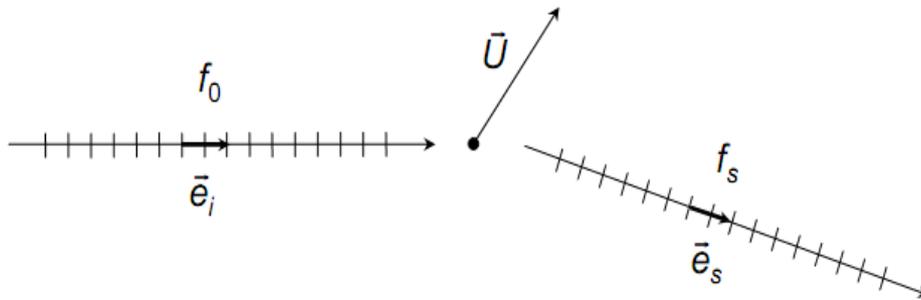


Figure 3. 1 : Effet Doppler

La vitesse relative entre les plans d'onde de lumière incidente, de célérité $c = f_0 * \lambda_0$, et de la particule de vitesse U est $c - Ue_s$.

La fréquence d'interception des plans d'onde par la particule en mouvement est

$$f' = \frac{c - \vec{U} \cdot \vec{e}_i}{\lambda_0} = f_0 - \frac{\vec{U} \cdot \vec{e}_i}{\lambda_0} \quad (3.2)$$

Un observateur perçoit la lumière diffusée selon la direction e_s à la fréquence f_s telle que

$$f' = \frac{c - \vec{U} \cdot \vec{e}_s}{\lambda_s} = f_s - \frac{\vec{U} \cdot \vec{e}_s}{\lambda_s} \quad (3.3)$$

D'où :

$$f_s = f' + \frac{\vec{U} \cdot \vec{e}_s}{\lambda_s} \quad (3.4)$$

Et :

$$f_s = f_0 + \vec{U} \cdot \left(\frac{\vec{e}_s}{\lambda_s} - \frac{\vec{e}_i}{\lambda_0} \right) \quad (3.5)$$

Et comme $\lambda_s \approx \lambda_0$

$$f_s = f_0 + \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_i) \quad (3.6)$$

La fréquence de décalage Doppler est donc :

$$f_D = f_s - f_0 = \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_i) \quad (3.7)$$

En pratique f_s et f_0 sont de l'ordre de 10^{14} Hz tandis que f_D est de l'ordre de 10^6 Hz. Une mesure directe de f_s pour obtenir f_D nécessiterait un instrument avec une résolution de 10^{-8} pour seulement 10% de précision.

Il faut donc procéder différemment pour obtenir plus facilement la vitesse.

2.1.2. Vélocimétrie à franges

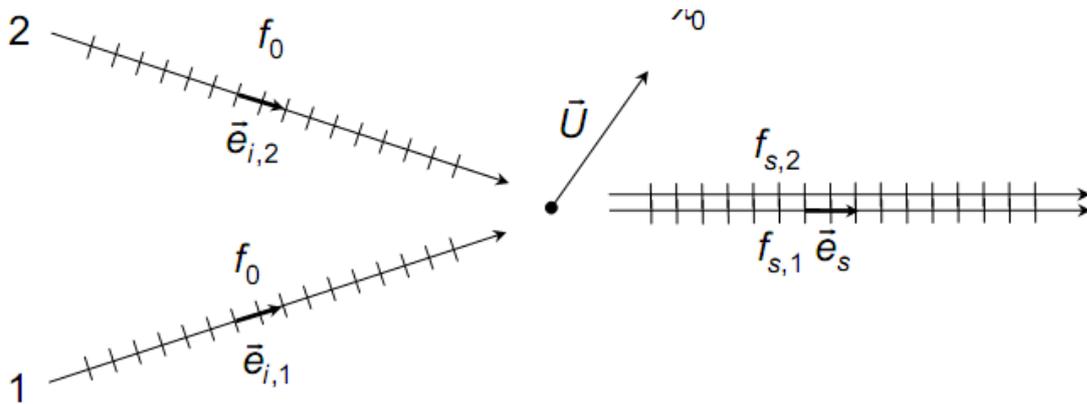


Figure 3. 2 : Effet Doppler à deux incidences

Deux faisceaux de la même intensité illuminent une particule qui diffuse de la lumière. Les fréquences de ces deux faisceaux sont

$$f_{s,1} = f_0 + \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_{i,1}) \quad (3.8)$$

$$f_{s,2} = f_0 + \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_{i,2}) \quad (3.9)$$

$$F_D = F_{D,2} - F_{D,1} = F_{S,2} - F_{S,1} = \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_{i,1} - \vec{e}_{i,2}) \quad (3.10)$$

Un calcul simple faisant appel au losange construit sur les vecteurs $\vec{e}_{i,1}$ et $\vec{e}_{i,2}$ fournit

$$F_D = \frac{2U}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (3.11)$$

2.1.3. Volume de mesure

Il est important de connaître les dimensions du volume de mesure présenté sur la figure 3.3, engendré par l'intersection de deux faisceaux laser ; la largeur du volume est en fonction de la longueur d'onde, de la distance focale f et du diamètre D_d des faisceaux λ (à la sortie des lentilles convergentes) :

$$D_f = \frac{4\lambda f}{\pi D_d} \quad (3.12)$$

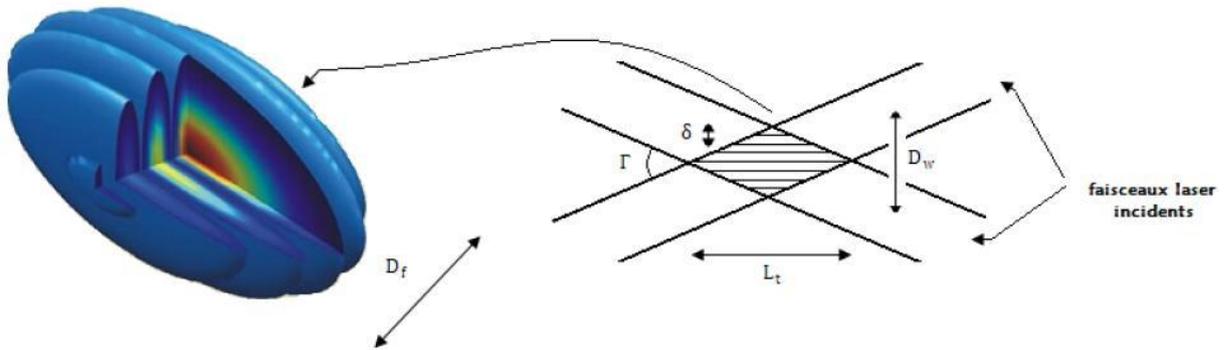


Figure 3. 3 : Schématisation du Volume de mesure

La hauteur du volume de mesure est en fonction de sa largeur D_f et de l'écartement des faisceaux à la sortie de la lentille convergente

$$D_w = \frac{D_f}{\cos\left(\frac{\Gamma}{2}\right)} \quad (3.13)$$

La longueur totale du volume de mesure est obtenue par projection

$$L_t = \frac{D_w}{\tan\left(\frac{\Gamma}{2}\right)} \quad (3.14)$$

2.1.4. Vitesse de particule

Le principe de fonctionnement de la vélocimétrie ou anémométrie laser Doppler (LDV ou LDA) aussi appelée en anglais « *particles dynamic anemometry (PDA)* » repose sur l'analyse des signaux issus de la diffusion de la lumière par des particules sphériques.

Le croisement de deux faisceaux laser cohérents (Figure 3.4) engendre au point d'intersection la formation d'un réseau de franges d'interférences planes sous forme de volume ellipsoïdal et qui constitue le volume de mesure.

L'interfrange δ est proportionnel à la longueur d'onde λ et est inversement proportionnelle au demi-angle d'incidence entre les deux faisceaux laser θ . La relation liant ces trois paramètres est la suivante :

$$\delta = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (3.15)$$

Lorsqu'une particule passe dans le volume de mesure, elle diffuse successivement la lumière des franges qu'elle coupe. La fréquence de variation ainsi que l'intensité de la lumière diffusée peuvent être analysées à l'aide d'un photo-détecteur. La composante de la vitesse de la particule perpendiculaire au plan des franges d'interférences U_{pi} est proportionnelle à la fréquence Doppler F_D et à l'interfrange δ suivant la relation :

$$U_{pi} = F_D \delta = F_D \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (3.16)$$

La question qui se pose c'est comment peut-on distinguer le sens positif du sens négatif de la vitesse de la particule ?

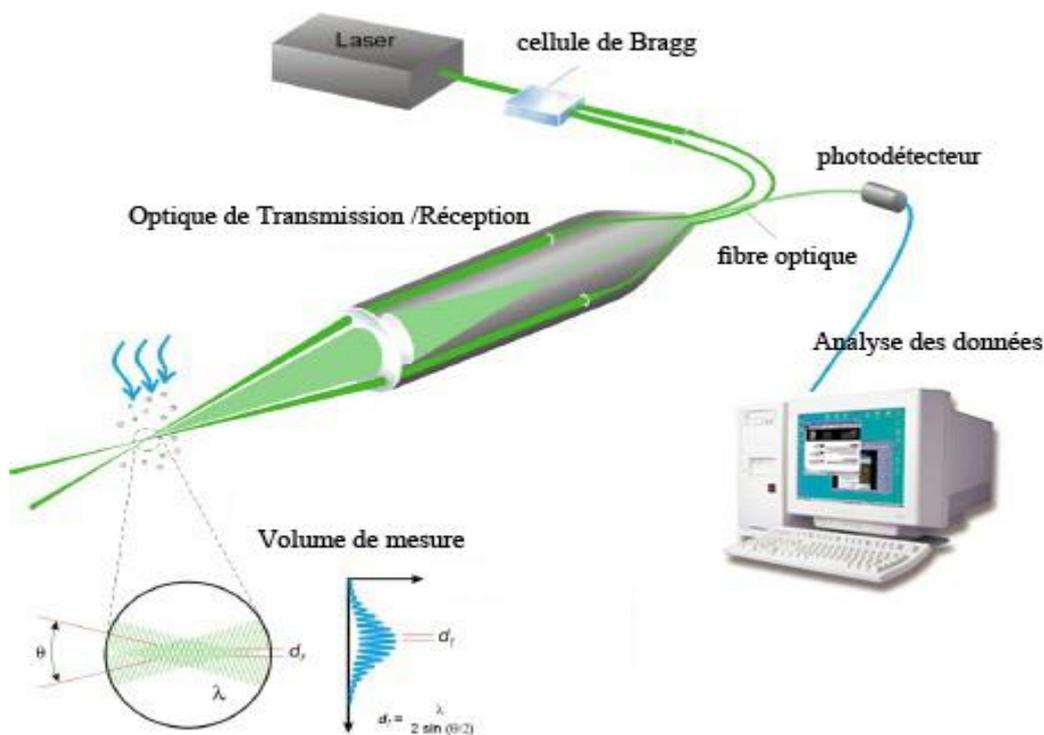


Figure 3. 4 : Montage avec cellule de Bragg

L'introduction de la cellule de Bragg sur un des faisceaux laser est réalisée pour remédier à l'indétermination dans le sens de l'écoulement. Le rôle de cette cellule est de faire défiler les franges du volume de mesure, généralement à 40 ou 80 MHz. Si la particule qui traverse le

volume de mesure va dans le même sens que celui du défilement des franges, sa fréquence de passage sera plus faible que dans le cas où elle irait dans le sens inverse. Cela se répercute sur le gradient de fréquence et permet de connaître le sens de l'écoulement.

2.1.5. Granulométrie

Les systèmes LDV permettent aussi de déterminer le diamètre de chaque particule qui traverse le volume de mesure à condition d'utiliser au moins un deuxième photo-détecteur. Si on place deux photo-détecteurs adjacents pour collecter la lumière diffusée par une particule sphérique en mouvement dans le volume de mesure, les signaux doppler recueillis sur chacun des photo-détecteurs sont déphasés temporellement de Δt . En déterminant ce déphasage on peut remonter au diamètre de la particule. Et connaissant les dimensions du volume de mesures, on peut même déterminer les concentrations et les flux de solides (Thibaud VANDERMOORTEL [2]).

2.1.6. Logiciels

Le traitement du signal recueilli sur le photo-détecteur est assuré par le logiciel BSA Flow Software développé par la société DANTEC Inc. Ce logiciel permet :

- La prise en charge et le contrôle du banc de déplacement multi-directions sur lequel est montée la sonde LDV ;
- L'acquisition et le stockage des données ;
- Le post-traitement automatisé des résultats (calcul de statistiques diverses).

2.1.7. Caractéristiques du système PDPA utilisé

Le système PDA dont on dispose au laboratoire et que l'on a utilisé pour réaliser nos expériences possède les caractéristiques regroupées dans le tableau 3.1. Nous l'avons utilisé en rétrodiffusion, c-à-d que la lumière réfléchie par les particules est collectée via la lentille convergente utilisée pour focaliser les rayons incidents.

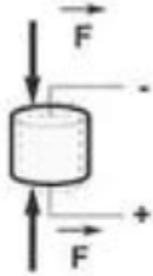
2.2. Capteur de pression piézoélectrique

Les capteurs piézoélectriques sont des capteurs de pression différentielle qui se basent sur le principe de la piézoélectricité. En fait, la piézoélectricité (du grec *piezein* presser, appuyer) est la propriété que possèdent certains matériaux de se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique.

Le principe de fonctionnement de ce type de capteur est de générer une quantité de charge électrique en fonction de la force auquel il est soumis en utilisant le principe de la piézoélectricité. La figure 3.5 présente une schématisation de l'effet piézoélectrique

Effet Piezo

Si on comprime le matériau, on relèvera une certaine tension à ses bornes

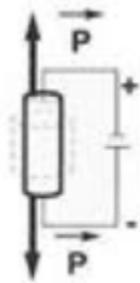


Et inversement, si on étire ce même matériau, on aura une tension de sens inverse



Effet Piezo inverse

Si une tension est appliquée sur le matériau. Il s'ensuit un allongement du cristal.



Et inversement, si une tension de sens inverse est appliquée sur ce matériau, il s'ensuit une contraction du cristal.

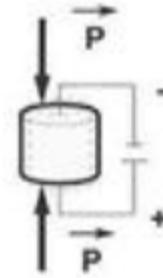


Figure 3. 5 : Description de l'effet piézoélectrique



Figure 3. 6 : Capteur piézoélectrique SCX 05DN

Tableau 3. 1 : Caractéristiques du système PDPA utilisé

Anémométrie Granulométrie Laser Doppler	
Marque	DANTEC
Laser	COHERENT innova 90
Puissance	12 W
Fréquence cellule de Bragg	40 MHz
Paramètres de réglages	
Distance focale	500mm
Longueur d'onde	512 Nm
Diamètre du faisceau laser	2mm
Distance entre les faisceaux laser	60mm
Nombre de franges	34
Dimensions volume de mesure	dx=0.149 mm dy=0.149mm dz=2.486mm

3. Conclusion

La connaissance et la maîtrise des instruments et de l'instrumentation en mécanique des fluides sont deux paramètres importants dans la réussite des expériences que l'on souhaite réaliser pour étudier un phénomène physique donné, et souvent la mesure de la vitesse et de la pression pose des problèmes.

Par exemple dans notre cas, le choix de cette technique a été fait pour ses avantages multiples qui sont les suivants :

- Technique de mesure non intrusive. Aucune sonde n'est introduite venant perturber localement les caractéristiques de l'écoulement ;
- Gamme de vitesses mesurables très large allant typiquement du $\mu\text{m/s}$ à des vitesses supérieures à 100m/s ;
- Fréquence d'acquisition très élevée permettant de stocker un grand nombre de mesures pendant un laps de temps très faible (environ 50 000 acquisition par seconde).

D'ailleurs, dans les études concernant les lits fluidisés, cette technique a été largement utilisée (Tsuji et al. (1984) ; Yang et al. (1993), Zhang et al. (1995) ; Van der Moortel et al. (1998) ; Zhou et al. (2000) ; Liu et al. (2005)) et est considérée comme une technique fiable pour mesurer la vitesse des particules en suspension (Werther et al. (1995)).

Malgré cela, la LDV reste limitée surtout dans les milieux à fortes concentrations locales en solides qui peuvent entraîner des erreurs de mesure significatives à cause des signaux bruit.

Chapitre 4

DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PROTOCOLE DE MESURE

1. Description du dispositif expérimental

L'ensemble de la boucle de fluidisation utilisée pour nos expériences a été conçu et réalisé au laboratoire I.U.S.T.I par P. CATTIEUW en 1992. Ce système comporte 5 parties distinctes :

- La colonne de fluidisation ;
- Le cyclone où sont séparées les phases fluide et solide ;
- Le distributeur ou dispositif d'homogénéisation du gaz;
- Le dispositif de mise en circulation du gaz ;
- Le dispositif de recirculation des particules de la phase solide.

L'intégralité de cette maquette de laboratoire est transparente (figure 4.4) (colonne, cyclone et boucle de recirculation), comprenant des éléments en verre et en plexiglas, afin de visualiser les structures de l'écoulement diphasique. Ce choix technologique permet également l'utilisation de techniques de mesures optiques non intrusives. La figure 4.1 illustre le dispositif.

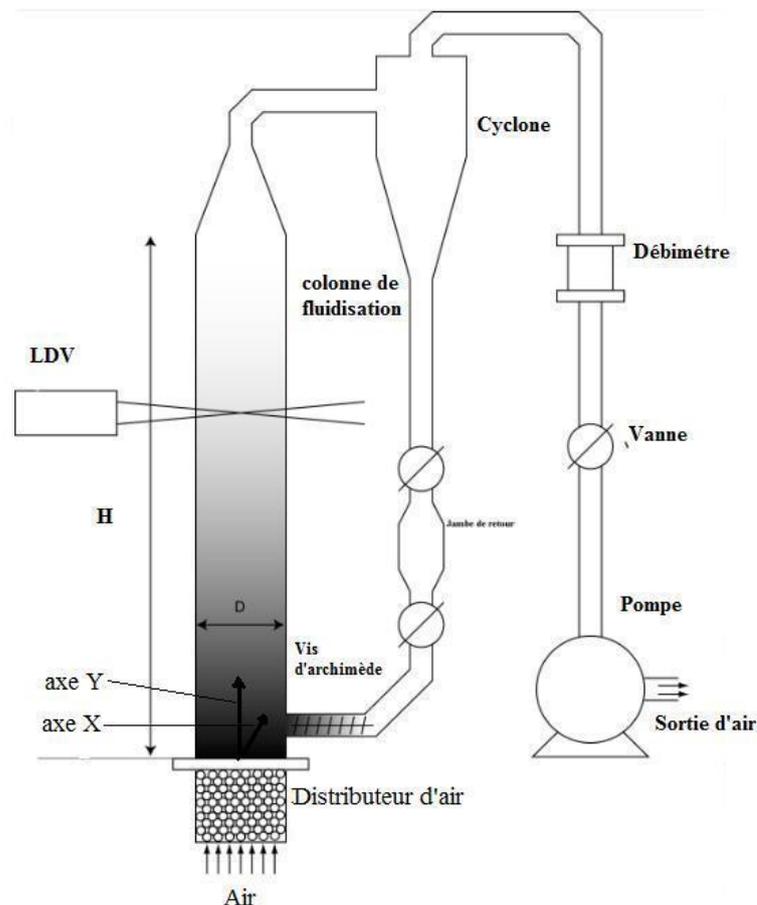


Figure 4. 1 : Schématisation du dispositif expérimental

La colonne de fluidisation est constituée de quatre plaques de verre collées les unes des autres de sorte à former un parallélépipède. L'épaisseur de ces plaques de verre est de 0.8 cm. La hauteur totale H de la colonne de fluidisation est égale à 2m. La section de passage de l'écoulement diphasique est égale à 0.2mx0.2m (section carrée, D=0.2m).

La sortie de la colonne de fluidisation a été simplifiée par rapport à l'installation industrielle. En effet, dans une chaudière à lit fluidisé circulant, le mélange diphasique est acheminé par une ouverture latérale rectangulaire en partie haute du foyer vers le cyclone. La configuration de la maquette du laboratoire a été choisie de sorte à garder un écoulement axisymétrique dans la colonne de fluidisation. Un convergent situé à la sortie de la colonne dirige le mélange diphasique vers un coude à 90° avant de pénétrer dans le cyclone.

1.2. Le cyclone

Le cyclone permet de séparer le gaz de la phase solide à la sortie de la colonne de fluidisation. Cette séparation est effectuée par centrifugation, le mélange diphasique pénètre dans le cyclone tangentiuellement au corps du cyclone, le gaz s'échappe par la partie haute et les particules redescendent par gravité et frottement sur les parois du cyclone. Le dimensionnement du cyclone est effectué à partir de la relation en bas donnée par Leith (1951), cette relation donne une expression du diamètre de coupure D_c correspondant au diamètre minimum des solides au-dessus duquel s'effectue la séparation gaz-solides dans le cyclone. Pour cette maquette expérimentale, le diamètre de coupure est de 10 μm pour une vitesse superficielle du gaz de l'ordre du mètre par seconde.

$$D_c = \sqrt{\frac{9\mu L_c}{\pi N_{sp} U_{fe} (\rho_p - \rho_g)}} \quad (4.1)$$

Où

- N_{sp} est un entier correspondant au nombre de spirale effectuées par les particules dans le cyclone ;

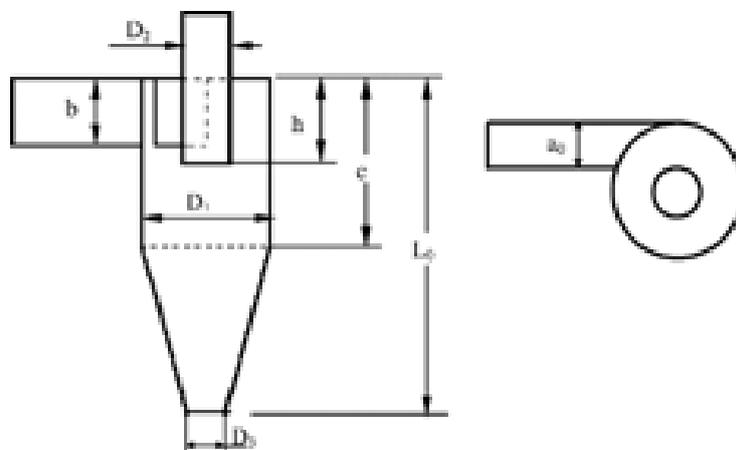


Figure 4. 2 : Cyclone

1.3. Distributeur

Le distributeur est constitué d'une cuve contenant des billes de verre d'un diamètre avoisinant le centimètre, d'une grille d'homogénéisation (trous de 5mm de diamètre) et d'une toile métallique de 25 microns d'ouverture. Des mesures effectuées sur le dispositif à l'aide d'un fil chaud ont permis de confirmer l'homogénéité, et donc la symétrie, du profil de vitesse du gaz au-dessus du dispositif d'homogénéisation en l'absence de particule.

1.4. Dispositif de mise en circulation de l'air

Contrairement à une installation industrielle, l'installation expérimentale est alimentée en air par un dépresseur. L'air ambiant est aspiré au bas de la colonne de fluidisation au travers le distributeur, circule dans la colonne puis quitte la boucle de fluidisation en partie haute du cyclone pour rejoindre la pompe.

La dépression imposée dans la colonne à l'aide d'une pompe doit être suffisante pour compenser les pertes de charge engendrées par le distributeur ainsi que par la phase solide.

Un variateur et un débitmètre à turbine situé en entrée de la pompe permettent de contrôler et d'ajuster la fréquence de rotation de la pompe afin d'obtenir la vitesse désirée pour le fluide porteur dans la colonne.

1.5. Dispositif de recirculation des particules

Les particules recueillies à la sortie du cyclone dans la boucle de retour sont réintroduites en partie basse du foyer au moyen d'une vis d'Archimède (Figure 4.3). Cette vis est entraînée continuellement par un moteur à vitesse variable (figure 4.5). L'ajustement de la vitesse de rotation du moteur de réinjection est fait manuellement en fonction des régimes étudiés. Ainsi, le débit de matière réinjecté dans le foyer est égal à celui qui sort de la colonne de fluidisation et pénètre dans le cyclone. Cette configuration permet de travailler à charge constante, c-à-d de conserver en permanence la même quantité de matière dans le réacteur. Un vase tampon placé sur la boucle de retour permet de piéger les particules solides avant que celles-ci ne soient réinjectées dans le foyer. Cette technique est utilisée pour effectuer des mesures de flux de matière à la sortie de la colonne en utilisant un chronomètre.

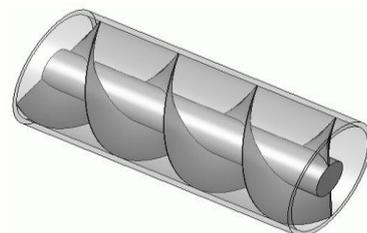


Figure 4. 3 : Vis d'Archimède

Les figures 4.4 et 4.5 sont des photos prises du laboratoire sur la maquette réelle avec des illustrations à côté.

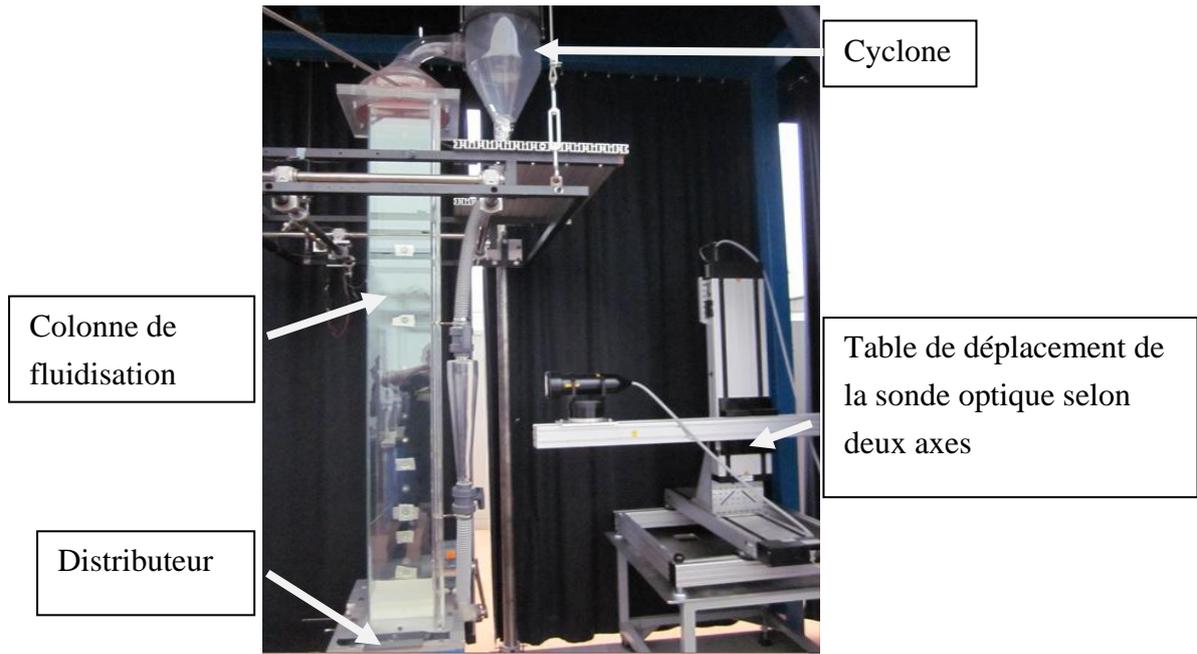


Figure 4. 4 : Maquette de LFC avec sonde de mesure optique



Figure 4. 5 : Dispositif de recirculation

2. Protocole de mesure

2.1. Caractéristiques des phases fluide et solide

2.1.1. Particules

Les particules solides utilisées pour nos manipulations sont des billes de verre de masse volumique $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$. Trois distributions de particules sont utilisées dans ce travail dont les diamètres moyens sont :

- Distribution 1 : $d_p = 85 \text{ }\mu\text{m}$
- Distribution 2 : $d_p = 119 \text{ }\mu\text{m}$
- Distribution 3 : $d_p = 156 \text{ }\mu\text{m}$

La fonction de distribution en taille est gaussienne présentée sur la figure 4.6. Ceci veut dire que les particules n'ont pas le même diamètre et que la valeur donnée représente le diamètre moyen.

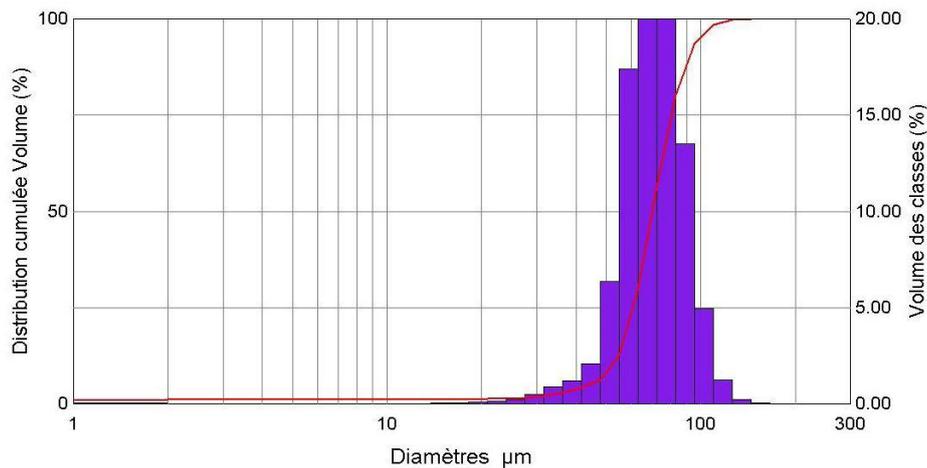


Figure 4. 6 : Distribution en taille des particules de diamètre moyen de 85µm.

2.1.2. Gaz

La fluidisation est réalisée avec l'air dont la masse volumique est 1.225 kg/m^3 et la viscosité dynamique est $1.8 \cdot 10^{-5} \text{ [Pa.s]}$ dans les conditions de température de pression ambiante. Nos campagnes de mesures se sont déroulées à pression atmosphérique et à température ambiante aux alentours de $25 \text{ }^\circ\text{C}$.

2.2. Plan de mesure

Quatre hauteurs statiques de lit sont étudiées pour chacune des distributions de particules ($H_s = 25, 50, 100 \text{ et } 150 \text{ mm}$). On se retrouve donc dans la catégorie « shallow bed ». La vitesse superficielle de l'air couvre la plage du régime turbulent. Les statistiques, moyennes de vitesse sont calculées sur un minimum de 30000 particules.

Chapitre 5

**ETUDE EXPERIMENTALE DE LA FLUIDISATION AIR-MICROBILLES
DE VERRE DANS UNE COLONNE DE MAQUETTE REDUITE**

1. Introduction

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2 paragraphe 5, à partir de la vitesse superficielle du gaz U_c on passe d'un régime non circulant (bouillonnant) à un régime circulant (turbulent), où la zone supérieure de la colonne de fluidisation est alimentée par les particules solides quittant le lit dense en bas à fur et à mesure que la vitesse du gaz augmente. Le but de cette étude est de savoir comment se développe la structure du lit dans cette zone supérieure de la colonne lorsqu'on passe à ce régime circulant. En d'autre terme, comment se comporte les particules solides au milieu du gaz et quelles sont les paramètres expérimentaux qui influent sur leur comportement ?

Dans ce chapitre nous allons étudier la structure du lit à partir de l'analyse des profils des vitesses moyennes et fluctuantes décrivant le comportement de la phase solide notamment la vitesse axiale. Nous utiliserons des vitesses superficielles du gaz $U_g \geq U_c$ en couvrant le début du régime turbulent.

Dans les applications industrielles du LFC où les phénomènes de transfert de chaleur et de masse doivent être maîtrisés et contrôlés, la détermination des caractéristiques hydrodynamiques du mélange est nécessaire et la vitesse des particules jouent un rôle important dans ce but. Pour ce faire, nous avons pris des mesures locales des vitesses des particules dans la direction axiale sur différentes positions de la colonne de fluidisation et sur plusieurs gammes de particules. Le but est d'observer le comportement moyen et fluctuant de l'écoulement avec les conditions opératoires.

Nous rappelons que la vitesse est mesurée suivant la direction Y à travers le diamètre de la colonne en variant X (0 → 200mm).

2. Comportement moyen de la phase solide

2.1. Vitesses totales axiales des particules

Distribution 1 ($d_p = 85 \mu\text{m}$)

On observant la figure 5.1 qui représente les profils des vitesses axiales moyennes des particules, pour l'ensemble des conditions opératoires étudiées, on peut clairement identifier la structure traditionnelle cœur-anneau, c-à-d vitesses moyennes des particules négatives près de la paroi et positives loin de la paroi. Cette structure a été trouvée par plusieurs auteurs comme caractéristique du régime turbulent.

Le profil de vitesse évolue de la zone des vitesses négatives à la zone des vitesses positives, donc il existe une position pour laquelle la valeur de la vitesse des particules est nulle $V_{pax} = 0$, on appelle la distance entre la paroi et cette position zone annulaire. On remarque dans la figure 5.1 que l'épaisseur de cette zone est très petite (moins de 5mm), mais varie sensiblement à la hauteur statique du lit fluidisé.

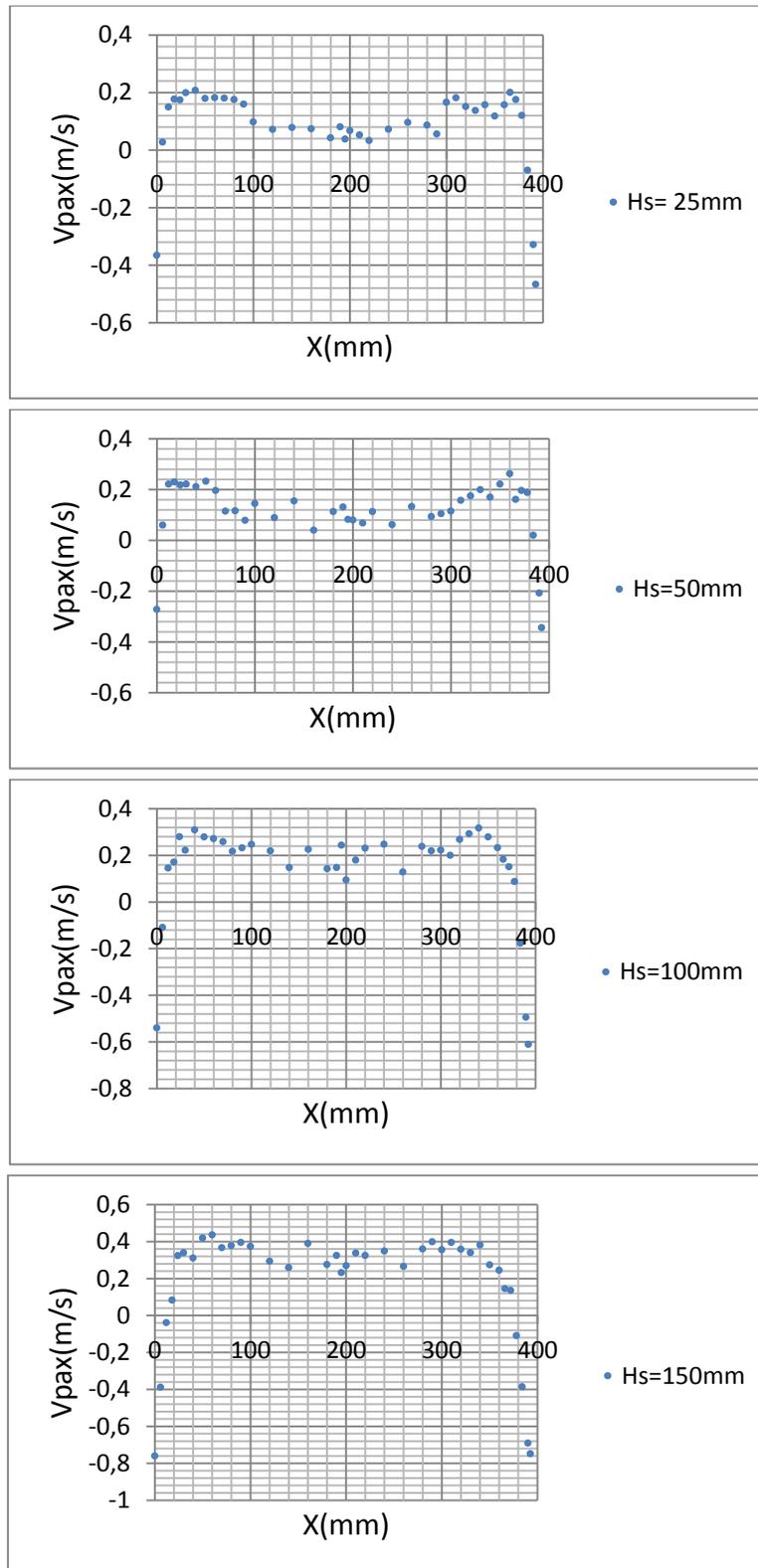


Figure 5. 1 : Profils des vitesses axiales moyennes des particules. Distribution 1, $d_p=85\mu\text{m}$.

En effet, l'épaisseur de cette zone semble augmenter pour $H_s = 100\text{mm}$ et $H_s = 150\text{mm}$.

Il semble que différents profils de vitesse axiale moyenne des particules soient trouvés selon la hauteur statique du lit. Comme on peut le constater sur la figure 5.1, il y'a principalement

une forme parabolique c-à-d le maximum de la vitesse est pratiquement au centre, et une forme concave où le maximum de la vitesse est loin du centre mettant en évidence une zone de survitesse.

Pour $H_s = 25mm$ et $H_s = 50mm$ le profil est concave et la zone des survitesses est clairement observée. Cependant, pour $H_s = 100mm$ et $H_s = 150mm$, on remarque que la concavité est moins prononcée et la forme se ramène à une parabole.

En paroi, la vitesse moyenne négative des particules augmente en valeur absolue tout en augmentant la hauteur statique du lit H_s .

En ce qui concerne la région centrale, la vitesse moyenne positive des particules semble augmenter aussi avec la hauteur statique du lit dans les deux formes du profil (concave et parabolique). Pour les profils de forme concaves, la zone des survitesses est comprise entre $0.2 \rightarrow 0.3$ et $0.7 \rightarrow 0.8$ fois la largeur de la colonne.

Distribution 2 ($d_p = 119\mu m$)

Pour l'ensemble des conditions opératoires étudiées, la structure cœur-anneau a été aussi identifiée pour la distribution 2 (Figure 5.2). La zone annulaire reste toujours petite mais plus sensible au diamètre de la particule et, comme pour la première distribution, à la hauteur statique du lit.

Pour cette distribution, les profils ne sont pas réguliers mais on peut difficilement identifier le profil concave surtout pour $H_s = 25mm$, $H_s = 50mm$ et $H_s = 100mm$ mais on le voit clairement pour $H_s = 150mm$. Le maximum apparaît toujours clairement à la position entre $0.2 \rightarrow 0.3$ et $0.7 \rightarrow 0.8$ fois la largeur.

La vitesse en paroi augmente en valeur absolue tout en augmentant la hauteur statique du lit et même remarque pour la vitesse moyenne positive en région centrale.

Distribution 3 ($d_p = 156\mu m$)

Une troisième distribution a été étudiée (Figure 5.3). Les résultats sont globalement semblables à ceux de la distribution 2 avec aussi apparition d'une forme concave.

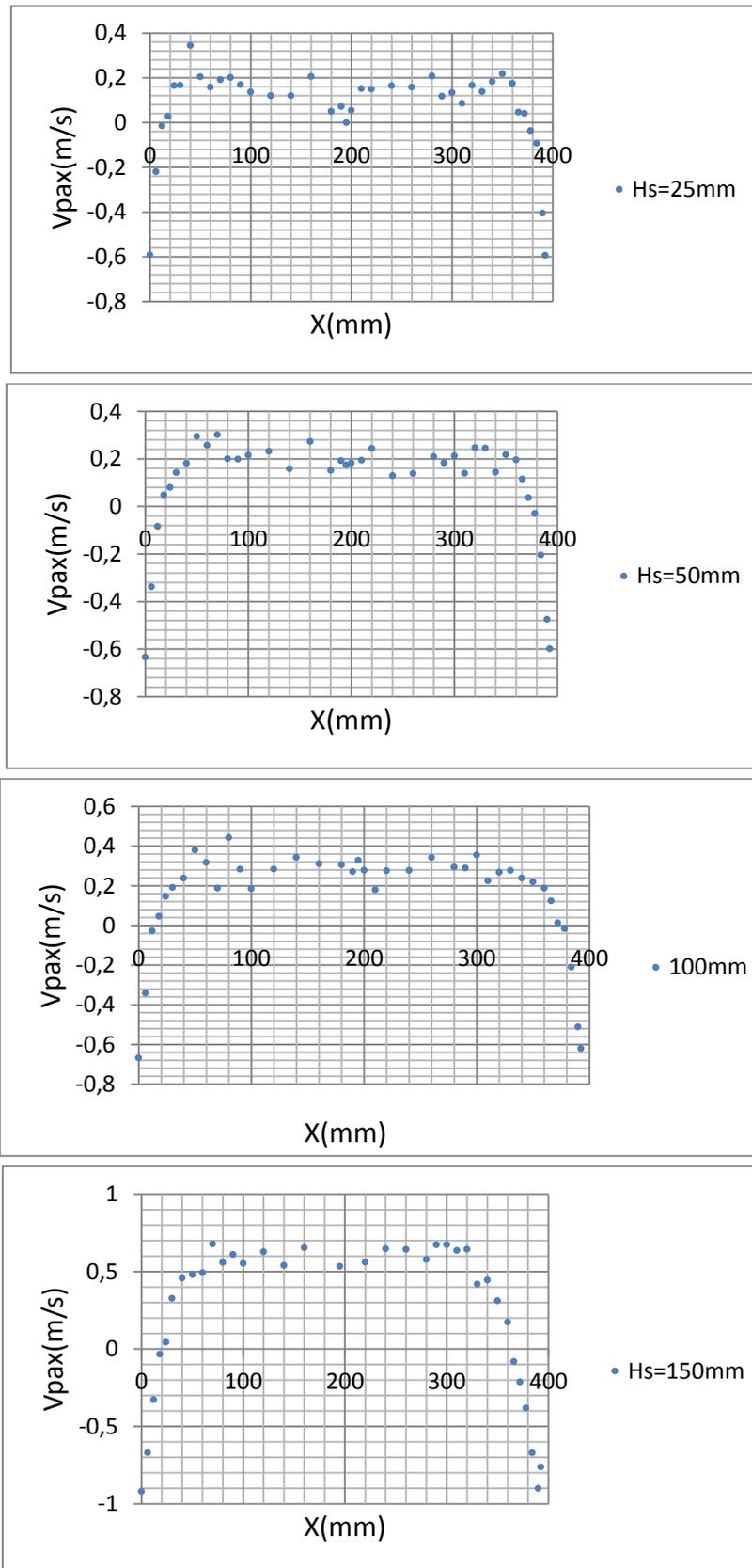


Figure 5. 2 : Profils des vitesses axiales moyennes des particules. Distribution 2, $d_p=119\mu\text{m}$.

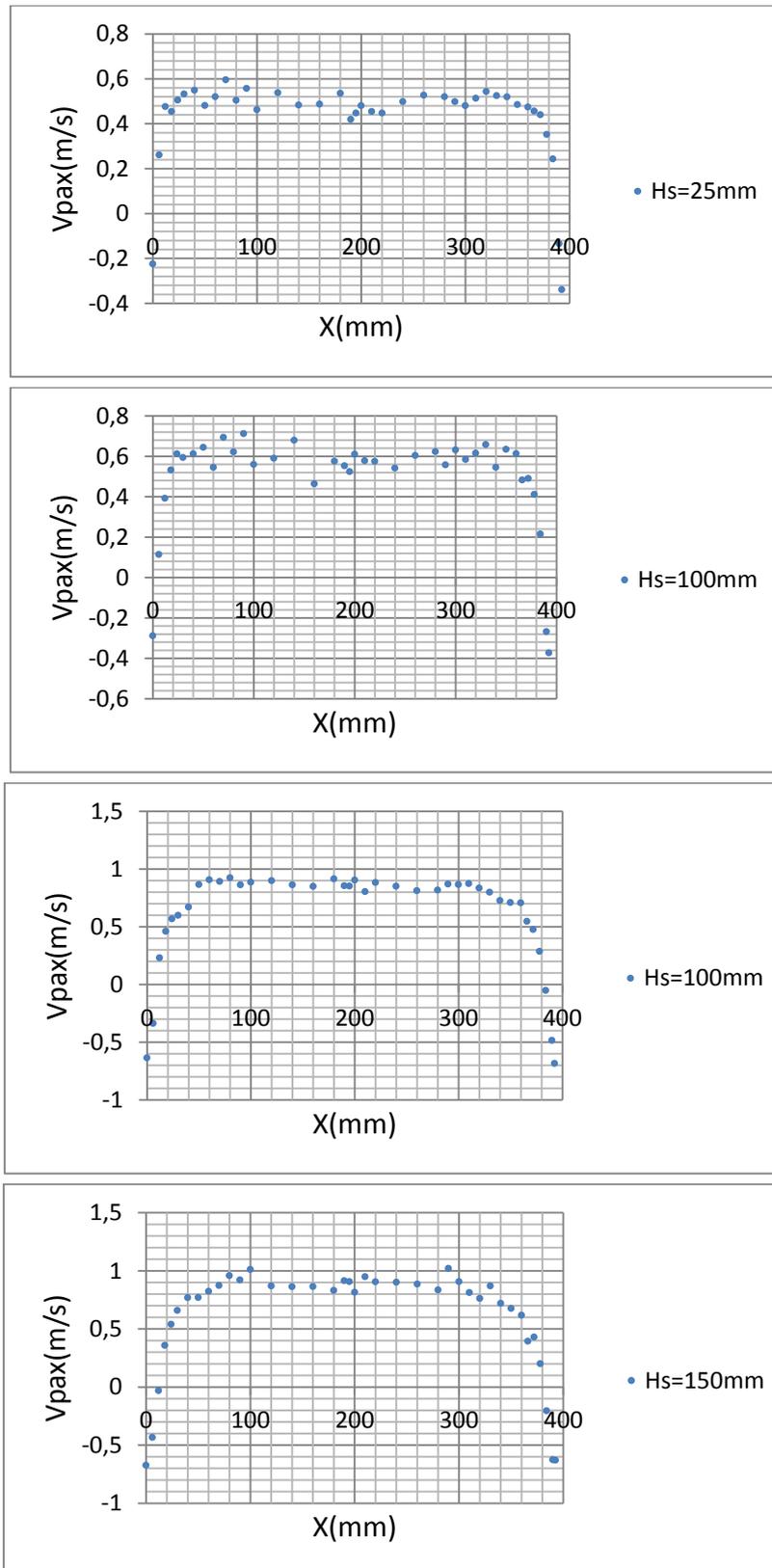


Figure 5. 3 : Profils des vitesses axiales moyennes des particules. Distribution 3, $dp_{156}\mu\text{m}$.

2.2. Vérification de la non-dépendance de la concavité à la hauteur

Dans ce paragraphe nous allons étudier l'existence de la concavité sur les profils de vitesse dans différentes hauteurs de la colonne principalement ($H = 100\text{mm}$, $H = 125\text{mm}$ et $H = 145\text{mm}$). Pour cela, nous avons pris des particules de $85\mu\text{m}$ de diamètre sur une hauteur statique de 50mm , et nous avons déplacé la sonde dans trois hauteurs ($H=100\text{mm}$, 125mm et 145mm).

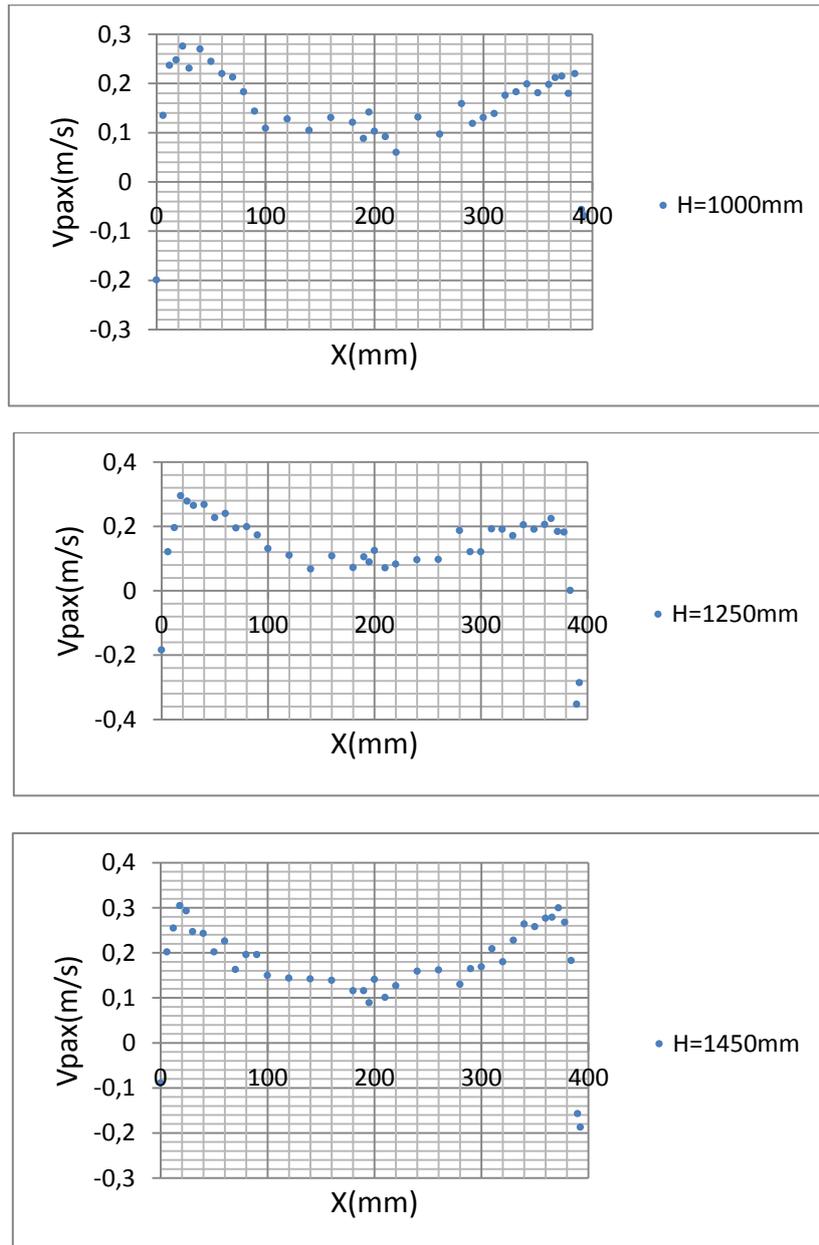


Figure 5. 4 : Profils des vitesses axiales moyennes des particules. $H_s=50\text{mm}$, $d_p=85\mu\text{m}$.

Comme nous pouvons le constater sur la figure 5.4, la concavité du profil existe également sur d'autres hauteurs plus basses et plus hautes dans la colonne de fluidisation avec une légère augmentation de la vitesse V_{pax} observée à $H = 125mm$ et $H = 145mm$ spécialement au niveau du maximum à la position décrite précédemment.

2.3. Etude de l'influence de la masse des particules sur le profil de vitesse moyenne

Dans ce paragraphe, nous allons fixer la mesure de vitesse à une hauteur donnée et on fixe la hauteur statique pour toute la gamme de diamètre que l'on dispose, et nous allons voir comment se développe la structure du lit dans la zone diluée en augmentant la masse des particules.

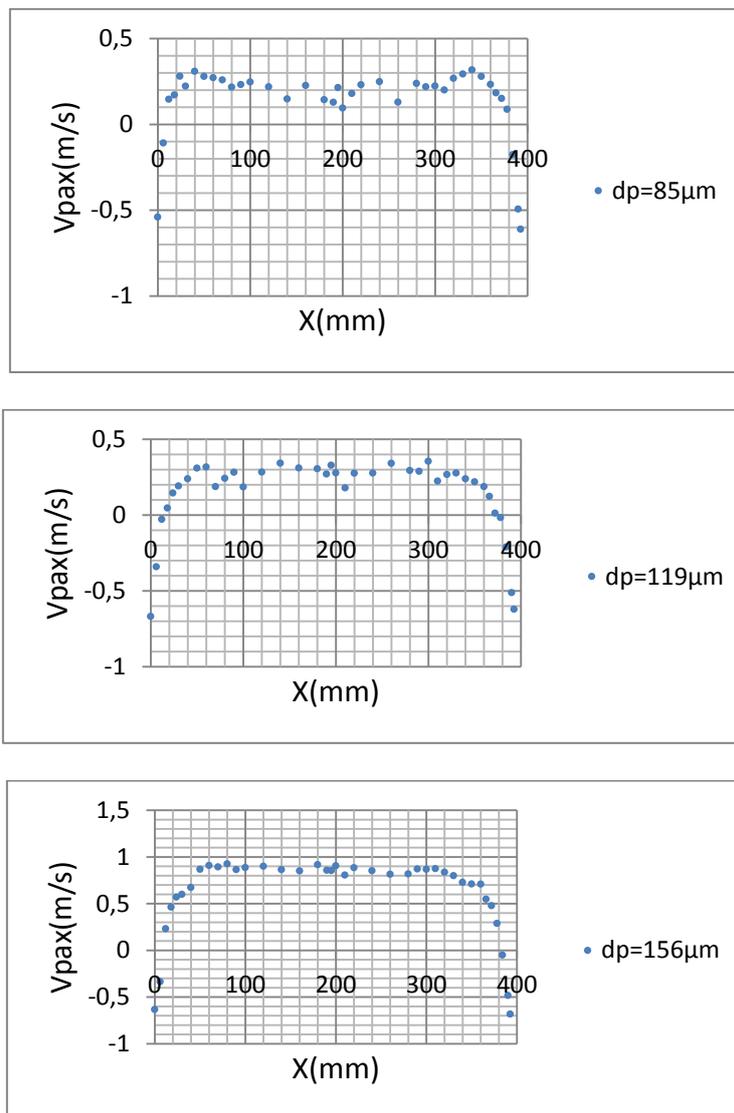


Figure 5. 5 : Evolution du profil de la vitesse moyenne des particules. $H_s=100mm$, $H=100cm$

En observant la figure 5.5, où nous avons présenté les profils de vitesse des particules des distributions 1, 2 et 3 respectivement. Nous pouvons clairement constater que le profil de

vitesse moyenne devient de plus en plus parabolique et la zone de survitesse disparaît à raison que la masse (diamètre) des particules augmente pour la même hauteur statique, et nous observons aussi que la vitesse moyenne augmente avec la masse pour la même position dans la colonne de fluidisation.

3. Séparation des particules suivant le sens

Pour tenter de comprendre l'origine du développement de la concavité du profil de la vitesse ou, du moins, fournir des informations détaillées sur le mouvement axial des particules solides dans la zone diluée de la colonne de fluidisation, nous étudions ici le comportement des particules ascendantes et descendantes séparément. D'une part, cela va permettre d'avoir une image claire sur la participation de chaque sens de mouvement dans la formation de la structure moyenne cœur anneau établie dans cette région. D'autre part, nous pourrions déterminer la participation des particules ascendantes et descendantes dans le développement du phénomène de survitesse.

Les profils des vitesses axiales moyennes des particules descendantes et ascendantes, respectivement, V_{upax} et V_{dax} , sont présentés sur les figures 5.6 et 5.7 respectivement. Les signes des vitesses sont gardés (Les vitesses moyennes des particules descendantes sont négatives et celles des particules ascendantes sont positives).

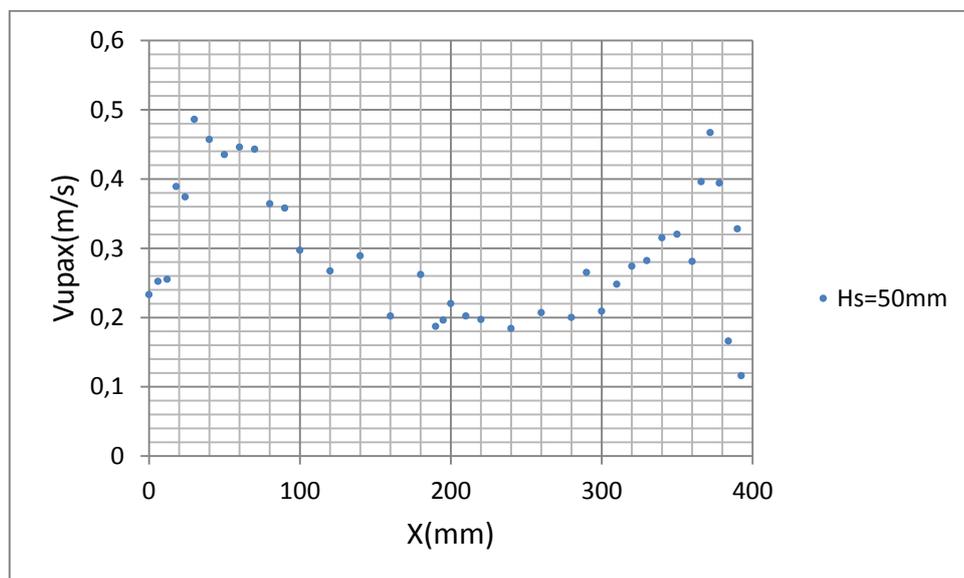


Figure 5. 6 : Evolution du profil de la vitesse partielle moyenne des particules ascendantes.
Hs=50mm, dp=85μm

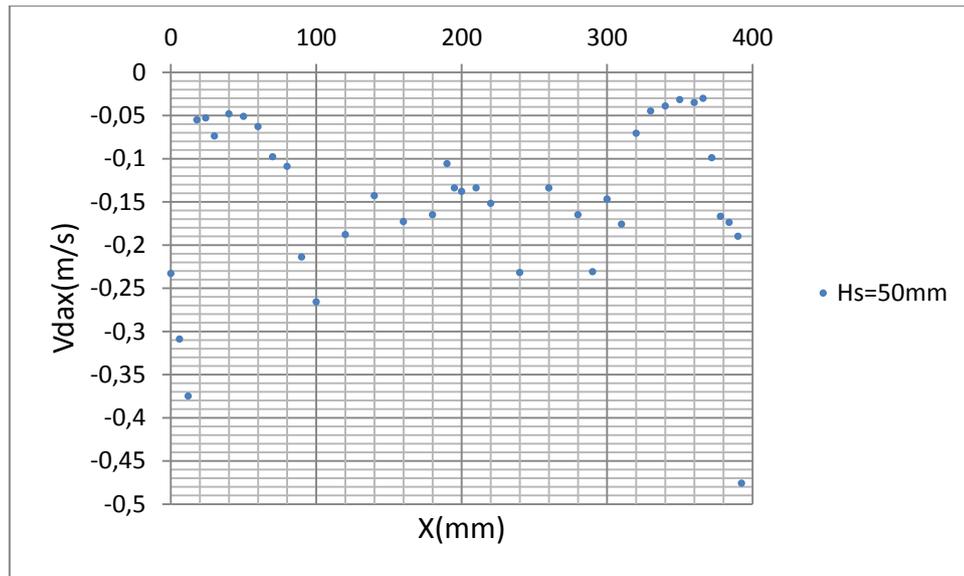


Figure 5. 7 : Evolution du profil de la vitesse partielle moyenne des particules descendantes.
 $H_s=50\text{mm}$, $d_p=85\mu\text{m}$

4. Comportement fluctuant de la phase solide

En tenant compte du nom donné au régime de fluidisation qui est l'objet de notre étude (régime turbulent), il est surprenant que peu d'attention ait été accordée aux fluctuations des vitesses des particules solides, qui sont si clairement présentes dans ce régime (Figure 5.8). Les fluctuations de pression sont le plus souvent les seules à être mesurées pour quantifier le caractère fluctuant de l'écoulement gaz-particules.

Les écarts types de la vitesse des particules représentent un bon indicateur du caractère fluctuant de la phase solide. Nous nous intéressons donc, dans ce paragraphe, à déterminer leurs valeurs sur la direction axiale. Le but donc est de construire les profils correspondants pour avoir une idée sur la structure turbulente et de suivre l'évolution de cette forme avec les conditions opératoires.

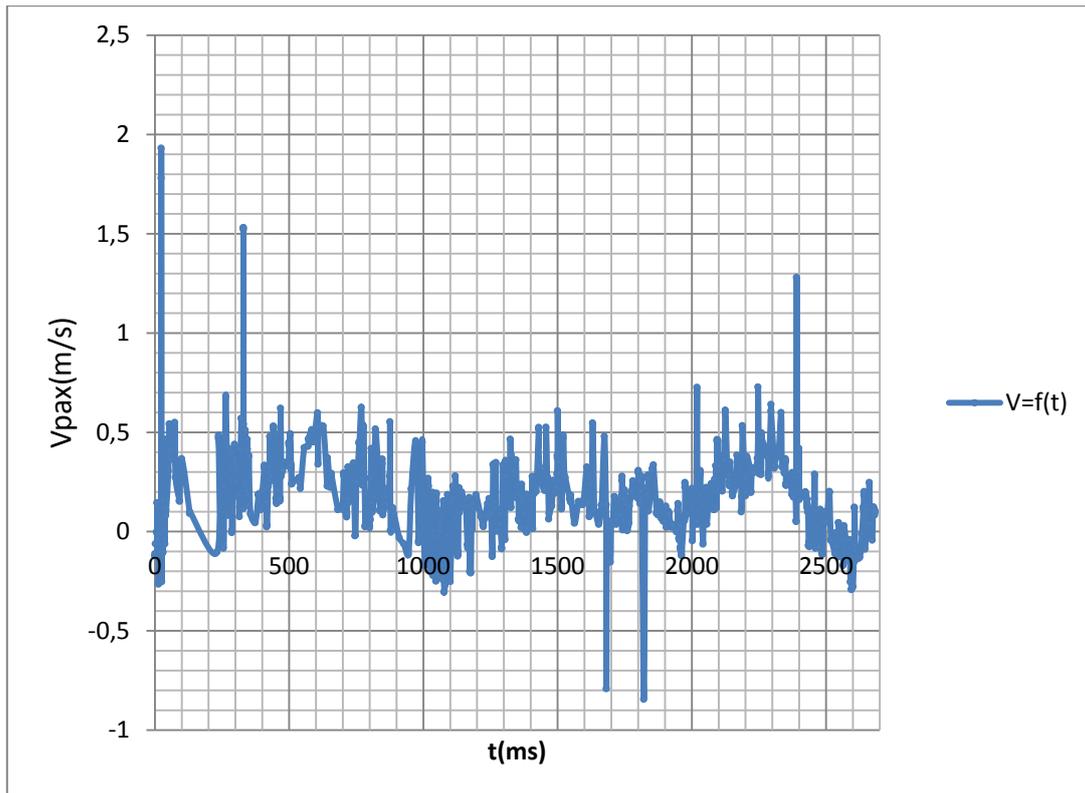


Figure 5. 8 : Evolution temporelle de la vitesse des particules, $H_s=50\text{mm}$, $d_p=85\mu\text{m}$.

4.1. Mouvement fluctuant axiale

4.1.1. Ecarts types des vitesses axiales des particules $RMSV_{pax}$

Distribution 1

Une forme particulière des profils de $RMSV_{pax}$ peut être observée pour toutes les conditions opératoires testées de la distribution 1 (Figure 5.9) : une valeur constante dans la région centrale, une légère augmentation dans la zone de transition entre l'anneau et le cœur atteignant ainsi un maximum, et ensuite une brusque diminution près de la paroi.

Le maximum des niveaux $RMSV_{pax}$ correspond logiquement à la zone de transition entre le cœur et l'anneau où les particules descendantes et ascendantes représentent pratiquement le même pourcentage d'existence. Dans ce cas, la probabilité de collision entre particules est maximale.

Distribution 2

On ne note pas de différence notable au niveau de la forme des profils de $RMSV_{pax}$ pour la distribution 2 par rapport à la distribution 1, pour les quatre hauteurs statiques étudiées. On observe en effet une valeur pratiquement constante dans la région centrale, une légère augmentation dans la zone de transition entre l'anneau et le cœur atteignant ainsi un maximum, et ensuite une brusque diminution près de la paroi (Figure 5.10).

Distribution 3

Une troisième distribution a été étudiée (Figure 5.11). Les résultats sont globalement semblables à ceux de la distribution 2 avec aussi apparition d'une région centrale constante, un pique au niveau de la région centrale et une chute brusque près de la paroi.

1. Discussions

Nous avons mis en évidence dans les paragraphes précédents, en balayant le régime turbulent pour les trois distributions de particules solides ($d_p = 85 \mu\text{m}$, $d_p = 119 \mu\text{m}$ et $d_p = 156 \mu\text{m}$) et pour différentes hauteurs statique du lit, l'existence de deux types de comportement qui semble dépendre essentiellement de la taille des particules solides et de la hauteur statique du lit. Cette différence en comportement est notée spécialement sur les profils de vitesses axiales moyennes des particules. En effet, nous avons trouvé que les profils de vitesses totales axiales moyennes des particules solides sont de formes concaves pour les faibles hauteurs statiques des distributions 1,2 et 3 ($H_s = 25 \text{ mm}$ et $H_s = 50 \text{ mm}$) et pour toutes les conditions opératoires testées mettant ainsi en évidence l'apparition d'une zone de survitesse qui se développe dans la zone de transition entre le coeur et l'anneau. Cependant pour les hauteurs statiques $H_s = 100 \text{ mm}$ et $H_s = 150 \text{ mm}$, des modifications sensibles de la forme des profils de vitesses de la phase solide sont notées. En fait, les profils de vitesses axiales moyennes des particules se transforment en une forme parabolique.

Même en séparant les particules selon le sens de mouvement, nous avons trouvé la même forme de profil que celle des vitesses totales.

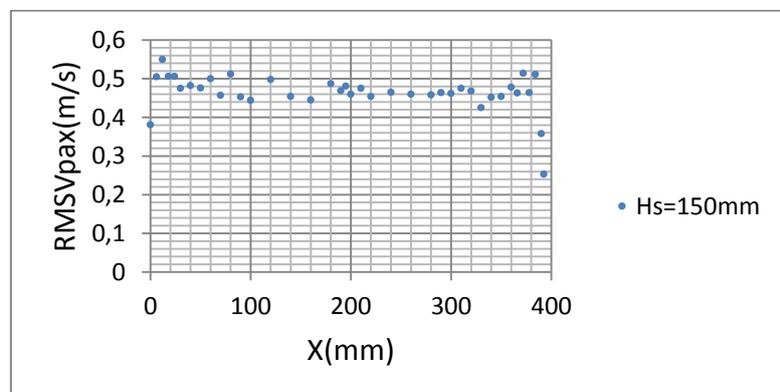
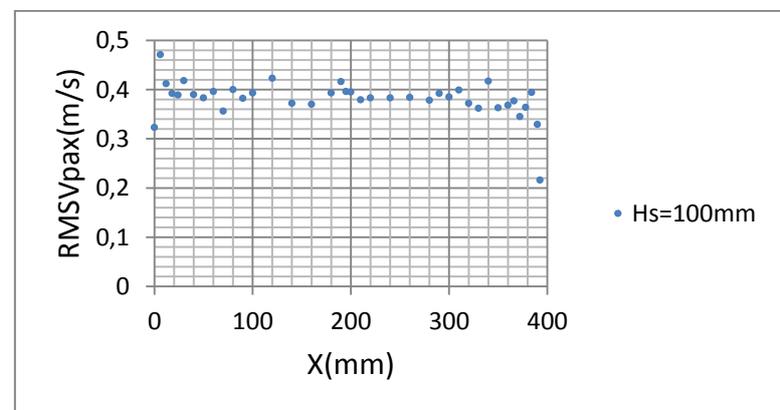
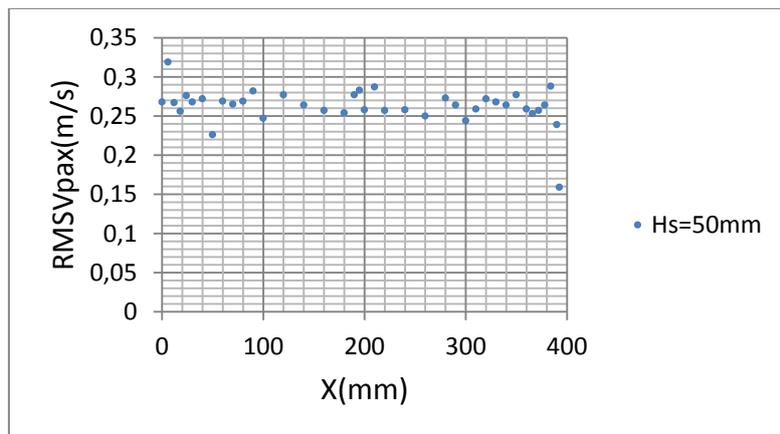
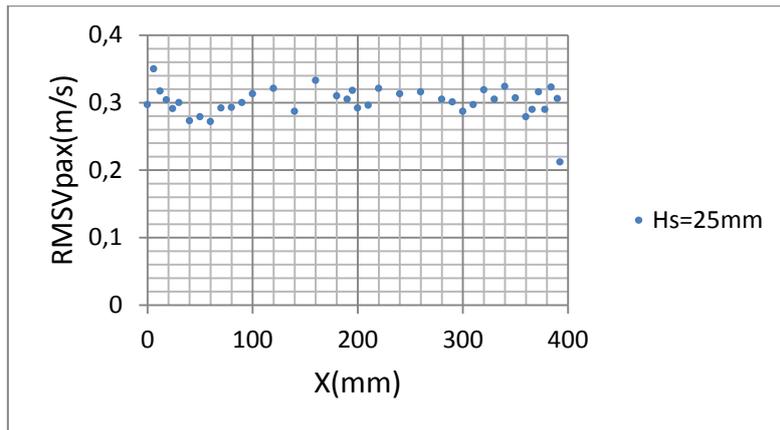


Figure 5. 9 : Evolution des profils des écarts types de la vitesse axiale moyenne des particules.
Distribution 1, $H=100$ mm.

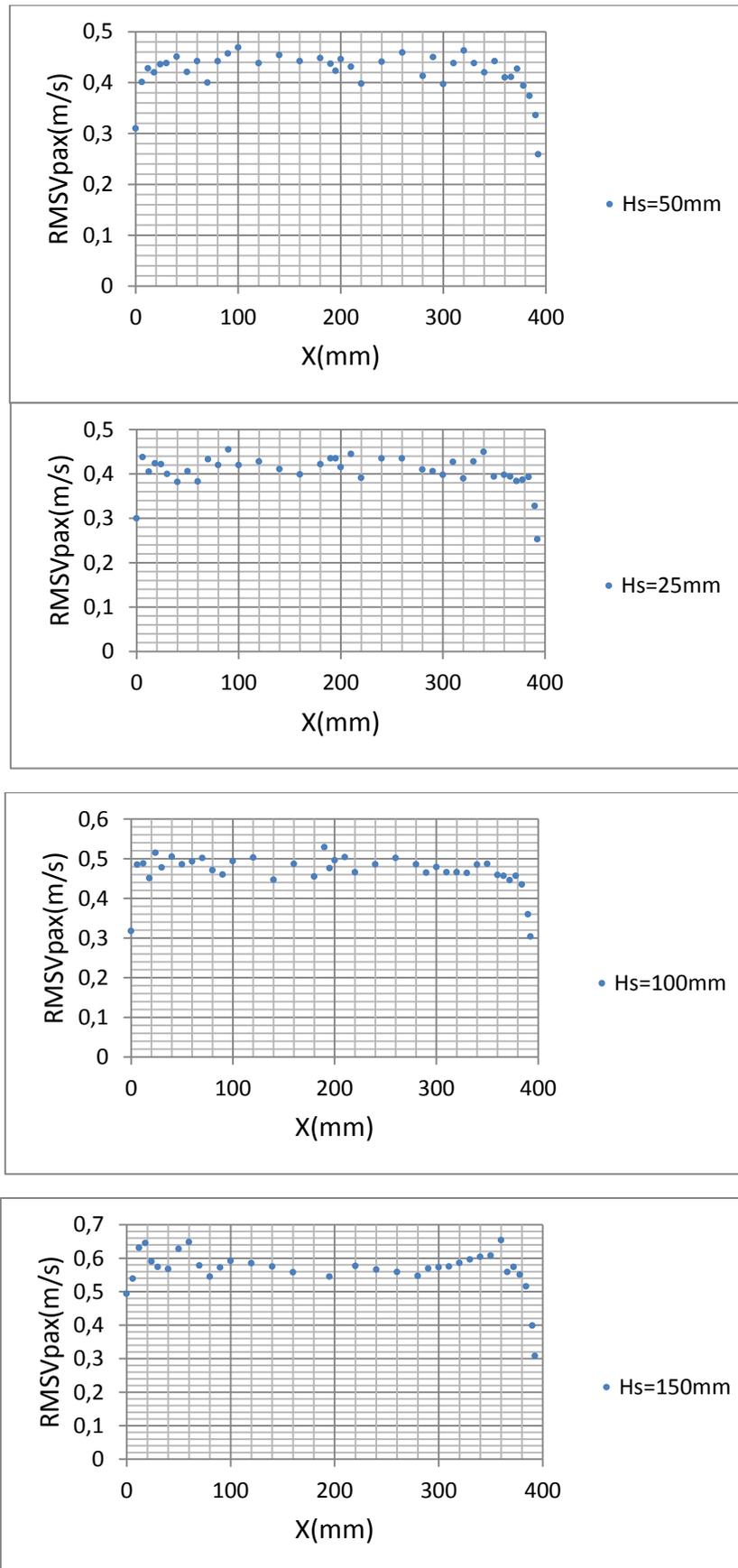


Figure 5. 10 : Evolution des profils des écarts types de la vitesse axiale moyenne des particules. Distribution 2, H=100mm.

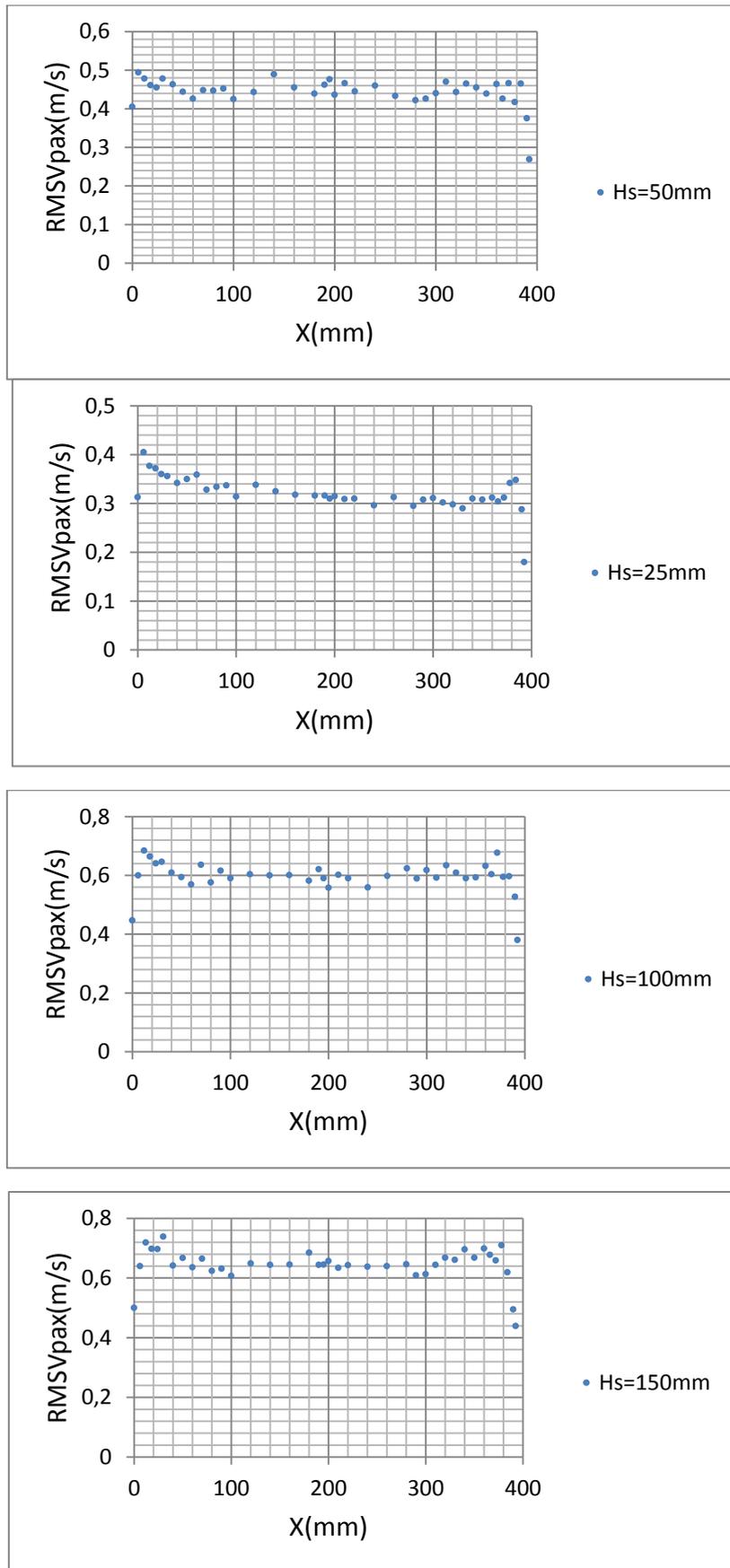


Figure 5. 11 : Evolution des profils des écarts types de la vitesse axiale moyenne des particules. Distribution 3, $H=100\text{mm}$.

1.1. Caractéristiques de la zone de survitesse et interprétations

1.1.1. Les caractéristiques du phénomène de survitesse

En résumé, sur la base des résultats présentés précédemment et garce à ceux de T.VANDERMOORTELE [2], et A.ZAABOUT [1], nous pouvons lister toutes les caractéristiques du phénomène de survitesse mises en évidence. Lorsque le phénomène apparait on observe :

- un maximum de la vitesse moyenne globale des particules solides ;
- un minimum de la valeur absolue de la vitesse moyenne des particules descendantes ;
- un minimum de concentration en particules solide (Figure 5.12) ;
- non dépendance à la hauteur du lit ;
- dépendance à la masse des particules.

1.1.2. Interprétations

Au vue de ce que nous avons étudié dans les paragraphes précédents, nous tendons à affirmer que la zone de survitesse des particules est le couloir d'un passage préférentiel du gaz. En effet, la forte agitation des particules due aux collisions interparticulaires dans la zone de survitesse (zone de transition anneau-cœur) montrée par l'évolution des écarts types des vitesses moyennes, la faible concentration de particules solides dans cette zone et la forte concentration dans la région centrale, le pourcentage de particules ascendantes supérieurs à celui des particules descendantes justifient que le gaz est contraint de passer par cette zone mettant les particules montantes dans cette région en vitesses supérieurs qu'ailleurs et les particules descendantes sont freinées par le gaz s'opposant à leur chute due au perte d'énergie cinétique par frottement ou collision.

Par contre au centre, nous avons vu que l'évolution des écarts types des vitesses moyennes est pratiquement constante ce qui indique la faible agitation et la stabilité dans cette région, ce qui diminue les frottements et les collisions interparticulaires, ajouté à cela, la masse des particules.

La structure des lits fluidisés des grosses particules à fortes hauteurs statiques est parabolique, dans ce cas, les particules ont une grande inertie qui leur permet de s'accrocher et de continuer leurs chemins jusqu'au bout, donc le gaz rencontre moins de contrainte et donc sa distribution est plus ou moins homogène sur toute la largeur de la colonne.

En paroi, nous avons trouvé une forte concentration en particules descendantes qui perdent leurs énergies cinétiques par frottement sur les parois, et donc retombent en bas.

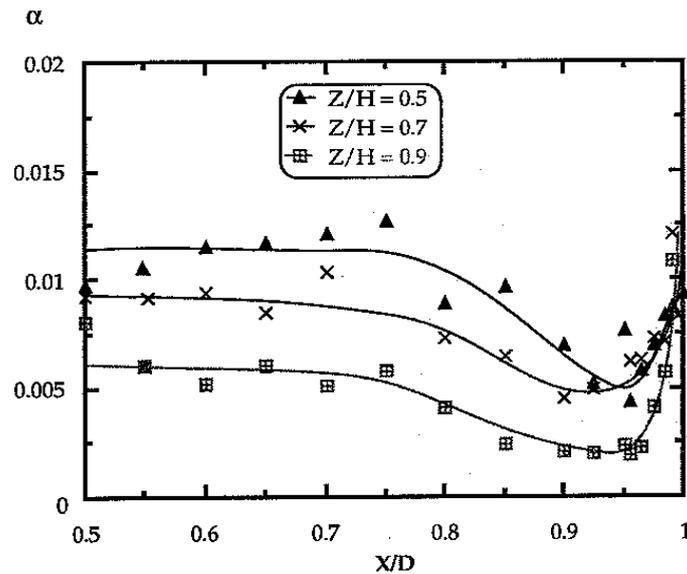


Figure 5. 12 Evolution de la concentration locale de la phase solide en fonction de la hauteur relative dans la colonne. VANDERMOOREL (1998)

1.2. Conclusion

L'analyse du comportement moyen de la phase solide dans la direction axiale a révélé l'évolution du profil des vitesses d'une forme concave à faibles diamètres et hauteurs statiques à une forme parabolique à fortes hauteurs statiques et diamètres plus grands, et qui semble apparaître comme un phénomène transitionnel. Ce phénomène met en évidence le développement et l'atténuation de zones de survitesses dans la zone de transition entre le cœur et l'anneau indépendamment de la hauteur de la colonne. Ceci exclut donc toute relation entre le développement de cette structure et le régime turbulent qui lui, dépend de la vitesse du gaz. D'une façon générale, une zone privilégiée de transfert de particules du cœur vers la zone annulaire a été mise en évidence pour toutes les conditions opératoires testées, signifiant que dans les conditions correspondantes au régime turbulent, un équilibre entre le cœur et la zone annulaire existe, où le transfert mutuelle de masse entre ces deux régions se produit en permanence.

L'analyse du comportement fluctuant, caractéristique du régime turbulent, a révélé que la région centrale de la colonne est toujours peu agitée et plus stable que la zone transitionnelle cœur-anneau, cette agitation joue un rôle important dans la forme des profils de vitesses et donc sur la structure hydrodynamique du lit dans la zone diluée de la colonne de fluidisation.

Chapitre 6

**DEVELOPPEMENT NUMERIQUE DU MODELE EULERIEN
APPLIQUEE A LA FLUIDISATION**

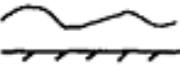
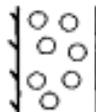
6.1. Classification des écoulements diphasiques

La variété des problèmes possibles des écoulements diphasiques est illustrée par les différentes méthodes de classification proposées dans la littérature. Un classement général est celui d'Ishii (1975), qui divise les écoulements diphasiques en quatre groupes selon leurs constituants: écoulement gaz-solide, écoulement gaz-liquide, écoulement liquide-solide et les écoulements de deux liquides non miscibles. Ishii a établi également une classification différente en fonction de la topologie de l'écoulement, cf. tableau 6.1, qui distingue entre les trois classes: les écoulements séparés, les écoulements mixtes et les écoulements dispersés. Ces derniers sont étudiés dans ce chapitre. Cette classe est subdivisée à son tour en termes de régimes typiques, comme le montre le tableau. De ces régimes, la présente étude traite les écoulements de particules. Cependant, il existe de nombreuses façons de caractériser les écoulements de particules. Un classement par Kunii et Levenspiel [5] basé sur la vitesse de fluidisation et les propriétés des particules est représenté sur la figure 6.1 pour le domaine spécifique de fluidisation. Un certain nombre d'autres classifications des différents types d'écoulement diphasique peuvent être trouvées dans la littérature, par exemple Hewitt (1982).

6.2. Classification des modèles d'écoulement diphasique :

Il ya plusieurs façons de modéliser un problème d'écoulement diphasique en utilisant des équations aux dérivées partielles (EDP), selon les phénomènes physiques d'intérêt et de la nature du problème. Dans ce chapitre, l'intérêt est concentré sur le modèle eulérien tridimensionnel. Ishii (1975) divise ces derniers dans les deux catégories de modèles de diffusion et des modèles à deux fluides. Un modèle de diffusion est formulé en considérant le mélange dans son ensemble, et peut être représentée par une équation de continuité, une équation de bilan de quantité de mouvement dans chaque direction de coordonnée, une équation de l'énergie et une équation de diffusion, afin de tenir compte de l'effet de gradient de concentration. Le modèle à deux fluides, qui est l'objet dans le présent chapitre, se compose de deux équations de continuité, deux équations de quantité de mouvement dans chaque direction de coordonner et de deux équations d'énergie. Des lois de fermeture supplémentaires sont nécessaires pour fermer l'ensemble des équations, tel que décrit ci-dessous.

Tableau 6. 1 : Différents régimes d'écoulement diphasique selon Ishii (1975)

classification	Régimes typiques	Géométrie	Configuration	Exemples
Ecoulements séparés	Ecoulement de film		-Film liquide dans un gaz -Film gazeux dans un liquide	-Film de refroidissement -Film d'ébullition
	Ecoulement annulaire		-Anneau liquide avec un film gazeux -Anneau gazeux avec un film liquide	-Film d'ébullition -condenseur
	Ecoulement jet		-jet liquide dans un gaz -jet de gaz dans un liquide	-atomisation -jet condenseur
Ecoulements mixtes ou transitionnel.	Ecoulement de limace		Poche de gaz dans un liquide	L'ébullition du sodium en convection forcée
	Ecoulement annulaire bouillonnant		-bulles de gaz dans un liquide -film avec un anneau gazeux	Evaporateurs avec mur de nucléation
	Ecoulement annulaire de gouttelettes pétillantes		Anneau gazeux avec gouttelettes et film liquide avec bulles de gaz	Générateur de vapeur
Ecoulement dispersé	Ecoulement bouillonnant		Bulles de gaz dans un liquide	Réacteurs chimiques
	Ecoulement des gouttelettes		Gouttelettes liquides dans un gaz	Refroidissement par pulvérisation
	Ecoulement de particules		Particules solides dans un gaz ou dans un liquide	Transport de blé

6.3. Formulation du modèle à deux fluides :

Il existe de nombreuses façons, selon la procédure de calcul de la moyenne et les lois de fermeture adoptées, pour formuler un modèle à deux fluides. L'idée générale est d'abord de formuler les bilans généraux de la masse, de la quantité de mouvement pour un volume de contrôle fixe contenant les deux phases. Ce bilan doit être satisfait à tout moment et en tout point de l'espace, et se réduit ainsi en deux types d'équations locales, l'un étant les équations locales instantanées pour chaque phase et l'autre l'expression des conditions de saut locales instantanées, c'est à dire les interactions entre les phases à l'interface. En principe, cet ensemble d'équations peut être résolu par la simulation directe, soit en utilisant un maillage

numérique plus fin que les plus petites échelles de longueur de l'écoulement et un pas de temps plus court que les échelles de temps des fluctuations les plus rapides. Pour l'approche eulérienne, discuté dans le présent chapitre, les équations locales instantanées doivent être moyennées d'une manière appropriée, soit dans l'espace ou dans le temps. Cela permet un maillage grossier et un long pas de temps pour être utilisé dans la simulation numérique, mais, hélas, introduit plus d'inconnues que le nombre d'équations dans le système, et donc nécessite l'inclusion d'expressions complémentaires pour fermer l'ensemble des équations. Les lois de fermeture sont de trois types: lois topologique, lois de comportement et lois de transfert, où le premier type décrit la distribution spatiale des grandeurs de phase spécifique, le deuxième type décrit les propriétés physiques des phases et le troisième type décrit les interactions entre les différentes phases. Comme la plupart de ces expressions sont empiriques, les données expérimentales sont nécessaires afin de développer et de vérifier les lois. Une procédure générale pour l'élaboration d'un modèle à deux fluides est représentée sur la figure 6.1. Dans la suite, les procédures de moyennage sont examinées de manière générale, tandis que les lois de fermeture sont présentées uniquement pour les écoulements gaz-particules

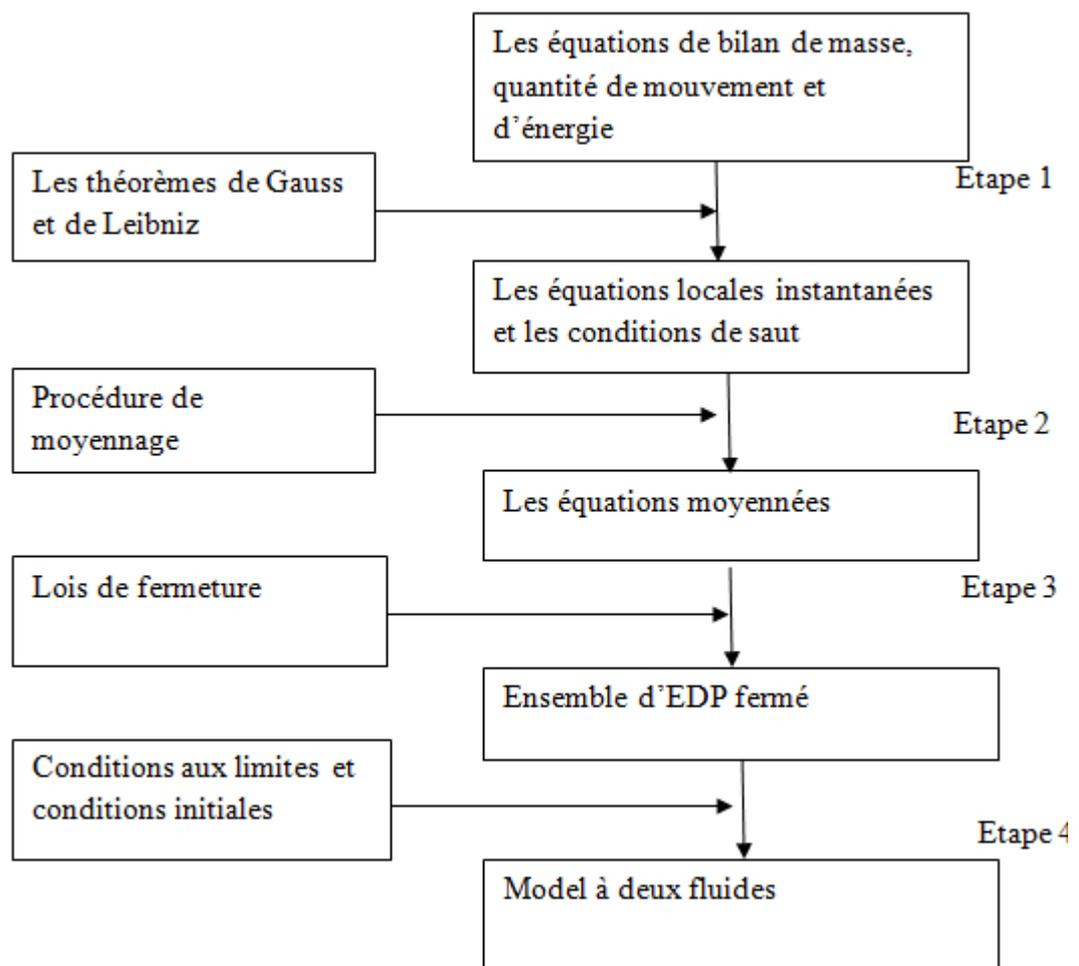


Figure 6. 1: Procédure générale de la formulation du modèle de deux fluides

6.3.1. Les équations locales instantanées

6.3.1.1. Les équations générales

Considérons un volume matériel $V_m(t)$ traversé par une surface de discontinuité $A_i(t)$ non nécessairement matériel (Figure 6.2). Le volume matériel est constitué par la réunion des deux volumes contenant chaque phase.

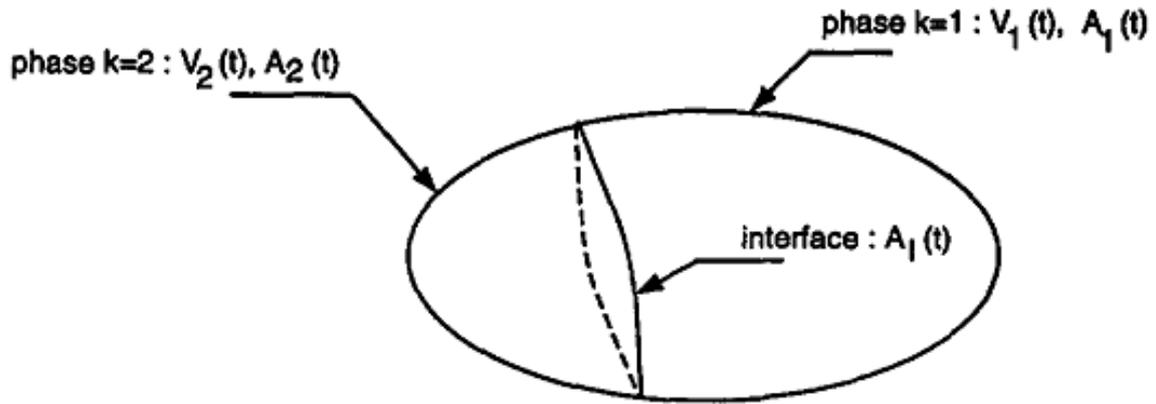


Figure 6. 2 : Volume matériel fixe contenant deux phases avec une interface mobile

Outils mathématiques

- Le théorème d'Ostrogradski ou dit de Gauss [A2] ou encore de la divergence, s'énonce pour tout vecteur B ou tenseur M différentiable dans un volume V (figure 6.3) et limité par une surface S par,

$$\int_V \text{div } B \, dV = \int_S B \cdot n \, dS \quad (6.1)$$

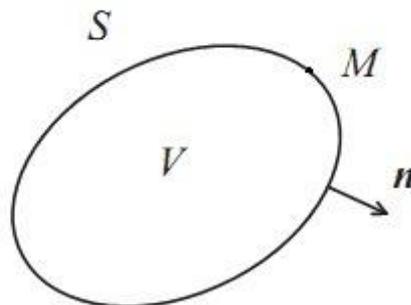


Figure 6. 3 : Volume V délimité par la surface S

- La règle de Leibniz [A5] s'énonce pour toute fonction f définie dans un volume V (Figure 6.3) limité par la surface S par,

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} f \, dV = \int_{V(t)} \frac{\partial f}{\partial t} \, dV + \int_{S(t)} f v_s \cdot n \, dS \quad (6.2)$$

Où $v_s \cdot n$ est la vitesse géométrique de la surface S .

Si le volume est matériel, c'est-à-dire si tout point attaché à V et à S se déplace à la vitesse du fluide, cette règle porte le nom de *théorème de transport de Reynolds*.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} f dV = \int_{V_m(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_{S_m(t)} f v \cdot n dS \quad (6.3)$$

Ça veut dire que la variation de l'intégrale de volume est égale à l'intégrale de la variation de f augmenté du flux net sortant du volume $V_m(t)$.

On utilise aussi l'identité suivante :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} f dV = \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \left(\frac{\partial f_k}{\partial t} + \text{div} \cdot (f_k v_k) \right) dV - \sum_{k=1,2} \int_{A_i(t)} f_k (v_k - v_{A_i}) \cdot n_k dS \quad (6.4)$$

Bilan de masse

La masse du volume matériel de la figure 6.2 est conservée, donc sa variation est nulle, en appliquant l'identité (6.4) on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho dV = \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \left(\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \text{div} \cdot (\rho_k v_k) \right) dV - \sum_{k=1,2} \int_{A_i(t)} \rho_k (v_k - v_{A_i}) \cdot n_k dS = 0 \quad (6.5)$$

Bilan de quantité de mouvement

La variation de quantité de mouvement du volume matériel diphasique de la figure 6.2 est égale à la somme des forces de volume et de surface appliquée sur ce domaine.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho \cdot v dV = \int_{S_m(t)} n \cdot T dS + \int_{V_m(t)} \rho F dV \quad (6.6)$$

En appliquant à (6) l'identité (4) on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho \cdot v dV &= \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \left(\frac{\partial \rho_k v_k}{\partial t} + \text{div} \cdot (\rho_k v_k v_k) \right) dV \\ &- \sum_{k=1,2} \int_{A_i(t)} \rho_k v_k (v_k - v_{A_i}) \cdot n_k dS \\ &= \sum_{k=1,2} \int_{A_k(t)} n_k \cdot \bar{T}_k dS + \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \rho_k F_k dV \end{aligned} \quad (6.7)$$

En appliquant le théorème de Gauss à l'intégrale des contraintes sur A_1 puis A_2 , on obtient :

$$\begin{aligned} \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \left(\frac{\partial \rho_k v_k}{\partial t} + \text{div} \cdot (\rho_k v_k v_k) - \text{div} \cdot \bar{T}_k - \rho_k F_k \right) dV - \\ \int_{A_i(t)} \left(\sum_{k=1,2} \rho_k v_k (v_k - v_{A_i}) \cdot n_k - n_k \bar{T}_k \right) dS = 0 \end{aligned} \quad (6.8)$$

Les différents bilans globaux que nous venons d'établir (6.5) et (6.7) peuvent se mettre sous la forme générale suivante (Delhaye et al. [11]).

$$\sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \left(\frac{\partial}{\partial t} (\rho_k \psi_k) + \text{div}.(\rho_k \psi_k v_k) + \text{div}.J_k - \rho_k \varphi_k \right) dV + \int_{A_i(k)} \sum_{k=1,2} (\dot{m} \psi_k + n_k J_k + \varphi_i) dS = 0 \quad (6.9)$$

Où :

n_k est la normale extérieure à l'interface du volume occupé par la phase k ;

Ψ_k est la quantité conservée ;

J_k est le flux moléculaire ;

Φ_k est le terme de source ;

Φ_i est le terme de source à l'interface.

La définition des différentes quantités est donnée au tableau 6.2

On a introduit dans (9) le terme

$$\dot{m}_k = \rho_k (v_k - v_{A_i}) \cdot n_k \quad (6.10)$$

Ce terme représente la densité de flux de masse à l'interface. En effet, intégré sur toute la surface, cette quantité représente le flux de masse quittant le domaine V_k c-à-d. la phase k au travers de l'interface.

L'équation (6.9) doit être vérifiée pour tout $V_k(t)$ et $A_i(t)$. Donc, l'équation locale instantanée est :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_k \psi_k) + \text{div}.(\rho_k \psi_k v_k) + \text{div}.J_k - \rho_k \varphi_k = 0 \quad (6.11)$$

Et la condition de saut locale est :

$$\sum_{k=1,2} (\dot{m} \psi_k + n_k J_k) = -\varphi_i \quad (6.12)$$

Tableau 6. 2 Valeurs des paramètres pour les équations de bilans et conditions de saut

Bilan	Ψ_k	J_k	Φ_k	Φ_i
Masse	1	0	0	0
Quantité de mouvement	u_k	$-\bar{\bar{T}}_k$	F_k	0
Energie	$E_k = u_k + \frac{1}{2} v_k^2$	$q_k - \bar{\bar{T}}_k \cdot v_k$	$F_k \cdot v_k$	0
Entropie	s_k	$\frac{q_k}{T_k}$	$\frac{\Delta_k}{\rho_k}$	Δ_i

6.3.1.2. Equations primaires et conditions de saut

Les équations locales instantanées et les conditions de saut correspondant à la masse, la quantité de mouvement, l'énergie et l'entropie sont définies par le tableau 6.2 et (6.11) et (6.12). Ces ensembles d'équations sont appelées équations primaires et conditions de saut primaires, respectivement. Équations secondaire et conditions de saut secondaire, par exemple pour l'énergie mécaniques, peuvent être dérivées de ces équations, si nécessaire.

Conservation de la masse

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_k + \text{div.} (\rho_k u_k) = 0 \quad (6.13)$$

$$\sum_{k=1}^2 \dot{m}_k = 0 \quad (6.14)$$

Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_k u_k) + \text{div.} (\rho_k u_k u_k) - \text{div.} \bar{\bar{T}}_k - \rho_k F_k = 0 \quad (6.15)$$

$$\sum_{k=1}^2 (\dot{m}_k u_k - \bar{\bar{T}}_k \cdot n_k) = 0 \quad (6.16)$$

Où $\bar{\bar{T}}_k$ est le tenseur des contraintes et F_k est la force de gravitation.

6.4. Technique générale de moyennage

6.4.1. Définitions

Dans l'approche eulérienne, un paramètre donné, qui peut être un scalaire, vecteur ou tenseur, est définie par l'équation suivante: $f = f(r, t)$. Le paramètre est donc étudié à un point fixe dans l'espace, r , à tout moment, t . A ce point et à ce temps, au moins l'une des phases peut être présente. Pour simplifier la description, une sorte de moyenne est appliquée aux équations d'équilibre. La moyenne du volume est réalisée autour de la r point fixe à l'instant t , alors que la moyenne temporelle est effectuée au point r sur un intervalle de temps, y compris le temps t .

Le volume moyen est défini comme

$$\bar{\dots} = \frac{1}{V} \int_V (\dots) dx dy dz \quad (6.17)$$

L'opérateur de moyenne de temps est défini par

$$\bar{\dots} = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} (\dots) d\tau \quad (6.18)$$

6.4.2. Dérivation des équations générales moyennées :

Les méthodes de calcul de la moyenne présentées ci-dessus seront appliquées dans la présente section pour transformer les équations locales instantanées et les conditions de saut en des équations de bilan moyennées et conditions de saut moyennées correspondantes. Pour ce faire, la méthode présentée par Drew [12] est utilisée. Les opérateurs de moyenne pour les moyennes de volume et de temps sont formellement similaires. Ainsi, dans la suite, l'opérateur de moyenne (...) représente l'un des opérateurs spécifiques définis ci-dessus. Un peu de relations de base sont d'abord introduites. La fonction de l'indicateur de phase, X_k pour la phase k est une fonction échelon définie de la façon suivant :

$$X_k(r, t) = \begin{cases} 1, & \text{si } r \in k \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (6.19)$$

La moyenne de la fonction indicatrice de phase est équivalente à la moyenne de l'occurrence de la phase k

$$\alpha_k = \bar{X}_k \quad (6.20)$$

Où

$$\sum_{k=1}^2 \alpha_k = 1 \quad (6.21)$$

Dans la suite, l'incidence moyenne de la phase gazeuse, α_G , est désigné comme étant la taux de vide. La procédure de calcul de la moyenne est supposée avoir les propriétés suivantes

$$\overline{\bar{f} + \bar{g}} = \bar{f} + \bar{g} \quad (6.22)$$

$$\overline{\bar{f} \cdot \bar{g}} = \bar{f} \cdot \bar{g} \quad (6.23)$$

$$\overline{\text{constante}} = \text{constante} \quad (6.24)$$

$$\overline{\frac{\partial \bar{f}}{\partial t}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \quad (6.25)$$

$$\overline{\nabla \bar{f}} = \nabla \bar{f} \quad (6.26)$$

$$\overline{\text{div} \cdot \bar{f}} = \text{div} \cdot \bar{f} \quad (6.27)$$

En utilisant la définition de l'indicateur de phase (6.19) avec (6.22)-(6.27) et la règle de la chaîne, les relations suivantes peuvent être dérivées

$$\overline{\frac{\partial X_k f_k}{\partial t}} = X_k \frac{\partial f_k}{\partial t} + f_k \frac{\partial X_k}{\partial t} \quad (6.28)$$

$$\overline{\nabla X_k f_k} = \overline{X_k \nabla f_k} + \overline{f_k \nabla X_k} \quad (6.29)$$

$$\overline{div. X_k f_k} = \overline{X_k div. f_k} + \overline{f_k. div X_k} \quad (6.30)$$

Une autre relation fondamentale est la suivante qui a été déduite par Drew [12]

$$\frac{\partial X_k}{\partial t} + u_I. \nabla X_k = 0 \quad (6.31)$$

La première étape de la procédure de calcul de la moyenne est de multiplier l'équation locale instantanée, (6.11), par la fonction indicatrice de phase et former la moyenne de l'équation qui en résulte. Avec l'aide de (6.28) – (6.31), la forme générale de l'équation moyenne du bilan est ensuite obtenue comme suit

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{X_k \rho_k \psi_k} + \overline{div. X_k \rho_k \psi_k u_k} + \overline{div. X_k J_k} - \overline{X_k \rho_k \varphi_k} = \overline{(\dot{m} \psi_k + J_k. n_k) \frac{\partial X_k}{\partial n}} \quad (6.32)$$

Le côté droit de l'équation est le terme de transport interfacial. Le gradient de la fonction

indicateur de phase est exprimé en $\nabla X_k = \frac{\partial X_k}{\partial n} n_k$, où

$$\frac{\partial X_k}{\partial n} = -\delta_k \quad (6.33)$$

Ici, δ_k , est la fonction delta de Dirac associée à la phase k. Ainsi, le gradient sert à savoir le flux de masse et le flux moléculaire à l'interface.

Le gradient de la fonction indicatrice de phase est aussi utilisé pour transformer les conditions de saut locales et instantanées en une condition de saut moyenne.

$$\sum_{k=1}^2 \overline{(\dot{m} \psi_k + J_k. n_k) \frac{\partial X_k}{\partial n}} = -\overline{\varphi_I \frac{\partial X_k}{\partial n}} \quad (6.34)$$

6.4.3. Equations de transport de masse et de quantité de mouvement moyennées :

En utilisant (6.32) et (6.34) avec le tableau 6.2 et dans le cas où $\dot{m} = 0$, on obtient les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{X_k \rho_k} + \overline{div. X_k \rho_k u_k} = 0 \quad (6.35)$$

Sans transfert de masse entre les phases, la condition de saut de masse disparaît.

Equation de quantité de mouvement moyennée avec l'accélération de la pesanteur comme force volumique.

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{X_k \rho_k u_k} + \overline{div. X_k \rho_k u_k u_k} - \overline{div. X_k \bar{T}_k} - \overline{X_k \rho_k g} = \overline{-\bar{T}_k. \nabla X_k} = M_{kl} \quad (6.36)$$

Où M_{kl} est le transfert de quantité de mouvement à l'interface.

Condition de saut de quantité de mouvement moyennée

$$\sum_{k=1}^2 \overline{-\bar{T}_k. \nabla X_k} = \sum_{k=1}^2 M_{kl} = 0 \Rightarrow M_{k1} = -M_{k2} \quad (6.37)$$

6.4.4. Equations de Reynolds pondérées et moyennées

6.4.4.1. *La décomposition de Reynolds*

Les équations moyennées présentés ci-dessus ne peuvent être résolus directement, car ils contiennent des valeurs moyennes des produits des variables dépendantes. Pour obtenir un ensemble d'équations résolubles, elles doivent d'abord être réécrites en expressions contenant des produits des variables moyennées. Ceci est fait en employant la décomposition de Reynolds et une procédure de pondération pour les variables avant le moyennage, comme démontré par Drew et Lahey [13] pour un ensemble moyennée de modèle à deux fluides et par Ishii (1975) pour une moyenne temporelle de modèle à deux fluides. La décomposition de Reynolds et la moyenne temporelle sont normalement utilisées dans le domaine de la modélisation de la turbulence monophasé afin de transformer les composantes fluctuantes des variables à partir des variables moyennées dans le temps, mais, ici, le but principale de la décomposition et la pondération est de transformer les moyennes de produits en produits de moyennes.

La procédure se traduira par des termes supplémentaires dans les équations, contenant les corrélations des composantes fluctuantes. Ces termes supplémentaires sont analogues à la tension de Reynolds dans le cas de modélisation de la turbulence monophasé.

En appliquant de la décomposition de Reynolds et de la procédure de pondération à une variable générale, f , l'expression suivante est obtenue

$$f = \bar{f}^w + f' \quad (6.38)$$

Où le premier terme du côté droit est une valeur moyenne pondérée et le terme à coté est l'écart de cette valeur moyenne. La procédure de pondération est décrite dans la section suivante.

6.4.4.2. *Variables moyennes pondérées*

Généralement, la valeur moyenne pondérée d'un scalaire, vecteur ou tenseur est définie par

$$\bar{f}^w = \frac{\overline{wf}}{\bar{w}} \quad (6.39)$$

Où w est un facteur de pondération arbitraire.

La valeur moyenne pondérée devrait avoir toutes les propriétés données par [6.22] - [6.27]. Pour séparer la moyenne des produits en produits de moyennes, deux procédures de pondération différentes sont utilisées. Les variables sont soit pondérées par la fonction

indicatrice de phase (moyenne phasique) ou avec la fonction indicatrice de la densité (masse moyenne pondérée).

$$\bar{f}^{X_k} = \frac{\overline{X_k f}}{\overline{X_k}} \quad (6.40)$$

Où

$$\bar{f}^{X_k \rho_k} = \frac{\overline{X_k \rho_k f}}{\overline{X_k \rho_k}} \quad (6.41)$$

La raison de l'introduction de la moyenne de masse pondérée est d'être capable de diviser les corrélations entre les fluctuations de la densité et les autres variables fluctuantes. Pour plus de commodité, les variables pondérées et les modalités sont résumées ci-dessous.

Les vitesses sont prises en tant que moyennes pondérées de masse $\overline{u_k^{X_k \rho_k}}$ et $\overline{u_k'^{X_k \rho_k}}$, où dans ce qui suit, la notation $\overline{u_k^{X_k \rho_k}} = U_k$ sera utilisée. Il faut noter aussi que la moyenne de la vitesse fluctuante est égale à zéro $\overline{u_k'^{X_k \rho_k}} = 0$.

La densité de la phase k est pondérée en utilisant la moyenne phasique

$$\overline{\rho_k^{X_k}} = \frac{\overline{X_k \rho_k}}{\overline{X_k}} = \frac{\overline{X_k \rho_k}}{\alpha_k} = \rho_k^{X_k} \quad (6.42)$$

Même chose pour le tenseur des contraintes

$$\overline{\overline{T_k^{X_k}}} = \overline{\overline{T_k}}^{X_k} \quad (6.43)$$

Les moyennes présentées ci-dessus sont toutes des moyennes de variables simples. Contrairement à cela, le tenseur des contraintes de fluctuation de la phase k est la moyenne phasique des produits de la fluctuation des composantes de la vitesse, définie comme

$$\overline{\overline{T_k}}^{Re} = - \frac{\overline{X_k \rho_k u_k' u_k'}}{\overline{X_k}} = - \frac{\overline{X_k \rho_k u_k' u_k'}}{\alpha_k} \quad (6.44)$$

6.4.4.3. *Equations de Reynolds pondérées et moyennées :*

La forme décomposée des équations d'équilibre peut être obtenue en appliquant la décomposition de Reynolds et la réécriture des équations moyennées à l'aide des variables pondérées comme montré ci-dessous.

En introduisant la décomposition de vitesse à l'équation (6.35) on obtiendrait

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \overline{X_k \rho_k}}_{\text{terme 1}} + \underbrace{\text{div. } \overline{X_k \rho_k (u_k + u_k')}}_{\text{terme 2}} = 0 \quad (6.45)$$

Le premier terme est simplifié en utilisant la moyenne phasique de la densité

$$\text{terme 1} = \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k^{\rho_k})$$

En utilisant les définitions données dans le paragraphe 6.4.4.2, le terme 2 peut être réarrangé de la façon suivante

$$\text{terme 2} = \text{div.} (\overline{X_k \rho_k} U_k + \overline{X_k \rho_k u'_k}) = \text{div.} \left(\alpha_k \rho_k^{X_k} \left(U_k + \underbrace{\overline{u'_k}}_{=0} \right) \right) = \text{div.} (\alpha_k \rho_k^{X_k} U_k)$$

Donc, l'équation de continuité moyennée avec la décomposition de Reynolds devient

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k^{X_k}) + \text{div.} (\alpha_k \rho_k^{X_k} U_k) = 0 \quad (6.46)$$

Le vecteur de la vitesse décomposée de Reynolds de la phase k est d'abord introduit dans l'équation dynamique moyennée (6.36)

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \overline{X_k \rho_k (u_k + u'_k)}}_{\text{terme 1}} + \underbrace{\text{div.} \overline{X_k \rho_k (u_k + u'_k) (u_k + u'_k)}}_{\text{terme 2}} - \underbrace{\text{div.} \overline{X_k \overline{T}_k}}_{\text{terme 3}} - \underbrace{\overline{X_k \rho_k g}}_{\text{terme 4}} = \overline{-\overline{T}_k \cdot \nabla X_k}$$

Comme pour le terme convectif de l'équation de continuité, le terme 1 peut être écrit comme

$$\begin{aligned} \text{terme 1} &= \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k^{X_k} U_k) \\ \text{terme 2} &= \text{div.} (\overline{X_k \rho_k U_k U_k} + \overline{2 X_k \rho_k U_k u'_k} + \overline{X_k \rho_k u'_k u'_k}) \\ &= \text{div.} \left(\overline{X_k \rho_k} (U_k U_k) + \overline{2 X_k \rho_k} U_k \underbrace{\overline{u'_k}}_{=0} - \alpha_k \overline{T}_k^{Re} \right) \\ &= \text{div.} (\alpha_k \rho_k^{X_k} U_k U_k - \alpha_k \overline{T}_k^{Re}) \end{aligned}$$

En appliquant la moyenne phasique aux termes de contraintes et de gravité, termes 3 et 4, respectivement, l'équation de quantité de mouvement moyennée avec la décomposition de Reynolds est obtenue comme

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k^{X_k} U_k) + \text{div.} (\alpha_k \rho_k^{X_k} U_k U_k) = \text{div.} \left(\alpha_k \left(\overline{T}_k^{Re} + \overline{T}_k^{X_k} \right) \right) + \alpha_k \rho_k^{X_k} g + M_{kl} \quad (6.47)$$

6.5. Lois de fermetures

Un ensemble d'équations aux dérivées partielles moyennées décrivant un problème d'écoulement diphasique a besoin des équations supplémentaires pour fermer le système. Les lois de fermeture sont de trois types: de comportement, de transfert et les lois topologiques. Les lois de comportement concernent les propriétés physiques et s'obtiennent en utilisant des axiomes et des données expérimentales. Les lois de transfert sont des équations empiriques qui décrivent les interactions entre les phases qui se produisent à l'interface.

Les différents types de lois de fermeture qui viennent d'être mentionnés sont parfois regroupés et désignés simplement par des lois comportement. Toutefois, comme indiqué par

Bouré et Delhaye [14], la division des lois de fermeture dans les trois types mentionnés est plus appropriée, étant donné que ces types ont des significations physiques différentes.

La clé de la modélisation précise réside dans une large mesure dans les lois de fermeture utilisées. Un nombre considérable de modèles ont été développés à cet effet, mais, en gardant à l'esprit le grand nombre de configurations possibles d'écoulements diphasiques, il peut encore être difficile de trouver des lois de fermeture adaptées à un cas spécifique. Dans ce chapitre, les lois de fermeture appropriées pour les écoulements gaz-particules ont été considérées.

6.5.1. Lois de comportements

Les lois de comportement spécifient comment les paramètres physiques d'une phase s'interagissent les uns avec les autres, mais ne décrivent pas le transport de masse, de quantité de mouvement ou de l'énergie à travers l'interface entre les phases. Tandis que le transfert interfacial de masse et de d'énergie ont été exclus. Pour la phase particulaire, il existe deux façons très différentes de la modélisation des paramètres de l'écoulement telles que la viscosité dynamique, viscosité apparente et la pression des particules. La première consiste à faire des modèles empiriques basés sur les propriétés des particules et du taux de vide local. Ces modèles traditionnels sont relativement simples, et sont donc faciles à mettre en œuvre dans un code informatique. Les modèles traditionnels seront discutés dans la présente section. L'autre façon de modéliser ces propriétés est d'utiliser la théorie dite cinétique des écoulements granulaires, par exemple Jenkins and Savage [15] et Savage and Jeffrey [16].

Généralement, ces types de modèles sont plus complexes et longs à résoudre, mais de nombreux chercheurs pensent qu'elles sont applicables à un large éventail de problèmes. Les modèles basés sur la théorie cinétique des écoulements granulaires sont discutés ultérieurement.

6.5.1.1. Contrainte de viscosité

La contrainte de viscosité de la phase k , intervient dans l'équation de quantité de mouvement dans le terme $div. (\alpha_k \bar{T}_k^{Xk})$ dans (6.47), qui se divise en un terme de pression et un terme de contrainte de cisaillement comme suit

$$div. (\alpha_k \bar{T}_k^{Xk}) = div. (\alpha_k (-P_k \bar{I} + \bar{\tau}_k)) = -\nabla(\alpha_k P_k) + div. (\alpha_k \bar{\tau}_k) \quad (6.48)$$

Le tenseur des contraintes des deux phases est souvent modélisé à l'aide de la relation de Newton

$$\bar{\tau}_k = \xi_k (div. U_k) \bar{I} + 2\mu_k \left(\bar{S}_k - \frac{1}{3} (div. U_k) \bar{I} \right) \quad (6.49)$$

Où le tenseur taux de déformations est défini par

$$\bar{S}_k = \frac{1}{2} (\nabla U_k + (\nabla U_k)^T) \quad (6.50)$$

Les propriétés Non-newtoniennes de la phase particulaire peuvent être prises en compte par la modélisation de la viscosité des particules en fonction du taux de vide comme on le verra plus loin dans cette section. La viscosité apparente de la phase k , ξ_k , est couramment mise à zéro dans les deux phases, conformément au principe de Stokes. En pratique, la raison pour négliger la viscosité apparente est le manque de techniques de mesures fiables.

Pour décrire complètement la viscosité dans chaque phase, tel que requis pour un modèle à deux fluides, des expressions pour les viscosités du gaz et de particules sont nécessaires. Les viscosités de gaz et de particules sont souvent mises à une valeur constante pour chacune des phases ou sont négligés. À des concentrations de particules élevées, la viscosité des particules est de plusieurs ordres de grandeur plus grande que la viscosité du gaz. Comme mentionné précédemment, la viscosité des particules peut être modélisée comme une fonction du taux de vide. Cependant, la grande majorité des modèles de viscosité disponibles parlent de la viscosité du mélange seulement. Il n'est pas évident de savoir comment la viscosité du mélange est liée aux viscosités des phases, mais un moyen est de supposer une relation linéaire et d'écrire

$$\mu_{mix} = \alpha_G \mu_G + (1 - \alpha_G) \mu_P \quad (6.51)$$

La validité de cette relation brute n'a pas été vérifiée, mais elle reste un moyen de modélisation de la viscosité des particules pour les suspensions diluées en insérant la viscosité du gaz et la viscosité du mélange prises d'un des modèles de viscosité de mélange présenté ci-dessous.

Le premier modèle présenté pour la viscosité pour les écoulements dilués gaz-particules avec concentration en volume inférieure à 3% a été celle d'Einstein (1906, 1911), qui a proposé que

$$\mu_{mix} = \mu_G (1 + 2.5\alpha_P + 0(\alpha_P)) , \alpha_P \leq 0.03 \quad (6.52)$$

Un autre modèle pour la viscosité du mélange des écoulements dilués a été présenté de façon indépendante par Brinkman (1952) et Roscoe (1952), et est donné par l'équation suivante

$$\mu_{mix} = \mu_G (1 - \alpha_P)^{-2.5} \quad (6.53)$$

Dans le cas où la concentration en particules est relativement élevée, Vand (1948) présente un modèle qui tient compte de l'effet qu'engendrent les collisions entre les particules. Pour des particules sphériques le modèle peut être formulé comme suit

$$\mu_{mix} = \mu_G e^{\left(\frac{2.5\alpha_P + 2.7\alpha_P^2}{1 - 0.609\alpha_P} \right)} \quad (6.54)$$

Un modèle empirique d'Eilers (1943) pour les suspensions denses

$$\mu_{mix} = \mu_G \frac{25}{16} \left(\frac{\alpha_p^2}{\left(1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_{p,max}}\right)^2} \right) \quad (6.55)$$

6.5.1.2. *Pression de gaz*

La pression du gaz est égale à la pression statique $P_G = P$.

6.5.1.3. *Pression des particules*

La pression des particules est plus difficile à interpréter que la pression de la phase gazeuse. Dans la littérature, il existe deux façons différentes de formuler des expressions de la pression des particules. L'une est basée sur la théorie cinétique des écoulements granulaires, ce qui est une extension de la théorie cinétique des gaz denses. Ici, l'approche alternative traditionnelle basée sur les propriétés des particules et sur l'utilisation du taux de vide locale, comme décrit ci-dessous. La pression dans la phase particulaire est considérée comme la somme des trois effets, l'un correspondant au transport de la quantité de mouvement causé par les fluctuations de la vitesse des particules, $P_{P,cin}$, l'une causée par l'interaction des particules (collisions), $P_{P,col}$, et une étant une contribution de la pression de la phase gazeuse. Le gradient de pression dans la phase particulaire est donc

$$\nabla(\alpha_P P_P) = \nabla(\alpha_P P_{P,cin}) + \nabla(\alpha_P P_{P,col}) + \nabla(\alpha_P P_G) \quad (6.56)$$

Dans les modèles traditionnels, le premier terme à droite de (6.56) est négligé. Le deuxième terme est attribué aux collisions survenant entre les particules, et il est prononcé dans le cas de lit fluidisé dense. Des résultats expérimentaux présentés par Campell and Wang [17] ont montré que la pression due aux collisions est marginale quand les particules sont bien entassées, et ça diminue au fur et à mesure que la vitesse du gaz s'approche du minimum de fluidisation et le force de trainé prend le dessus, et à raison que le débit augmente au-dessus du minimum de fluidisation, la pression de collision va augmenter à nouveau, cette fois, en raison de l'augmentation de la fréquence des collisions de courte durée.

La pression du gaz mise en jeu en (6.56) contribue, de son côté, dans l'augmentation ou la diminution de la pression des particules selon que le gradient est positif ou négatif.

La pression de collision des particules est formulée à l'aide de la relation suivante

$$\nabla(\alpha_P P_{P,col}) = -G(\alpha_G) \nabla \alpha_G \quad (6.57)$$

Ce terme est considéré comme la force d'interaction particule-particule.

La fonction $G(\alpha_G)$ peut être considérée comme le module d'élasticité de la phase particulaire qui doit être modélisée empiriquement.

Massoudi et al. (1992) donnent deux types de modèles empiriques pour G

$$G(\alpha_G) = 10^{B_1 \alpha_G + B_2} \quad (6.58)$$

Ou

$$G(\alpha_G) = G_0 e^{C(\alpha_G - \alpha^*)} \quad (6.59)$$

Des valeurs empiriques des constantes apparentes dans (6.58) et (6.59) sont listées dans le tableau 6.3 et 6.4, respectivement.

Même si ces deux modèles sont divergents, on estime que cette différence n'influe pas sur la solution moyennée de la concentration, la vitesse et la pression, mais ça un reste sujet d'investigation.

Tableau 6. 3 Valeurs propres à l'équation (6.58).

B₁	B₂	Source
-8.76	5.43	Gidaspow and Ettehadieh (1983)
-10.46	6.577	Ettehadieh et al. (1984)
-10.5	9.0	Gidaspow et al.(1989)

Tableau 6. 4 Valeurs propres à l'équation (6.59).

G₀	C	α*	Source
1.0	600.0	0.376	Bouillard et al. (1989)
1.0	500.0	0.422	Gidaspow and Syamlal (1985)
1.0	20.0	0.62	Gidaspow and Ettehadieh (1983)

6.5.2 Lois de transfert

6.5.2.1. Mécanismes de transfert de mouvement à l'interface

Dans l'équation (47), nous avons le terme

$$M_{KI} = -\overline{\bar{T}_k \cdot \nabla X_k} \quad (6.60)$$

En négligeant le terme de fluctuations de contraintes le membre à droite de l'équation (6.47) devient

$$\begin{aligned} \text{div.} \left(\alpha_k \bar{\bar{T}}_k^{X_k} \right) + \alpha_k \rho_k^{X_k} g + M_{KI} \\ = -\alpha_k \nabla P - P \nabla \alpha_k - \nabla (\alpha_k P_{P,col}) + \text{div}(\alpha_k \bar{\bar{t}}_k) + \alpha_k \rho_k g + M_{KI} \end{aligned} \quad (6.61)$$

Conformément à Drew et Lahey [13], il est d'usage de réécrire l'expression du transfert de quantité de mouvement à l'interface, M_{KI} , en une forme comprenant la pression interfaciale et la contrainte de cisaillement moyennées de la phase k. Pour ce faire, les définitions suivantes sont données

$$\left(\begin{array}{l} P_I = \frac{\overline{P\nabla X_k \cdot n_k}}{\overline{\nabla X_k \cdot n_k}} \\ \bar{\tau}_k = \frac{\overline{\bar{\tau}_k \cdot \nabla X_k \cdot n_k}}{\overline{\nabla X_k \cdot n_k}} \end{array} \right) \quad (6.62)$$

Et M_{kl} est réécrit comme

$$\begin{aligned} M_{kl} &= -\overline{\bar{T}_k \cdot \nabla X_k} = \overline{P\nabla X_k} - \overline{\bar{\tau}_k \cdot \nabla X_k} = P_I \overline{X_k} - \bar{\tau}_I \cdot \overline{\nabla X_k} - \overline{\bar{T}_{kl}^d \cdot \nabla X_k} \\ &= P_I \nabla \alpha_k - \bar{\tau}_I \cdot \nabla \alpha_k + M_{kl}^d \end{aligned} \quad (6.63)$$

Ici, $M_{kl} = -\overline{\bar{T}_k \cdot \nabla X_k}$ es la force de trainée généralisée agissant sur la phase k et

$$\bar{T}_{kl}^d = -(P_k - P_I)\bar{I} + (\bar{\tau}_k - \bar{\tau}_I) \quad (6.64)$$

est le tenseur des contraintes associé à cette trainée.

Le membre de droite de l'équation (6.61) devient alors

$$-\alpha_k \nabla P - \nabla(\alpha_P P_{P,col}) + \text{div}(\alpha_k \bar{\tau}_k) + \alpha_k \rho_k g + M_{kl}^d + (P_I - P)\nabla \alpha_k - \bar{\tau}_I \cdot \nabla \alpha_k \quad (6.65)$$

Où les deux derniers termes sont considérés, respectivement, comme l'effet de différence de pression interfaciale (ou l'effet de gradient de concentration) et les effets combinés de la contrainte interfaciale et le gradient de vide. Selon Albaten (1982) et Rathman (1981), l'effet de différence de la pression interfaciale est considéré comme insignifiant pour le modèle bi-fluide. Selon Ishii et Mishima (1984), les effets combinés du cisaillement interfacial et du gradient de vide domine la trainée généralisée, M_{kl}^d , pour les écoulements dispersés, ils sont généralement ignorés pour ce type. Ainsi, le côté droit de [6.47] peut être simplifié comme

$$-\alpha_k \nabla P - \nabla(\alpha_P P_{P,col}) + \text{div}(\alpha_k \bar{\tau}_k) + \alpha_k \rho_k g + M_{kl}^d \quad (6.66)$$

Le concept de la trainée généralisée a été conçu à l'origine pour les écoulements gaz-liquide, où les effets de différence de pression interfaciale, gradient de vide et de cisaillement interfacial ont une signification physique. Cependant, l'interprétation physique des écoulements gaz-particules est moins claire. Pour les écoulements dispersés, M_{kl}^d , est la force de trainée généralisée par unité de volume de suspension de particules de diamètre moyen d_p , et elle se compose de

$$M_{pl}^d = \eta_p (F_{dr} + F_{tr} + F_{am} + F_{hi} + F_{ot}) \quad (6.67)$$

Où les forces entre les parenthèses agissent sur une particule suspendue et η_p , est le nombre de particules par unité de volume défini comme suit

$$\eta_p = \frac{6(1-\alpha_G)}{\pi d_p^3} \quad (6.68)$$

Dans les paragraphes suivant, nous allons détailler les forces intervenant dans (6.67). Les forces correspondantes dans la phase gazeuse s'obtiennent par le principe des actions réciproques de Newton (3^{ième} loi).

6.5.2.2. Force de trainée

Il y'a deux modèles pour la force de trainée stationnaire basés soit sur les corrélations de coefficient de trainée sur une particule en suspension, C_D , ou sur la chute de pression par unité de longueur dans la suspension.

La force de trainée stationnaire actionnant sur une particule peut être définie en termes de la vitesse superficielle du gaz ou par la vitesse interstitielle relative. Les chercheurs qui se basent dans leurs modèles sur les travaux de Richardson and Zaki [19] utilisent la définition basée sur $U_0 = \alpha_G(U_G - U_p)$ qui est appelée vitesse relative apparente. Pour les chercheurs exerçant dans d'autres domaines, la définition utilisée est celle basée sur la vitesse relative interstitielle $U_r = U_G - U_p$.

Cette force s'écrit comme suit

$$F_{dr} = \frac{1}{2} \frac{C_D \rho_G |U| U \pi d^2}{4} \quad (6.69)$$

Où U est soit la vitesse relative apparente ou la vitesse relative interstitielle, selon la vitesse sur laquelle le C_D est fondé. L'effet contributif de la force de trainée stationnaire à la trainée généralisée (6.67) est

$$\eta_p F_{dr} = \frac{3}{4a_p} (1 - \alpha_G) C_D \rho_G |U| U \quad (6.70)$$

Pour la chute de pression par unité de longueur, Foscolo et al. (1983) ont montré que

$$\eta_p F_{dr} = \alpha_G \nabla P \quad (6.71)$$

Pour résoudre numériquement l'équation de la quantité de mouvement moyennée, la force de trainée stationnaire est généralement écrite sous la forme suivante

$$\eta_p F_{dr} = K U_r \quad (6.72)$$

Où K est la fonction de trainée

Conformément à Di Felice [13], le bilan de forces appliquées à une particule en suspension en régime stationnaire est

$$V_p \rho_p g + F_{dr} - V_p \nabla P = 0 \quad (6.73)$$

Si on ne prend pas en compte l'effet de collision entre les particules, le gradient de pression dans une suspension homogène et stationnaire est égal à la force de flottabilité exercée par le mélange homogène

$$\nabla P = \alpha_G \rho_G g + (1 - \alpha_G) \rho_p g \quad (6.74)$$

En combinant (6.73) et (6.74) on obtient

$$F_{dr} = -\alpha_G V_p (\rho_p - \rho_G) g \quad (6.75)$$

Wen and Yu [4] ont formulé une expression légèrement différente, basée sur un bilan de force appliquée à une particule dans une suspension en régime stationnaire similaire à celui de (73) mais dans lequel le gradient de pression a été remplacé par la force de flottabilité, $\rho_G g$, exercée par le gaz seulement, ce qui donne l'expression de la trainée de la forme suivante

$$F_K = -V_p (\rho_p - \rho_G) g = \frac{1}{\alpha_G} F_{dr} \quad (6.76)$$

Ils ont aussi démontré que

$$\frac{F_K}{F_{dr}} = \frac{C_{DK}}{C_{Ds}} = f(\alpha_G) \quad (6.77)$$

Où la fonction de vide interstitiel a été prise comme $f(\alpha_G) = \alpha_G^{-4.65}$, basée sur les travaux de Richardson et Zaki [19].

Pour calculer la fonction de trainée K, on combine la relation obtenue de (6.76), $C_D = \alpha_G C_{DK}$, avec (6.70), (6.72), et (6.77). En employant la vitesse relative apparente dans (6.70), l'expression suivante de force de trainée est obtenue pour des suspensions où, $\alpha_G = 0.8$, Gidaspow [19]

$$K = \frac{3}{4d_p} C_{Ds} (1 - \alpha_G) \rho_G |U_p - U_G| \alpha_G^{-1.65} \quad (6.78)$$

Où le coefficient de trainée sur une seule sphère est donné par Schiller et Naumann [21]

$$C_{Ds} = \begin{cases} \frac{24}{Re} (1 + 0.15(Re)^{0.687}) & \text{if } Re < 1000 \\ 0.44 & \text{if } Re > 1000 \end{cases} \quad (6.79)$$

Et le nombre de Reynolds est

$$Re = \frac{\alpha_G \rho_G |U_p - U_G| d_p}{\mu_G} \quad (6.80)$$

6.5.2.3. Forces transversales

Une particule se déplaçant dans un fluide subit une force transversale (parfois appelée Portance), si l'écoulement n'est pas uniforme (c'est à dire dans la présence d'un gradient de vitesse), si la particule est en rotation ou si la particule se déplace dans le voisinage d'une paroi. Oesterlé [22], a fait une recherche sur cette force dans la gamme des nombres de Reynolds 1-1000, ce qui est typique pour l'écoulement gaz-particule. L'étude ne prend pas en compte la présence d'autres particules, mais les résultats peuvent être appliqués si le diamètre des particules est très faible en comparaison avec la distance entre particules. L'étude montre que:

- les forces transversales ne sont pas négligeables et ont tendance à augmenter avec l'augmentation de diamètre des particules;
- s'il n'ya pas de collisions entre les particules et le mur, la force transversale résultant du gradient de vitesse est au moins aussi importante que la force transversale causée par la rotation des particules;
- s'il ya des collisions mur-particules, la force transversale causée par le gradient de vitesse diminue mais n'est pas négligeable. Selon Drew et Lahey [13], la force transversale résultant du gradient de vitesse agissant sur les particules en suspension par unité de volume est donné par

$$\eta_p F_{tr} = -C_{tr} \rho_G (1 - \alpha_G) (U_G - U_p) \times (\nabla \times U_G) \quad (6.81)$$

6.5.2.4. Force de la masse ajoutée

L'effet de la masse ajoutée survient quand une phase accélère et entraîne l'accélération de l'autre. La phase accélérée doit vaincre l'inertie de la masse qui se trouve sur son chemin. Drew et Lahey ont donné une expression pour cette force

$$\eta_p F_{am} = C_{am} (1 - \alpha_G) \rho_G \left(\frac{D_G U_G}{Dt} - \frac{U_p U_p}{Dt} \right) \quad (6.82)$$

6.5.4.5. Force de Basset

La force de Basset dans les écoulements diphasiques vient de l'accélération d'une phase relativement à l'autre, et c'est le résultat de la diffusion de la quantité de mouvement à travers la couche limite, et elle est, par unité de volume,

$$\eta_p F_{hi} = \frac{9}{d_p} (1 - \alpha_G) \sqrt{\frac{\rho_G \mu_G}{\pi}} \int_0^t \frac{a(r, t) d\tau}{\sqrt{t - \tau}} \quad (6.83)$$

Où l'accélération indépendante du référentiel, selon Drew and Lahey [13], est donnée par

$$a(r, t) = \left(\frac{D_G U_G}{Dt} - \frac{D_p U_p}{Dt} \right) - (U_G - U_p) \times (\nabla \times U_G) \quad (6.84)$$

6.6. Turbulence des écoulements diphasiques

Pour les applications des écoulements monophasiques, la turbulence est associée aux tourbillons multi-échelle dépendant du temps qui se produisent dans les écoulements à nombre de Reynolds au-dessus d'une certaine limite. La méthode standard de modélisation d'un écoulement turbulent monophasé est de dériver équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps sous une forme décomposée Reynolds. Les équations diffèrent de la forme laminaire par un terme de contraintes supplémentaire, celui que l'on appelle tenseur des contraintes de Reynolds.

Le sens de la turbulence est moins bien établi pour les écoulements de gaz-particules. La turbulence dans la phase gazeuse est similaire à celle des écoulements monophasiques, bien que la production et les mécanismes de dissipation puissent différer, car elles sont influencées par la présence de particules. La turbulence dans la phase particulaire peut

physiquement être comprise comme étant les fluctuations de vitesse des particules causées par les collisions entre elles et leurs interactions avec la phase gazeuse.

6.6.1. Modèle de turbulence pour la phase gazeuse :

Un modèle de turbulence pour la phase gazeuse d'une suspension diluée a été développé par Simonin et Viollet (1990). Le modèle est un modèle $k - \varepsilon$ modifié avec des termes supplémentaires qui tiennent compte du transfert de la quantité de mouvement à l'interface.

Le tenseur des contraintes de Reynolds de la phase gazeuse, \bar{T}_G^{Re} , défini par (6.44), est modélisé en utilisant l'approximation de Boussinesq

$$\bar{T}_G^{Re} = -\rho_G \overline{u'_G u'_G}^{X_G \rho_G} = -\frac{2}{3} \rho_G k_G \bar{I} + 2\mu_G^t \left(\bar{S}_G - \frac{1}{3} (\nabla \cdot U_G) \bar{I} \right) \quad (6.85)$$

La viscosité dynamique turbulente de la phase gazeuse, μ_G^t , est définie par $\mu_G^t = \frac{2}{3} \rho_G k_G \tau_G^t$, et l'échelle de temps des tourbillons larges, τ_G^t , par $\tau_G^t = \frac{2}{3} \frac{C_\mu k_G}{\varepsilon_G}$. Par ailleurs, l'énergie cinétique turbulente est modélisé par l'équation de transport suivante

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_G \rho_G k_G) + \text{div.} (\alpha_G \rho_G k_G U_G) \\ = \text{div.} \left(\alpha_G \frac{\tau_G^t}{\sigma_k} \nabla k_G \right) - \alpha_G \rho_G \overline{u'_G u'_G}^{X_G \rho_G} \nabla U_G - \alpha_G \rho_G \varepsilon_G + \Pi_{k_G} \end{aligned} \quad (6.86)$$

Où le terme d'interaction, Π_{k_G} , est défini comme

$$\Pi_{k_G} = \frac{\alpha_G \rho_G}{\tau_{Gp}^{Xp}} (-2k_G + k_{Gp} + \bar{u}_G^{Xp \rho p} \cdot U_{rel}) \quad (6.87)$$

La vitesse relative est définie par

$$U_{rel} = U_p - U_G - \bar{u}_G^{Xp \rho p} \quad (6.88)$$

Où $\bar{u}_G^{Xp \rho p}$ est la vitesse d'entraînement.

Finalement, l'équation de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ε_G , est donnée par

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_G \rho_G \varepsilon_G) + \text{div.} (\alpha_G \rho_G \varepsilon_G U_G) \\ = \text{div.} \left(\alpha_G \frac{\tau_G^t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon_G \right) - \alpha_G \rho_G \frac{\varepsilon_G}{k_G} \left(C_{\varepsilon 1} \overline{u'_G u'_G}^{X_G \rho_G} \nabla U_G + C_{\varepsilon 2} \varepsilon_G \right) + \Pi_{\varepsilon_G} \end{aligned} \quad (6.89)$$

Où le terme d'interaction, Π_{ε_G} , est défini par

$$\Pi_{\varepsilon_G} = C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon_G}{k_G} \Pi_{k_G} \quad (6.90)$$

Les constantes utilisées dans le modèle $k_G - \varepsilon_G$ sont choisies telles que $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $C_{\varepsilon 3} = 1.2$.

Dans l'équation de k_G , le terme d'interaction, Π_{k_G} , représente l'énergie nécessaire pour accélérer les particules, ou l'énergie transférée par les particules à la phase gazeuse si les particules ont des vitesses de fortes fluctuations dans une région où l'énergie cinétique

turbulente de la phase gazeuse est faible . On suppose que la production de turbulence dans le sillage derrière les particules est en équilibre local avec la dissipation visqueuse, c'est à dire les particules sont supposées être plus petite que l'échelle de Kolmogorov dans la phase gazeuse.

6.6.2. Modèle de turbulence pour la phase solide

Les modèles de turbulence pour la phase solide sont basés sur la théorie cinétique écoulements granulaires. Ce traitement utilise les résultats classique de la théorie cinétique des gaz denses, cf. Chapman and Cowling (1970) qui sont valables pour les écoulements granulaires sans gaz interstitiel, mais Blazer et al. (1995) ont généralisé la théorie cinétique des écoulements granulaires pour les écoulements gaz-particules. Un bref aperçu est présenté ici.

Le tenseur des contraintes de collisions est donné comme suit :

$$\alpha_p \bar{\tau}_p^{Xp} = -2\alpha_p^2 \rho_p g_0 (1+e) T \bar{I} - \frac{4}{5} \alpha_p^2 \rho_p g_0 (1+e) (\bar{M} - T \bar{I}) + \frac{4}{5} \alpha_p^2 \rho_p d_p g_0 (1+e) \sqrt{\frac{T}{\pi}} (2\bar{S}_p + (div. U_p) \bar{I}) \quad (6.90)$$

Où e est le coefficient de restitution et $T = \frac{\overline{u_p^i u_p^i}}{3}$ est la température granulaire. Le

coefficient de restitution représente la perte d'énergie durant la collision et varie entre 0 et 1. S'il est égal à 1, ça veut dire qu'il n'y a pas eu de perte d'énergie durant la collision (choc élastique) ; sinon, l'énergie est dissipée durant la collision (choc inélastique).

Dans (6.90), le moment d'ordre 2 et la température granulaire doivent être modélisés. Le moment d'ordre 2 est modélisé selon l'approximation de Boussinesq et le modèle de fermeture de Jenkins et Richman (1985) pour donner

$$\bar{M} = T \bar{I} - 2\vartheta_p^t \left(\bar{S}_p - \frac{1}{3} (div. U_p) \bar{I} \right) \quad (6.91)$$

Où la viscosité turbulente de la phase particulaire est exprimée par

$$\vartheta_p^t = \frac{\left(\frac{1}{3} t_{Gp}^t k_{Gp} + \frac{1}{2} t_{Gp}^X T (1 + \alpha_p g_0 \varphi_c) \right)}{\left(1 + \frac{t_{Gp}^X \sigma_c}{2 \tau_p^c} \right)} \quad (6.92)$$

Cf. Simonin (1995) et Peirano and Leckner [23]. L'échelle de temps τ_{Gp}^t est le temps d'interaction entre le mouvement de particule et les fluctuations du gaz. Cette échelle de temps se calcule selon Csanaday (1963) comme $\tau_G^t (1 + C_\beta \left(\frac{3U_{rel}^2}{2k_G} \right))^{-\frac{1}{2}}$. L'échelle de temps des larges tourbillons τ_G^t est définie par $C_\mu \left(\frac{3k_G}{2\varepsilon_G} \right)$. La vitesse relative est donnée par (88) et la constante C_β dépend de la direction de l'écoulement, cf. Simonin (1995). Les constantes φ_c et

σ_c sont définies par $2(1+e)(3e-1)/5$ et $(1+e)(3-e)/5$, respectivement. Le tenseur

des contraintes de collisions est réécrit de la façon suivante

$$\alpha_p \bar{\tau}_p^{Xp} = -\frac{1}{3} \alpha_p \text{tr} \left(\bar{\tau}_p^{Xp} \right) \bar{I} + 2\alpha_p \rho_p \vartheta_p^c \left(\bar{S}_p - \frac{1}{3} (\text{div}.U_p) \bar{I} \right) \quad (6.93)$$

Où la viscosité de choc ϑ_p^c est dénie par

$$\vartheta_p^c = \frac{4}{5} \alpha_p g_0 (1+e) \left(\vartheta_p^t + d_p \sqrt{\frac{T}{\pi}} \right) \quad (6.94)$$

Le tenseur des contraintes effectives s'exprime donc par

$$\alpha_p \left(\bar{\tau}_p^{Xp} + \bar{T}_p^{Re} \right) = -(P_p - \xi_p \text{div}.U_k) \bar{I} + 2\mu_p \left(\bar{S}_p - \frac{1}{3} (\text{div}.U_p) \bar{I} \right) \quad (6.95)$$

Où le tenseur des contraintes fluctuantes de la phase particulaire est $\bar{T}_p^{Re} = -\rho_p \bar{M}$, la pression effective est

$$P_p = \alpha_p \rho_p T \left(1 + 2\alpha_p g_0 (1+e) \right) \quad (6.96)$$

Et la viscosité du volume est

$$\xi_p = \frac{4}{3} \alpha_p^2 \rho_p d_p g_0 (1+e) \sqrt{\frac{T}{\pi}} \quad (6.97)$$

La viscosité est la somme de la viscosité turbulente et la viscosité de choc

$\mu_p = \alpha_p \rho_p (\vartheta_p^t + \vartheta_p^c)$. Finalement, l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente de la phase particulaire, $k_p = \frac{3T}{2}$, est donné par

$$\alpha_p \rho_p \frac{D_p}{Dt} k_p = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_p \rho_p (K_p^t + K_p^c) \frac{\partial k_p}{\partial x_i} \right) - \alpha_p \left(\bar{\tau}_p^{Xp} + \bar{T}_p^{Re} \right) \frac{\partial U_{pi}}{\partial x_i} - \frac{2\alpha_p \rho_p}{\tau_{Gp}^X} (2k_p - k_{Gp}) + \alpha_p \rho_p \frac{e^2 - 1}{3\tau_p^c} k_p \quad (6.98)$$

Où K_p^t et K_p^c sont les coefficients de diffusivité turbulente et de choc, respectivement.

L'échelle de temps $\tau_p^c = \left(\frac{d_p}{24g_0\alpha_p} \right) \sqrt{\frac{\pi}{T}}$ est le temps de choc interparticulaires, c-à-d, le temps entre deux chocs binaires consécutifs pour une particule donnée. La covariance gaz-particule $k_{Gp} = \overline{U_p u_{Gp}''}$, où $u_{Gp}'' = u_{Gp} - \overline{u_{Gp}}^{Xp\rho_p}$, la diffusivité turbulente est donné par

$$K_p^t = \frac{\left(\frac{3\tau_{Gp}^t}{5\tau_{Gp}^X} k_{Gp} + T(1 + \alpha_p g_0 \phi_c) \right)}{\left(\frac{9}{5\tau_{Gp}^X} + \frac{\xi_c}{\tau_p^c} \right)} \quad (6.99)$$

Où $\phi_c = \frac{3(1+e)^2(2e-1)}{5}$ et $\xi_c = \frac{(1+e)(49-33e)}{100}$. La diffusivité de choc, K_p^c , est donné par

$$K_p^c = \alpha_p g_0 (1+e) \left(\frac{6}{5} K_p^t + \frac{4}{3} d_p \sqrt{\frac{T}{\pi}} \right) \quad (6.100)$$

Conclusion générale et perspectives

Le but de ce travail était de caractériser le comportement hydrodynamique de la phase solide dans la zone diluée d'une colonne LFC sur une plage d'écoulement correspondant au régime de fluidisation turbulente.

Nous avons présenté dans le chapitre 2 une série de travaux antérieurs, et nous avons montré que le domaine de la fluidisation est très vaste et que nous ne pouvons jamais étudier tel ou tel phénomène sans prendre en compte d'autres facteurs influant sur le comportement général du lit. Et nous avons constaté que le sujet dont on a parlé dans ce document est méconnu et est peu traité dans la littérature.

On a pu ainsi se situer dans une plage de régime de fluidisation turbulente à partir des observations de la concentration des particules solides dans la colonne et de la transition entre le régime de bullage et le régime turbulent.

A partir de ces hypothèses, on s'est défini un plan d'expérience (chapitre 4). Trois distributions de particules ($d_p = 85, 119$ et $156 \mu\text{m}$) et quatre hauteurs statiques du lit ($H_s = 25, 50, 100, 150 \text{ mm}$) sont choisies, on se retrouve donc dans une configuration de lit court (shallow bed).

Ensuite, nous avons réalisé une série d'expériences afin de répondre à notre problématique de départ. Les résultats de ces investigations sont regroupés en deux parties, donc les conclusions sont systématiquement ci-dessous.

Dans un premier temps, on s'est attaché à déterminer la structure macroscopique du lit dans la zone diluée, en termes de dynamique de la phase solide (champs des vitesses moyennes et fluctuantes, écarts types des vitesses moyennes, taux de particules ascendantes et descendantes suivant la position transversale, etc.).

L'analyse du comportement moyen de la phase solide dans la direction axiale a révélé l'évolution du profil des vitesses d'une forme concave à faibles diamètre et hauteur statique à une forme parabolique à fortes hauteurs statiques et diamètres plus grands, et qui semble apparaître comme un phénomène transitionnel. Ce phénomène met en évidence le développement et l'atténuation de zones de survitesses dans la zone de transition entre le cœur et l'anneau indépendamment de la hauteur de la colonne. ceci exclut donc toute relation entre le développement de cette structure et le régime turbulent qui lui, dépend de la vitesse du gaz. Nous avons aussi séparé les vitesses moyennes suivant le sens des particules, et nous avons trouvé que même le profil des vitesses partielles ascendantes et descendantes présente des concavités.

Les mécanismes de formation de ces survitesses de la phase solide sont toujours mal connus mais nous avons émis l'hypothèse du passage préférentiel du gaz qui semble corrélérer avec les résultats obtenus et avec les lois de comportements de la mécanique des fluides.

Concernant le comportement fluctuant de la phase solide, une homogénéité de l'agitation axiale est observée dans la région centrale (même niveau d'écarts types de vitesse).

Nous avons observé un pique d'agitation dans la zone de transition indiquant les collisions interparticulaires dans cette zone qui est la zone de transfert de masse cœur-anneau. Enfin, nous avons trouvé une forte diminution de l'agitation près de la paroi qui est due à l'absence de collisions, en fait dans cette zone toutes les particules sont descendantes après avoir perdu leurs énergies cinétiques par frottement sur la paroi.

Dans un deuxième temps, nous avons expliqué d'une façon détaillée le modèle mathématique appliqué à la fluidisation, c'est le modèle eulérien pour les écoulements multiphasiques, c'est le seul modèle qui peut traiter ce genre d'application, et le code FLUENT en dispose un avec plusieurs sous modèles selon le régime que l'on veut étudier.

Nous avons réalisé des simulations 2D d'un cas simple basées sur le modèle de Gidaspow (2004), même si on retrouve la structure cœur-anneau [A5], nous n'avons pas pu mettre en avant le phénomène observé expérimentalement.

Ce travail est à poursuivre par de des études 3D pour pouvoir être exploitable.

Perspectives

Les conclusions auxquelles nous sommes parvenus grâce à cette étude e sont qu'une étape dans l'accumulation des connaissances. Arrivé au terme de ce travail, nous pouvons repérer un certain nombre de points en suspens, qui méritent d'être l'objet d'études ultérieures.

L'explication du phénomène de survitesse ne peut se faire sans la connaissance conjointe des du champ de vitesse du gaz. Ce problème peut être résolu par l'ensemencement du gaz par des particules comme traceurs de la phase gazeuse et en utilisant un PDPA nous pouvons remonter au champ de vitesse du gaz. Leur diamètre doit simplement être plus petit devant le plus petit diamètre de la distribution de particules étudiée mais la manière de les injecter pose une difficulté.

Dans l'étude de la fluidisation sur un code comme FLUENT, il faut ramener les calculs à un cas réel, par exemple, utiliser des UDF pour la distribution des particules et le mécanisme de réinjection, il faut aussi aborder les calculs en 3D pour tenir en compte des effets mis en jeu par la troisième dimension en termes de vitesses et de forces transversales.

Références bibliographiques

- [1] A. ZAABOUT, « Contribution expérimentale à l'étude du comportement hydrodynamique de l'écoulement gaz-particules dans les lits fluidisés circulants. Régimes et mécanismes de transitions », Thèse de doctorat, Université de la méditerranée Aix Marseille 2 et Université d'Abdelmalek ESSAADI Tétouan-Maroc, (2010).
- [2] Thibaud VANDERMOORTELE. analyses locales des structures d'écoulements gaz-particules dans un lit fluidisé circulant. Thèse de l'université de Provence Marseille (1998).
- [3] Di Felice, "The voidage function for fluid-particle interaction systems", *International Journal of Multiphase Flow*, 20, 153-159 (1994).
- [4] Wen and Yu, "mechanics of fluidization", *AIChE Symp*, Ser 62, 100-111, (1966).
- [5] Kunii and Levenspiel, *Fluidization Engineering*, 2nd edn, Butterworth-Heinemann, (1991).
- [6] H. Zhu, Jess Zhu, Guozheng Li, Fengyun Li, "Detailed measurements of flow structure inside a dense gas-solid fluidized bed", *Powder technology* (2007).
- [7] Masayuki Horio, Hiroaki Kuroki, Motoyuki Ogasawara. The flow structure of a three-dimensional circulating fluidized bed observed by the laser sheet technique. *Department of Chemical Engineering, Tokyo University* (1997).
- [8] Shuyan Wang, Xu Yang, Huilin Lu, Long Yu, Shuai Wang, Yonlong Ding. CFD studies on mass transfer of gas-to-particle cluster in in circulating fluidized bed. *Computers and Chemical Engineering* (2008).
- [9] H. ENWALD, E. PEIRANO, A.-E. ALMSTEDT. Eulerian two-phase flow theory applied to fluidization. *Department of Thermo and Fluid Dynamics, Department of Energy Conversion, Chalmers University of technology, Goteborg, Sweden* (1997)
- [10] R. Andreux, T. Gauthier, J. Chaouki, O. Simonin. New Description of Fluidization Regimes. *www.interscience.wiley.com* (2005 on line)
- [11] Delhaye and al. « Thermodynamics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering », ed, *J. M. Delhaye*, (1981).
- [12] Drew, D. A, "Mathematical modeling of two-phase flow", *Ann. Rev, Fluid Mech.* 15, 261-291, (1983).
- [13] Drew , D. A. and Lahey, R. T. "In *particulate two-phase flow*", Ch. 16, pp. 509-566, Butterworth-Heinemann, Boston, (1993).
- [14] Bouré and Delhaye, "In *handbook of multiphase systems*", ed. G. Hestroni, Section 1.2, pp. 1-36-1-95. McGraw-Hill, New York, (1982).
- [15] Jenkins et Savage, "A theory for rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles", *J. Fluid. Mech.*, 130, 187-202, (1983). (1983).
- [16] Savage and Jeffrey, "The stress tensor in a granular flow at high shear rates", *J. Fluid Mech.*, 110, 255-272, (1981).
- [17] Campell and Wang, "Particle pressure in gas-fluidization beds", *J. Fluid Mech.*, 227, 495-598, (1991).
- [18] Massoudi, Rajagopal, Emann and Mathur, "Remarks on modeling of fluidized systems", *AIChE J.*, 38, 471-472, (1992).
- [19] Richardson, J. F. and Zaki, W. N. "Sedimentation and fluidization". Part I. *Trans. Int. Chem. Engrs, London* 32, 35-53, (1954).
- [20] Gidaspow, D. "Hydrodynamics of fluidization and heat transfer": *supercomputer modelling. Appl. Mech. Rev.* 39, 1 22, (1986).
- [21] Schiller, L. and Naumann, Z. Z. *Ver. Deutsch. Ing.* 77, 318, (1935).
- [22] Oesterlé, B. « Une étude de l'influence des forces transversales agissant sur les particules dans les écoulements gaz-solide ». *Powder Technology* 79, 81-93, (1994).
- [23] Peirano, E. and Leckner, B. Fundamentals of turbulent gas-solid flows applied to circulating fluidized bed combustion. *Submitted for publication*, (1997).

Annexes

Théorème de Gauss

Fonction scalaire

$$\int_V \text{grad } f dV = \int_S f n dA \quad [A1]$$

Fonction vectorielle

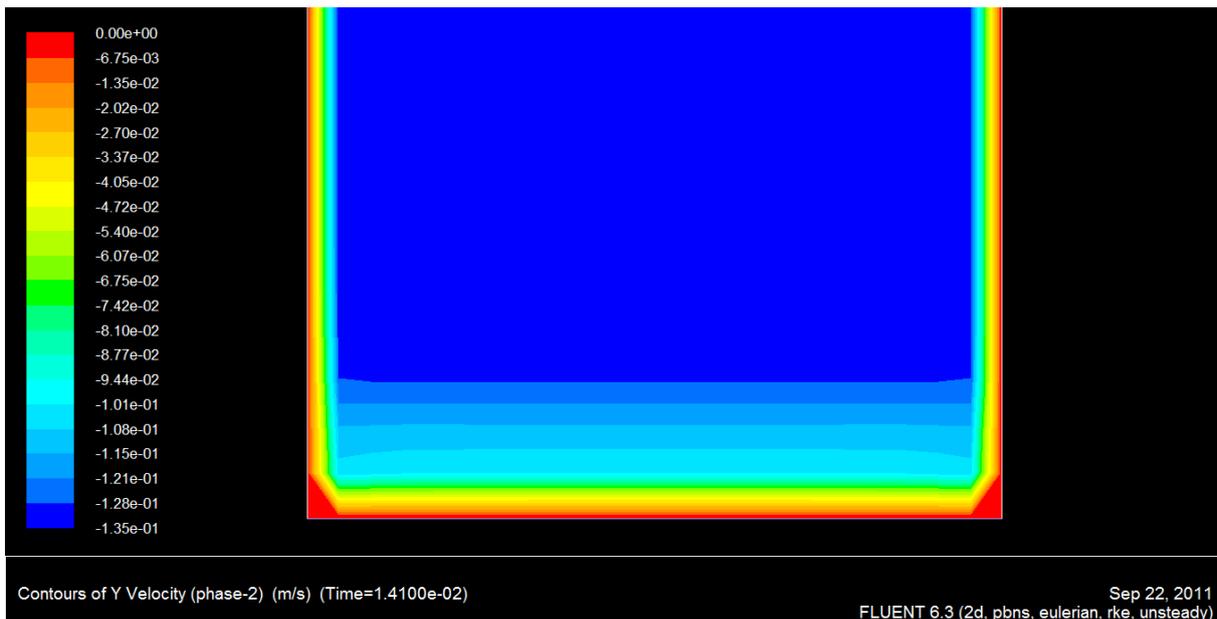
$$\int_V \text{div } f dV = \int_S f \cdot n dA \quad [A2]$$

Fonction tensorielle

$$\int_V \text{div } \bar{f} dV = \int_S \bar{f} \cdot n dA \quad [A3]$$

Théorème de Leibnitz

$$\frac{d}{dt} \int_{V_k(t)} f(r, t) dV = \int_{V_k(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_{S_k(t)} f(u_I \cdot n_k) dS \quad [A4]$$



[A5] : simulation d'écoulement diphasique $U_g = 0,5 \frac{m}{s}$, $d_p = 85 \mu m$, $\alpha_p = 0,2$.