

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abderrahmane Mira-Béjaïa



Faculté de la Technologie
Département de Génie des Procédés

Mémoire

Présenté par

M^{elle} BOUDRAHEM Nassima

En vue de l'obtention du diplôme de Magister

Filière : Génie des Procédés

Option : Génie Chimique

Analyse du comportement hydrodynamique global de particules fluidisées par un fluide non-Newtonien

M. BENAMOR M.	Professeur (U. A. M. Béjaïa)	Président
Mme. BOUROUINA S.	Professeur (U. A. M. Béjaïa)	Examinatrice
M. HAMACHI M.	Maître de Conférences (U. A. M. Béjaïa)	Examineur
M. BRAHIMI M.	Maître de Conférences (U. A. M. Béjaïa)	Rapporteur

Année Universitaire 2010 – 2011

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au laboratoire de Génie des procédés, au sein de l'équipe de recherche d'Hydrodynamique et transferts turbulents de l'université A. Mira de Béjaïa.

*Je tiens tout d'abord, à remercier et à exprimer toute ma gratitude à monsieur **BRAHIMI M.**, maître de conférences à l'université A. Mira de Béjaïa, qui m'a proposé et confié ce travail. Je le remercie également pour le soutien permanent qu'il m'a apporté et pour la grande disponibilité qu'il a montrée.*

*Je remercie monsieur **BENAMOR M.**, professeur à l'université A. Mira de Béjaïa d'avoir accepté de présider ce jury. Je suis extrêmement reconnaissante envers madame **BOURVINA S.**, professeur à l'université A. Mira de Béjaïa et monsieur **HAMACHI M.**, maître de conférences à l'université A. Mira de Béjaïa, pour avoir accepté d'être examinateurs de ce manuscrit.*

*Mes remerciements vont à toute l'équipe du laboratoire d'Hydrodynamique et transferts turbulents à madame **BRAHIMI F.**, mademoiselle **KECHROUD N.**, monsieur **TIGHZERT H.** et mademoiselle **BOUGUERRA N.** pour leurs précieux conseils et leurs aides, et à toute personne m'ayant aidée de près ou de loin à réaliser ce travail.*

*Mes remerciements s'adressent aussi à l'ensemble du personnel du hall de technologie, pour leur collaboration efficace à savoir monsieur **BOUAMARA N.**, monsieur **BABA HAMED Y.**, monsieur **HADDADI Z.** et monsieur **KERMOUCHE A.***

*Je remercie **Yacine** qui m'a accompagnée depuis le début de mes études et qui m'a soutenue lors des instants les plus difficiles et également lors des moments les plus heureux.*

Avec admiration, respect, et tout mon amour, je remercie l'appui infini de mes parents, merci pour m'avoir encouragée dès le début de cette expérience. Merci aussi pour le soutien inconditionnel à mes frères et sœurs ainsi que leurs familles et ma belle-famille. Merci pour avoir été toujours présents.

Résumé

Dans les applications industrielles de la fluidisation, le fluide peut suivre une loi de comportement de type newtonien ou non newtonien. L'objectif principal de ce travail est d'analyser quelques caractéristiques hydrodynamiques telles que la vitesse au minimum de fluidisation et l'expansion du lit fluidisé lorsque le fluide suit une loi de comportement de type Oswald.

Nous avons travaillé avec des sphères de diamètres différents (2mm, 3mm et 4mm) fluidisées par une solution de carboxyméthylcellulose (CMC) à 8g/l dans une colonne cylindrique de diamètre intérieur $D=20\text{mm}$ et de hauteur $H=1000\text{mm}$. Les résultats expérimentaux obtenus concernant la vitesse au minimum de fluidisation, et l'expansion ont été confrontés aux différentes corrélations de la littérature. Certains modèles permettent une détermination satisfaisante de la vitesse au minimum de fluidisation U_{mf} , ainsi qu'une bonne caractérisation de l'expansion.

Mots clé : fluidisation ; fluides non newtonien ; particule sphérique, modèle capillaire.

Abstract

In the industrial applications of fluidization, the fluid can follow a Newtonian or a non-Newtonian behavior. The main aim of this work is to analyze some hydrodynamic characteristics such as the velocity at the minimum of fluidization U_{mf} and the expansion of the fluidized bed when the fluid follows a behavior law of the Oswald type.

We worked with spheres of different diameters (2mm, 3mm and 4mm) fluidized by a carboxymethylcellulose solution (CMC) with 8g/l in a cylindrical column of internal diameter $D=20\text{mm}$ and height $H=1000\text{mm}$. Experimental results obtained concerning the velocity at the minimum of fluidization, and the expansion of the fluidized bed were confronted with the various correlations of the literature. We show that not all the models allow a satisfactory determination of the velocity at the minimum of fluidization U_{mf} , as well as a good characterization of the expansion.

Keywords: Fluidization; Non Newtonian fluids; Spherical particle; Capillary models.

SOMMAIRE

Nomenclature

Liste des tableaux

Liste des figures

INTRODUCTION GENERALE..... P1

CHAPITRE I : INTRODUCTION BIBLIOGRAPHIQUE

I.1. Introduction et généralités.....	P4
I.1.1 Principe de la fluidisation.....	P4
I.1.2 Types de fluidisation.....	P5
I.1.3. Spectre de fluidisation et pertes de charge.....	P6
I.2. Modèles représentatifs du lit fixe au lit fluidisé	P7
I.2.1. Les modèles de type capillaire.....	P8
I.2.2. Les modèles se basant sur une cellule unitaire.....	P13
I.2.3. Les équations utilisant la vitesse de chute.....	P15
I.2.4. Les modèles basé sur le concept d'objet immergé.....	P17
I.3 Autres corrélations de la littérature.....	P19
I.3. 1. Vitesse au minimum de fluidisation.....	P21
I.3. 2. Expansion des lits fluidisés.....	P22
Conclusion.....	P25

CHAPITRE II : RHEOLOGIE

II.1. Introduction et Généralités.....	P26
II.1. 1 Notion de mouvement laminaire de cisaillement.....	P26
II.1.2 Contrainte de cisaillement.....	P27
II.1.3 Déformation et vitesse de cisaillement.....	P27
II.1.4 Equation d'état.....	P28
II.2. La viscosité.....	P29
II.2.1 Paramètres influençant la viscosité.....	P30
a- La pression.....	P30
b- La température.....	P30
b-1 Expression de la viscosité en fonction de la température.....	P30
b- 2 Expressions diverses.....	P31

II.3. Typologie de l'écoulement.....	P31
II.3.1. Les fluides indépendants du temps.....	P32
II.3.1.1 Les fluides newtoniens.....	P32
II.3.1.2 Les fluides non newtoniens.....	P32
a- Fluides à contrainte critique.....	P33
b- Fluides sans contrainte critique.....	P34
II.3.2. Les fluides dépendants du temps.....	P35
II.3.2.1. Fluides thixotropes.....	P35
II.3.2.2. Fluides rhéopexes.....	P36
II.3.3. Les fluides viscoélastiques.....	P36
II.4 La carboxymethylcellulose (CMC).....	P37
II.4.1. Définition.....	P37
II.4.2 Domaine d'application.....	P38
Conclusion.....	P38

CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUE DE MESURE

III.1. Présentation de l'installation expérimentale.....	P40
III.2. Procédure expérimentale.....	P41
III. 3. Techniques de mesures.....	P45
III.3. 1. Mesure de pression.....	P45
III.3. 2. Mesure de débits.....	P45
III.3. 3. Mesure de la température.....	P45
III.3. 4. Mesure de la hauteur du lit (expansion ou porosité).....	P46
III.4 Propriétés physiques du fluide et des particules.....	P46
III.4. 1. Les particules solides.....	P46
III.4. 2. Détermination du comportement rhéologique du CMC.....	P47

CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSION

I- Etude du comportement rhéologique du CMC.....	P50
I-1- L'effet de la vitesse de cisaillement sur la rhéologie.....	P50
I-2- L'effet de la température sur la viscosité du fluide.....	P52
I-3- Conclusion.....	P56
II- Détermination de la vitesse minimale de fluidisation et du taux d'expansion.....	P56

II-1 Vitesse minimale de fluidisation U_{mf}	P56
II-2 Porosité globale du lit (expansion).....	P59
III- Comparaison avec les différents modèles et équations de la littérature.....	P61
III- 1 Caractérisation de la vitesse au minimum de fluidisation.....	P61
III- 2 Caractérisation de l'expansion.....	P63
III- 2-1 corrélations indépendantes de la vitesse terminale de chute.....	P63
III- 2-2 corrélations dépendantes de la vitesse terminale de chute.....	P68
Conclusion.....	P71

CONCLUSION GENERALE

Références bibliographiques.....	P74
Annexe	P83

NOMENCLATURE

Lettres latines

- A_D : constante pour un indice rhéologique n
- a_{vd} : surface spécifique dynamique d'une particule (m^{-1}) $a_{vd} = S/V_s$
- a_{vdi} : surface spécifique dynamique des sphères de diamètre d_i (m^{-1})
- a_{vs} : surface spécifique statique d'une particule (m^{-1}) $a_{vs} = S_t/V_s$
- a_1 à a_4 : paramètres de l'équation (I.27) définis par Kawase et Ulbrecht (1981 a)
- B_D : constante pour un indice rhéologique n
- C_d : coefficient de traînée : $C_d = \frac{4}{3} \frac{d}{\rho U_0^2} \frac{\Delta P}{H} \frac{1}{(1-\varepsilon)}$
- d : diamètre des sphères (m)
- D : diamètre de la colonne (m)
- d_p : diamètre de la particule (m)
- D_h : diamètre hydraulique (m) : $D_h = \frac{2\varepsilon d}{3(1-\varepsilon)}$
- d_{pore} : diamètre d'un pore (m)
- f_m : facteur de frottement d'une sphère : $f_m = \frac{\Delta P}{H} \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)} \frac{d}{\rho U_0^2}$
- F_d : force de traînée ($kg.m/s^2$)
- $F_1(n)$: facteur correctif du coefficient de traînée défini par Kawase et Ulbrecht (1985) (équation I.34)
- g : accélération de la pesanteur (m/s^2)
- H : hauteur du lit fluidisé (m)
- h : hauteur d'un cylindre (m)

- k : consistance d'un liquide non newtonien ($\text{Pa}\cdot\text{s}^n$)
- k' : consistance modifiée utilisée par Mishra et al (1975) ($\text{Pa}\cdot\text{s}^n$)
- l : rayon adimensionnel de la cellule à surface libre d'Happel : $l = \frac{b}{R} = (1 - \varepsilon)^{-1/3}$
- M : constante inertielle du modèle capillaire pour un lit fixe donné pour les liquides non newtoniens ($\text{Pa}\cdot\text{s}^2/\text{m}^3$) $M = 0,0968\rho \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} a_{vd}\tau^3$
- n : indice de comportement rhéologique du liquide
- n_p : nombre de pores
- N : consistance visqueuse du modèle capillaire pour un lit fixe donné pour les liquides non newtoniens ($\text{Pa}\cdot\text{s}^n/\text{m}^{n+1}$) : $N = k_i \left(\frac{3n_i+1}{2n_i} \right)^{n_i} \frac{[(1-\varepsilon)a_{vd}\tau]^{1+n_i}}{\varepsilon^{(1+2n_i)}}$
- N_p : nombre de particules
- p : paramètre de l'équation (I.21) dépendant des caractéristiques des particules
- Q : débit volumique du liquide (m^3/s)
- R : rayon d'une sphère (m)
- S : surface d'une particule offerte à l'écoulement (m^2)
- S_t : surface géométrique d'une particule (m^2)
- U_e : vitesse apparente
- U_m : vitesse moyenne d'une particule (m/s)
- U_0 : vitesse superficielle du liquide (m/s)
- U_{0mf} : vitesse superficielle du liquide au minimum de fluidisation (m/s)
- U_{pore} : vitesse moyenne du liquide dans les pores (m/s)
- U_t : vitesse terminale de chute d'une particule (m/s)

- $U_{t\infty}$: vitesse terminale de chute d'une particule en milieu infini (m/s)
 V : volume de la colonne contenant les particules (m³)
 V_s : volume moyen d'une particule (m³)
 V_ε : volume des interstices (m³)
 $Y_D(n, \varepsilon)$: facteur correctif du coefficient de traînée défini par Kawase et Ulbrecht (1981 a)
 (équation I.27)

Lettres grecques

- δ : erreur relative (écart relatif) définie par $\delta(\%) = \frac{Y_{\text{exp}} - Y_{\text{calc}}}{Y_{\text{exp}}} (\%)$
 $|\bar{\delta}|$: erreur absolue relative moyenne définie par $|\bar{\delta}| = \frac{\sum_{i=1}^j |\delta_i|}{j}$
 ΔP : chute de pression (Pa)
 Ω : surface de la colonne (m²)
 ε : porosité
 ε_{max} : porosité maximale obtenue expérimentalement
 ε_{min} : porosité minimale obtenue expérimentalement
 ε_{mf} : porosité au minimum de fluidisation
 $\dot{\gamma}$: vitesse de cisaillement (s⁻¹)
 $\dot{\gamma}_t$: vitesse de cisaillement d'une particule isolée (s⁻¹)
 $\dot{\gamma}_w$: vitesse de cisaillement à la paroi d'un pore (s⁻¹) : $\dot{\gamma}_w = \frac{3n+1}{2n} \frac{u_0 \tau}{\varepsilon^2} (1 - \varepsilon) a_{vd}$
 μ : viscosité du liquide (Pa.s)
 μ_{app} : viscosité apparente d'un liquide non newtonien (Pa.s) : $\mu_{\text{app}} = T/\dot{\gamma}$

- ρ : masse volumique du liquide (m^3/kg)
- ρ_s : masse volumique des particules (m^3/kg)
- τ' : tortuosité géométrique $\tau' = \ell/H$
- τ'_{mf} : tortuosité géométrique au minimum de fluidisation
- $\tau'(\varepsilon)$: relation entre la tortuosité et la porosité du modèle capillaire de Comiti et Renaud
 $\tau'(\varepsilon) - 1 = -p \ln(\varepsilon)$
- τ'_H : tortuosité hydraulique.
- τ : contrainte de cisaillement (Pa)
- τ_p : contrainte à la paroi du tube

Nombres adimensionnels

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

Ar_n : nombre d'Archimède pour un liquide non newtonien :

$$Ar_n = d^{2-n} \rho^{2-n} (\rho_s - \rho) g k^{\frac{2}{n-2}}$$

Re : nombre de Reynolds de particule pour les liquides newtoniens : $Re = \frac{d \rho U_0}{\mu}$

Re_{KM} : nombre de Reynolds proposé par Kemblowski et Michniewicz (1979) :

$$Re_{KM} = \frac{\rho U_0^{2-n} d^n}{k(1-\varepsilon)^n} \left(\frac{4n}{3n+1} \right)^n \left(\frac{15\sqrt{2}}{\varepsilon^2} \right)^{1-n}$$

Re_n : nombre de Reynolds de particule défini pour les liquides non newtoniens suivant une

loi d'Ostwald: $Re_n = \frac{\rho d^n U_0^{2-n}}{k}$

Re^* : nombre de Reynolds utilisé par Mishra et al. (1975) pour les liquides non newtoniens :

$$Re^* = \frac{d \rho U_0}{\mu_{app} (1-\varepsilon)}$$

LISTE DES TABLEAUX

CHAPITRE I : INTRODUCTION BIBLIOGRAPHIQUE

Tableau (I.1) : expressions proposées pour la vitesse minimale de fluidisation dans le cas de liquides non newtoniens de type loi puissance. P35

Tableau (I.2): expressions proposées pour l'expansion dans le cas de liquides non newtoniens de type loi puissance P37

CHAPITRE II : RHEOLOGIE

Tableau II.1 : Modèles rhéologiques décrivant l'écoulement de fluides à contrainte critique (d'après Midoux, 1988). P46

Tableau II 2 : Lois rhéologiques de fluides ne présentant pas de contrainte critique (D'après Midoux, 1988). P47

CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUE DE MESURE

Tableau (III.1) : intervalle de température opératoire pour chaque système fluide-solides. P58

Tableau (III.2) : les propriétés physiques de la phase solide P58

Tableau (III.3) : caractéristiques du dispositif de mesure NV P60

CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSION

Tableau (IV.1) : variation des paramètres (k, n) de la loi puissance en fonction de la vitesse de cisaillement pour la solution de CMC à $T=34^{\circ}\text{C}$. P64

Tableau (IV.2) : variation des paramètres (k, n) de la loi puissance en fonction de la température P67

Tableau (IV.3) : écart relatif absolue de la viscosité apparente entre la température initiale et finale de la solution de CMC P68

Tableau (IV.4): écart relatif entre la vitesse au minimum de fluidisation expérimentale et celle calculée avec les différents modèles de la littérature pour les trois systèmes sphères-CMC P75

Tableau (IV.5) : Ecart relatif moyen pour chaque systèmes et chaque corrélation utilisée pour caractériser l'expansion pour ($\varepsilon < 0,6$). P79

Tableau (IV.6) : Ecart relatif moyen pour chaque systèmes et chaque corrélation utilisée pour caractériser l'expansion ($\varepsilon > 0,6$). P79

Tableau (IV.7): valeurs de U_t calculées selon la corrélation proposée par Chhabra et Peri, et les valeurs de z correspondantes (fluide non newtonien-particules sphériques). P82

ANNEXE

Tableau 1 : variation des paramètres (k, n) de la loi puissance en fonction de la température pour le système (CMC-2mm) P89

Tableau 2 : variation des paramètres (k, n) de la loi puissance en fonction de la température pour le système (CMC-3mm) P89

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I : INTRODUCTION BIBLIOGRAPHIQUE

Figure I.1: lits fluidisés (vitesse croissante du fluide de gauche à droite) P19

CHAPITRE II : RHEOLOGIE

Figure II.1 : Forces agissantes sur deux éléments de couches voisines P40

Figure II.2 : Mouvement laminaire de cisaillement entre deux plans parallèles P41

Figure II.3 : Courbes d'écoulement des différents comportements rhéologiques P42

Figure II.4: Courbes d'écoulement de fluides présentant une contrainte critique. P46

Figure II.5 : Courbes d'écoulement des principales catégories de fluides sans contrainte critique. p47

Figure II.6 : Boucles d'hystérésis de fluides thixotropes p49

Figure II.7 : Structure chimique du CMC P51

CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET

TECHNIQUES DE MESURES

Figure III.1 : la photographie de l'installation P54

Figure III.2 : schéma général de l'installation P55

Figure III.3 : schéma de la colonne de fluidisation (les dimensions sont données en mm) P56

Figure III.4 : courbe d'étalonnage du débitmètre pour le CMC P57

Figure III.5 : la photographie du rhéomètre VT500/501 P61

Figure III.6 : Coupe longitudinale du dispositif NV P61

CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSION

figure(IV.1) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à $T=34^{\circ}\text{C}$ $\dot{\gamma} \in [300, 3200]\text{s}^{-1}$	P64
Figure (IV.2) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à $T=34^{\circ}\text{C}$ $\dot{\gamma} \in [0,300]\text{s}^{-1}$	P64
Figure (IV.3) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement $[300, 1530]\text{s}^{-1}$ à $T=34^{\circ}\text{C}$	P65
Figure (IV.4) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement $[1530, 3200]\text{s}^{-1}$ à $T=34^{\circ}\text{C}$	P65
Figure (IV.5) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes	P66
Figure (IV.6) : évolution de la viscosité apparente en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes	P66
Figure (IV.7) : variation de la viscosité apparente en fonction de la température pour $\dot{\gamma} = 319\text{S}^{-1}$	P68
Figure (IV.8) : variation de la viscosité apparente en fonction de la température pour $\dot{\gamma} = 3196\text{S}^{-1}$	P68
Figure (IV.9) : évolution des pertes de charge en fonction de la vitesse superficielle (sphère de 2 mm en verre fluidisée par de la CMC 8g/l).	P70
Figure (IV.10) : évolution des pertes de charge en fonction de la vitesse superficielle (sphères de 3mm en verre fluidisées par de la CMC 8g/l).	P70
Figure (IV.11) : évolution des pertes de charge en fonction de la vitesse superficielle (sphères de 4mm en verre fluidisées par de la CMC 8g/l).	P71
Figure (IV.12) : évolution de la porosité en fonction de la vitesse superficielle (particules de verre : 2 mm de diamètre).	P72

Figure (IV.13) : évolution de la porosité en fonction de la vitesse superficielle (particules de verre de 3mm de diamètre)	P73
Figure (IV.14) : évolution de la porosité en fonction de la vitesse superficielle (particule de verre : 4 mm de diamètre.	P73
Figure (IV.15) : Courbes d'expansion comparaison aux prédictions des modèles: sphères en verre de 2 mm fluidisées par de la CMC	P77
Figure (IV.16) : Courbes d'expansion comparaison aux prédictions des modèles: sphères en verre de 3 mm fluidisées par de la CMC	P77
Figure (IV.17) : Courbes d'expansion comparaison aux prédictions des modèles: sphères en verre de 4 mm fluidisées par de la CMC	P78
Figure (IV.18) : comparaison entre la vitesse expérimentale et celle calculée à partir des modèles proposés : sphères en verre de 2 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l.	P80
Figure (IV.19) : comparaison entre la vitesse expérimentale et celle calculée à partir des modèles proposés : sphères en verre de 3 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l.	P80
Figure (IV.20) : comparaison entre la vitesse expérimentale et celle calculée à partir des modèles proposés : sphères en verre de 4 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l.	P81
Figure (IV.21) : Courbes d'expansion comparaison aux prédictions de modèle basé sur la vitesse terminale de chute: sphères en verre de 2 mm fluidisées par de la CMC	P82
Figure (IV.22) : Courbes d'expansion comparaison aux prédictions de modèle basé sur la vitesse terminale de chute: sphères en verre de 3 mm fluidisées par de la CMC	P83
Figure (IV.23) : Courbes d'expansion comparaison aux prédictions de modèle basé sur la vitesse terminale de chute: sphères en verre de 4 mm fluidisées par de la CMC	P83

Annexe

Figure 1: évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes pour le système (CMC-2mm)	P87
--	-----

- Figure 2** : évolution de la viscosité apparente en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes pour le système (CMC-2mm) P87
- Figure 3** : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes pour le système (CMC-3mm) P88
- Figure 4**: évolution de la viscosité apparente en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes pour le système (CMC-3mm) P88

Introduction générale

Le lit fluidisé est un système dans lequel prennent part différents transferts avec ou sans réactions chimiques sur des particules solides. Il met en jeu plusieurs phases : une phase solide constituée des particules en interaction avec une phase fluide (au sens général qui peut être un gaz ou un liquide) en mouvement. Les particules solides sont soulevées par le courant fluide ascendant, et sont ainsi fluidisées. Elles sont mises en suspension et restent en "lévitation" sous l'action du fluide. Cet état résulte de la compensation du poids des particules par l'action du fluide sur celles-ci.

Les phénomènes physiques mis en jeu dans les lits fluidisés dépendent en grande partie de la nature gazeuse ou liquide de la phase fluide et des caractéristiques de l'écoulement. Si le débit du fluide ne dépasse pas un certain seuil, la force qu'exerce le fluide sur les particules n'est pas suffisante pour supporter le poids des particules; les particules restent alors tassées au fond du réacteur. Nous constatons qu'il existe ainsi une vitesse critique, la vitesse minimum de fluidisation notée U_{mf} , au delà de laquelle apparaît le phénomène de fluidisation. De la même manière, la nature des particules solides employées dans les réacteurs influence grandement les mécanismes puisque une particule "lourde" nécessitera une force plus importante pour être soulevée qu'une particule plus "légère". L'interface entre les particules et le fluide, constituée de l'ensemble des surfaces des particules d'un lit fluidisé, représente une aire de contact considérable, ce qui rend les opérations de transferts de chaleur et de matière très efficaces. Cette caractéristique est à l'origine du succès des lits fluidisés auprès de nombreuses industries [1].

C'est un procédé industriel dans lequel des particules solides sont mises en suspension par un fluide en circulation ce qui implique une augmentation de la surface de transfert solide-fluide par rapport aux lits fixes. Les différentes phases sont en mouvement continu ce qui améliore les coefficients de transfert convectifs. De par ces différents avantages, la fluidisation est utilisée dans de nombreux domaines industriels [2, 3, 4, 5]: la chimie, la pétrochimie, la métallurgie, la biochimie, l'agroalimentaire, le traitement des déchets... etc. Dans ces différents domaines, ses applications sont nombreuses et variées : enrobage de particules, séchage, chaudière à lits fluidisés, cristallisation, craquage catalytique...

Dans de nombreux exemples d'applications des lits fluidisés solide-liquides, la phase liquide a des caractéristiques rhéologiques non newtoniennes. En effet la plupart des émulsions, des mélanges de polymères et des solutions polymères, les boues et certains

fluides agroalimentaires présentent une grande variété de comportements rhéologiques. Les travaux qui existent dans ce domaine restent limités même dans le cas de particules sphériques.

Parmi les travaux les plus récents, nous pouvons citer ceux de Kawase et Ulbrecht [6], Jaiswal et coll [7], Machac et coll. [8], Sharma et Chhabra [9] et Cicéron et al [10]. Ces travaux, se sont portés sur la détermination de la vitesse minimale de fluidisation et/ou de la porosité globale du lit fluidisé, ces paramètres étant indispensables à la conception des réacteurs ou d'autres dispositifs qui mettent en jeu les procédés à lits fluidisés.

Kawase et Ulbrecht [6], ont développé un modèle basé sur le modèle de cellule à surface libre et verticité nulle introduit par Happel pour un écoulement en régime de Darcy. Ils ont modifié l'équation de Stokes afin d'inclure l'effet du comportement non newtonien du fluide et l'effet de proximité des particules à travers la porosité. Jaiswal et coll. [7] ont perfectionné ce modèle en améliorant la détermination du facteur de correction Y introduit par Kawase et Ulbrecht, ils proposent une méthode de détermination de U_{mf} pour des particules sphériques valable jusqu'à un nombre de Reynolds de particule égal à 20.

Machac et coll. [8] ont proposé des expressions permettant l'évaluation de U_{mf} , en tenant compte du rapport des diamètres de la sphère et de la colonne, à partir de considérations empiriques.

Sharma et Chhabra [9] ont étudié la fluidisation d'anneaux Rashig et de graviers. L'étude concernant les anneaux Rashig n'a pas pu être exploitée en particulier à cause de l'existence de chemin préférentiel dans le lit fluidisé. Par contre Sharma et Chhabra ont adopté la méthode développée par Chhabra et Srinivas [11] pour les lits fixes, à la détermination de la vitesse minimale de particules non sphériques de type gravier. Ces auteurs utilisent un diamètre équivalent égal au produit du diamètre de la sphère de même volume

Cicéron et al [10] ont développé un modèle basé sur le concept d'objet immergé. Ce modèle a été développé exclusivement pour étudier l'expansion aux fortes porosités de sphères par des liquides non newtoniens purement visqueux car il dépend du coefficient de traînée des particules dont on connaît la variation en fonction du nombre de Reynolds pour les sphères.

L'objectif de ce travail est d'analyser quelques caractéristiques hydrodynamiques telles que la vitesse au minimum de fluidisation et l'expansion du lit lorsque le fluide suit une loi type Oswald, et l'influence des propriétés des particules sera aussi envisagée. Les résultats obtenus sont confrontés à des modèles de la littérature. Ce travail s'inscrit dans le cadre des travaux développés sur la fluidisation au sein du laboratoire d'hydrodynamique, à savoir, Azerradj [12] qui a travaillé sur la fluidisation liquide-solide en milieu polydispersé et Kechroud [13, 14, 15] qui a étudié la structure de l'écoulement à la sortie d'un lit fluidisé liquide-solide par vélocimétrie laser.

Ce mémoire se compose de quatre chapitres:

Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique dans laquelle nous avons détaillé les principaux travaux de recherche concernant la fluidisation solide-liquide non newtonien.

Le deuxième chapitre présente la rhéologie des fluides (étude rhéologique du fluide). Nous avons présenté aussi les propriétés et les domaines d'application du carboxyméthylcellulose (CMC), utilisé dans notre travail expérimental.

L'installation conçue et réalisée au sein de notre laboratoire ainsi que la procédure expérimentale ont été décrites dans le chapitre trois.

Les résultats expérimentaux et leurs interprétations ont fait l'objet du chapitre quatre. La détermination de la vitesse au minimum de fluidisation et la caractérisation de l'expansion de particules sphériques par un liquide non newtonien purement visqueux sont présentées. Ces résultats expérimentaux sont confrontés aux estimations de modèles proposés par différents auteurs.

Une conclusion générale qui rappelle les différents résultats obtenus termine ce mémoire.

Chapitre I

SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1. Introduction et généralités :

La fluidisation permet de réaliser un contact intime entre une phase dispersée se présentant sous forme de grains et une phase fluide (phase continue). Cette technique, connue depuis fort longtemps, permet de réaliser de nombreuses opérations unitaires. Elle connaît actuellement un regain d'intérêt dans les industries de transformation de la matière, de la production d'énergie et de l'environnement [16].

De nombreuses technologies industrielles mettent en œuvre des procédés à lit fluidisé dans lesquels on cherche à maîtriser de plus en plus finement des phénomènes physiques multiples et complexes. Ainsi, la compréhension et la prédiction des mécanismes mis en jeu dans les réacteurs fluide-particules à lit fluidisé font l'objet de recherches soutenues [12-15]. Différents types de fluidisation peuvent être distingués selon les phases en présence : la fluidisation gaz-solide [17-22], liquide-solide [23, 24, 25], gaz-liquide-solide [26, 27, 28].

Nous allons traiter dans ce chapitre différents modèles et corrélations de la littérature proposés pour prédire la vitesse au minimum de fluidisation et l'expansion des particules sphériques fluidisées par des liquides non newtoniens purement visqueux. Nous allons dans un premier temps élargir les études menées sur les systèmes particules – liquides non newtonien en développant principalement les modèles que nous utiliserons afin de comparer leurs prédictions à nos résultats expérimentaux.

I.1. 1 Principe de la fluidisation:

La fluidisation liquide-solide est généralement définie comme étant la mise en suspension de particules par un liquide s'écoulant de manière ascendante dans une colonne. En fait, la fluidisation apparaît entre des débits limites correspondants à la fin du lit fixe et au début de l'entraînement des particules [1, 21, 29].

Les lits fluidisés liquide-solide sont fréquemment utilisés dans différents procédés, en particulier, pour augmenter le taux de transfert de matière et de chaleur. L'avantage essentiel de cette technique est dû à l'agitation continue du fluide par les particules, qui modifie en permanence les couches limites laminaires que l'on rencontre en lit fixe autour des grains et des parois du réacteur. En transfert de chaleur il s'en suivra une transmission calorifique intense et un équilibre de température quasi parfait entre solide et fluide en tout point de l'échangeur, ainsi qu'un échange fortement accéléré avec les parois. En transfert

de matière la diffusion entre fluide et solide sera également nettement accrue ce qui est intéressant en particulier dans le processus de catalyse hétérogène [1, 10, 22, 29].

La fluidisation permet de mettre en contact la totalité de la surface de la particule avec le fluide et ainsi d'améliorer les échanges thermiques et massiques entre les différentes phases par rapport aux lits fixes pour des conditions d'écoulement [4, 10, 12, 13, 21, 22, 29].

Ainsi lors de l'écoulement ascendant d'un fluide à travers un lit de particules, quatre stades peuvent être observés suivant le débit du fluide :

- Pour les faibles débits, le lit reste fixe (sa hauteur reste constante) et la chute de pression augmente en fonction du débit ;
- Lorsque le débit augmente jusqu'à une certaine vitesse appelée vitesse au minimum de fluidisation, des mouvements commencent à apparaître au sein du lit et la chute de pression devient pratiquement constante et égale au poids apparent du lit par unité de surface : ce point correspond à la limite entre le lit fixe et le lit fluidisé ;
- Quand la vitesse du liquide devient plus importante que la vitesse au minimum de fluidisation, la hauteur du lit augmente en fonction du débit et donc la distance moyenne entre chaque particule augmente. Les particules sont mises en suspension par le liquide ;
- Lorsque le débit devient très important et que la vitesse du liquide devient supérieure à la vitesse terminale de chute des particules, celles-ci sont entraînées par le liquide hors de la colonne de fluidisation.

I.1.2 Types de fluidisation

On distingue 2 types de fluidisation bien différents [30, 31]:

- La fluidisation particulaire, qui est caractérisée par l'uniformité de la porosité dans tout le lit ; c'est le type de fonctionnement généralement observé lorsque les particules solides sont fluidisées par un liquide.
- La fluidisation agrégative, où la porosité ε n'est pas uniforme à travers le lit. C'est le régime de fonctionnement généralement observé lorsque les particules solides sont fluidisées par un gaz. La couche fluidisée est le siège de mouvements à la fois rapides et désordonnés qui rappellent grossièrement l'agitation des bulles de vapeur au sein d'une masse liquide en ébullition. On remarquera que dans certains cas de fluidisation par un liquide (lorsque le diamètre des particules ou la différence de

masse volumique entre le solide et le liquide sont très grands), la fluidisation sera de type agrégative.

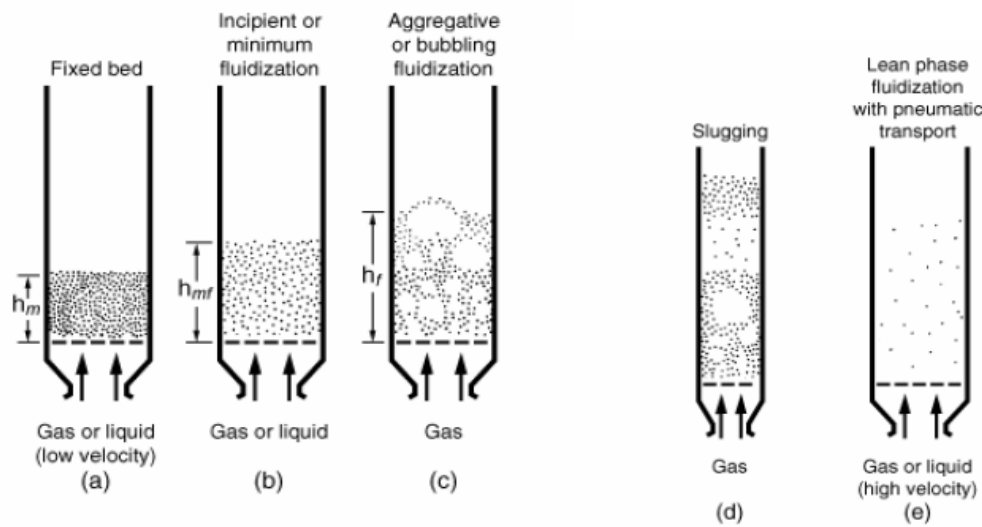
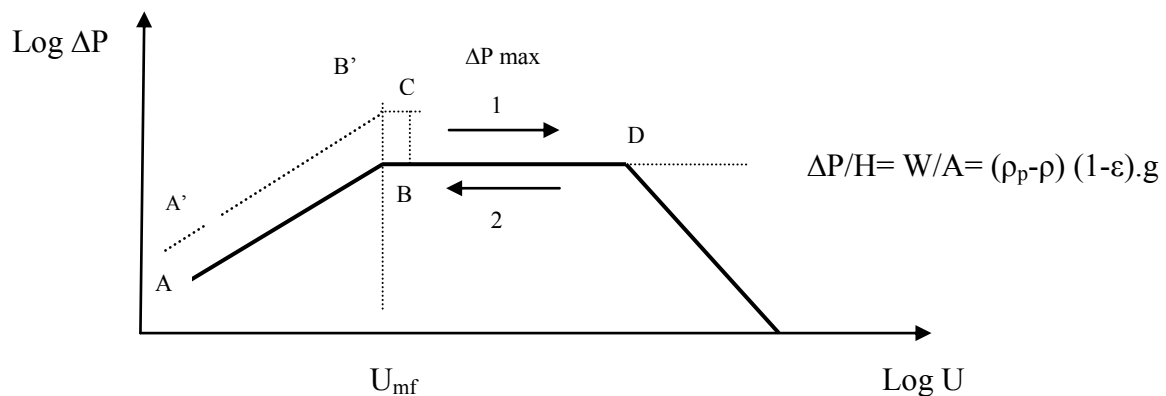


Figure I.1 : Lits fluidisés (vitesse croissante du fluide de gauche à droite) [30]

I.1.3. Spectre de fluidisation et pertes de charge:

Lors du passage du fluide à travers une couche de particules, il subit une perte de son énergie (perte de charge) causée essentiellement par la résistance à l'écoulement. L'évolution de ces pertes de charge (ΔP) en fonction de la vitesse d'écoulement du fluide est présentée sur la figure suivante [12]:



Chemin 1 : à débit croissant.

Chemin 2 : à débit décroissant.

- La portion AB correspond à la couche fixe, la perte de charge augmente avec l'augmentation de la vitesse.

- Au point B, elle est maximale et supérieure à W/A (poids apparent des particules). Le supplément est nécessaire pour la libération des particules en contact.
- Une fois les particules libres, ΔP chute jusqu'au point B.
- La portion (CD) correspond à la chute fluidisée, $\Delta P = Cste = W/A$; l'augmentation de la vitesse engendre une expansion du lit.
- Au-delà du point D, on a le phénomène d'entraînement qui se traduit par la chute de (ΔP).
- Le point B correspond au seuil minimal de la fluidisation.

Donc dans les conditions au dessus du minimum de fluidisation, l'équation bien connue de la dépression est :

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{W}{A} = (\rho_s - \rho_f)(1 - \varepsilon)g$$

D'autre part, elle est déduite par l'équation de pertes de charge dans des lits fixes (généralement c'est l'équation d'Ergun).

La diminution des pertes de charge au-delà du point D, n'est pas observée dans le cas de liquide viscoélastique, d'après Srinivas et Chhabra (1991) [11].

I.2. Modèles représentatifs du lit fixe au lit fluidisé :

De nombreux modèles ont été établis selon différentes approches pour étudier les pertes de charge à travers un milieu poreux ; parmi ces modèles on peut citer : les modèles semi-empiriques [29, 32] qui présentent un intérêt limité car chaque équation ne s'applique qu'à un milieu et un intervalle donnés et ajustée aux données expérimentales obtenues. Un autre type de modèle est celui basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes ; ce qui nécessite l'utilisation des hypothèses simplificatrices et par conséquent limite le domaine d'application [12, 29]. Un modèle statistique a été adopté en assimilant le milieu poreux à un grand nombre de tubes de diamètres et de longueurs variables. Il se base sur le caractère arbitraire de l'orientation et l'interconnexion des pores [29]. Néanmoins, nous distinguons deux

- Méthode du lit garni est vu comme un faisceau de tubes non interconnectés ; une théorie est alors développée, en appliquant les résultats antérieurs du cas d'un tube singulier droit (équation de Poiseuille) à un ensemble de tubes tortueux [10, 12, 29, 33].

- Dans la seconde méthode, l'évaluation de la chute de pression le long du milieu poreux est reliée à la force de traînée d'une particule individuelle ; en considérant l'écoulement autour d'objets immergés [10, 12, 29, 33]. Nous présentons dans ce qui suit les modèles les plus utilisées.

I.2. 1. Les modèles de type capillaire :

Ces modèles cités par Cicéron [10] sont des extensions de l'équation d'Ergun (Blake-Kozeny) obtenus pour la prédiction de la perte de charge en fonction de la vitesse superficielle du liquide pour des lits fixes composés de sphère [29, 33- 43]:

$$f_m = \frac{150}{Re^*} + 1,75 \quad (I.1)$$

Où f_m est le facteur de frottement d'une sphère et Re^* est le nombre de Reynolds modifié qui prend en compte le caractère non newtonien des liquides :

$$f_m = \frac{\Delta P}{H} \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)} \frac{d}{\rho U_0^2} \quad \text{et} \quad Re^* = \frac{d \rho U_0}{\mu_{app} (1-\varepsilon)}$$

La viscosité apparente dépend du comportement rhéologique du liquide :

$$\mu_{app} = k \dot{\gamma}^{n-1} \quad (I.2)$$

Où le gradient de cisaillement est obtenu par la corrélation suivante : $\dot{\gamma} = \frac{8}{D_h} \frac{U_0}{\varepsilon}$ avec le diamètre hydraulique calculé par la relation : $D_h = \frac{2\varepsilon d}{3(1-\varepsilon)}$

Pour pouvoir prédire le minimum de fluidisation et l'expansion, Mishra et coll (1975) ont utilisé une consistance modifiée \hat{k} dans l'équation d'Ergun en lit fixe [10, 29, 44] :

$$\hat{k} = k \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n \quad (I.3)$$

Et ont remplacé la chute de pression par son expression pour les lits fluidisés [37]:

$$\Delta P = (1 - \varepsilon)(\rho_s - \rho)gH \quad (I.4)$$

L'équation (I.1) devient après réarrangements des différents termes [10, 29, 33, 38] :

$$(\rho_s - \rho)g = 12,5 \left(\frac{9n+3}{n} \right)^n \frac{(1-\varepsilon)^n}{\varepsilon^{2n+1}} \frac{K}{d^{n+1}} U_0^n + \frac{1,75}{\varepsilon^3} \frac{\rho}{d} U_0^2 \quad (I.5)$$

Ces auteurs ont effectué des expériences sur des sphères en verre et en plastique fluidisées par des solutions aqueuses d'alcool polyvinylique ($n=0,7-0,96$) et des solutions de graisse dans du kérosène dont la rhéologie n'est pas représentée par des lois d'Ostwald

($n=0, 2-0,75$) ce qui leur a permis de couvrir une large gamme d'étude : $0,1 < Re^* < 200$, $0,44 < \varepsilon < 0,8$ [10, 29, 44].

Kumar et Upadhyay (1981) ont aussi utilisé cette équation (I.3) pour obtenir la vitesse superficielle au minimum de fluidisation. Ils ont testé ce modèle avec de l'eau et une solution aqueuse à 1% de CMC thermostatée à 25°C ($n=0,854$ et $k'=0,0449 \text{ Pa.s}^n$) sur des sphères et des grains cylindriques dans des colonnes de diamètres intérieurs différents ($D=56, 80$ et 126 mm) [10, 29, 35, 45].

Brea et coll. (1974, 1976) ont aussi utilisé l'équation d'Ergun modifiée en substituant le terme visqueux constant 150 par 160 pour le minimum de fluidisation. Ils obtiennent la relation suivante [38, 46, 47]:

$$(\rho_s - \rho)g = \frac{40}{3} \left(\frac{9n+3}{n} \right)^n \frac{(1-\varepsilon)^n}{\varepsilon^{2n+1}} \frac{K}{d^{n+1}} U_0^n + \frac{1,75}{\varepsilon^3} \frac{\rho}{d} U_0^2 \quad (\text{I.6})$$

Ils ont effectué des expériences de fluidisation de sphères en verre, plomb et acier : $d=1,1-3,1 \text{ mm}$ par de l'eau, des solutions de glycérol et des boues de dioxyde de titane ce qui leur a permis d'obtenir des expansions allant de 0,42 à 0,95 pour $0,304 < n < 0,708$ et $0,0276 < k (\text{Pa.s}^n) < 3,208$.

Sharma et Chhabra (1992) ont utilisé la relation d'Ergun (I.1) pour la prédiction de la vitesse au minimum de fluidisation en remplaçant le nombre de Reynolds Re^* par le nombre de Reynolds proposé par Kemblowski et Michniewicz (1979) [9, 10, 29, 33- 35].

$$Re_{KM} = \frac{\rho U_0^{2-n} d^n}{k(1-\varepsilon)^n} \left(\frac{4n}{3n+1} \right)^n \left(\frac{15\sqrt{2}}{\varepsilon^2} \right)^{1-n} \quad (\text{I.7})$$

Ainsi, pour le minimum de fluidisation, l'équation (I.1) devient après réarrangement :

$$(\rho_s - \rho)g = \frac{10(5\sqrt{2})^n}{\sqrt{2}} \left(\frac{9n+3}{4n} \right)^n \frac{(1-\varepsilon_{mf})^n}{\varepsilon_{mf}^{2n+1}} \frac{k}{d^{n+1}} U_{0mf}^n + \frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\rho}{d} U_{0mf}^2 \quad (\text{I.8})$$

Cette équation a été testée sur des particules sphériques et non sphériques (gravier plats) fluidisés par des solutions aqueuses de CMC à différentes concentrations ($0,78 \leq n \leq 1$ et $0,17 \leq k (\text{Pa.s}^n) \leq 0,46$). La gamme de Reynolds varie pour ces expériences entre 10^{-3} à 20.

L'ensemble de ces auteurs ont supposé que les termes constants 150 et 1,75 de l'équation d'Ergun restaient valables dans le cas de lits fluidisés malgré l'augmentation importante de porosité par rapport aux lits fixes.

Comiti (1987) et Comiti et Renaud (1989) [48] ont développé un modèle permettant l'évaluation de la chute de pression motrice occasionnée par l'écoulement d'un fluide newtonien (eau, air,...) à travers un lit fixe suivant la représentation capillaire du milieu poreux [10, 27, 31, 41, 49- 51]

Ce modèle à ensuite été généralisé pour l'écoulement de fluides non newtonien purement visqueux à travers des lits fluidisés par Sabiri et Comiti (1996) [29, 52- 55].

Dans ce modèle, le gradient de pression motrice est considéré comme la somme de deux termes :

- Le premier terme correspond à la dégradation d'énergie cinétique due en particulier aux changements de direction subis par le fluide lors de sa traversée du milieu poreux. Il a été obtenu en assimilant le pore à un tuyau rugueux, de rayon R dont l'épaisseur E de la rugosité serait équivalente au diamètre de la canalisation. L'expression du gradient de pression motrice pour la dissipation d'énergie dans un milieu poreux s'écrit alors :

$$\frac{\Delta P}{H} = 0,0968\rho \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} a_{vd} \tau'^3 U_0^2 \quad (I.9)$$

Ce terme dépend uniquement de la masse volumique du liquide et non du comportement rhéologique du fluide utilisé. Ainsi le terme inertiel est supposé être le même en liquide newtonien et non newtoniens.

- Le second terme correspond à la chute de pression due à la résistance visqueuse à la paroi des pores, son expression est obtenue à partir de l'équation de Hagen-Poiseuille qui décrit l'écoulement laminaire d'un liquide newtonien dans un tube circulaire. En l'adaptant au milieu poreux et en utilisant la représentation capillaire, cette expression s'écrit :

$$\frac{\Delta P}{H} = 2\mu \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} a_{vd}^2 \tau'^2 U_0 \quad (I.10)$$

Ce terme dépend fortement du comportement rhéologique du fluide. Le terme visqueux est donc modifié pour en tenir compte.

Dans le cas d'écoulement laminaire d'un fluide visqueux dans une conduite circulaire de diamètre D et de longueur L, le débit Q et la contrainte à la paroi τ_p sont liés par la relation suivante [10, 29, 33]:

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_p^3} \int_0^{\tau_p} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (I.11)$$

Où τ_p est la contrainte à la paroi du tube donnée par :

$$\tau_p = \frac{D}{4} \frac{\Delta P}{L} \quad (\text{I.12}) \quad \text{et} \quad f(\tau) = \frac{du}{dr} \quad (\text{I.13})$$

Pour un fluide suivant une loi puissance, $f(\tau) = (\tau/k)^{1/n}$, en intégrant l'équation (I.11), on obtient :

$$\frac{Q}{\pi R^3} = \frac{n}{3n+1} \left(\frac{\tau_p}{k} \right)^{1/n} \quad (\text{I.14})$$

Si on regroupe les équations (I.12) et (I.14), on obtient la relation donnant la perte de charge dans une conduite circulaire pour des fluides non newtoniens purement visqueux :

$$\frac{\Delta P}{L} = 2k \left(\frac{3n+1}{n} \right)^n \frac{u^n}{R^{n+1}} \quad (\text{I.15})$$

Pour obtenir la relation pour un milieu poreux, on remplace la vitesse par la vitesse moyenne dans le pore ($U_{pore} = \frac{\tau'}{\varepsilon} U_0$) et R par le rayon moyen du pore ($Re_{pore} = \frac{\rho U_{pore} d_{pore}}{\mu} = \frac{4\rho U_0 \tau'}{\rho a_{vd}(1-\varepsilon)}$), on obtient la chute de pression due aux frottements visqueux sur l'intervalle de gradient de cisaillement $\{\dot{\gamma}_{i-1} - \dot{\gamma}_i\}$:

$$\frac{\Delta P}{H} = N U_0^{n_i} \quad (\text{I.16})$$

En regroupant les équations (I.9) et (I.16), Comiti et Renaud (1989) [48] ont établi l'expression du modèle de type capillaire liant le gradient de pression motrice à la vitesse superficielle du fluide.

L'équation générale du modèle donnant le gradient de pression en fonction de la vitesse superficielle pour l'écoulement d'un fluide non newtonien purement visqueux à travers un lit fixe sans effet de paroi s'écrit sous la forme [10, 29, 33, 38, 49]:

$$\frac{\Delta P}{H} = M U_0^2 + N U_0^{n_i} \quad (\text{I.17})$$

Où M, N sont des constantes pour un lit fixe donné définies par les relations (I.18) et (I.19) :

$$M = 0,0968\rho \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} a_{vd} \tau'^3 \quad \text{et} \quad N = k_i \left(\frac{3n_i+1}{2n_i} \right)^{n_i} \frac{[(1-\varepsilon)a_{vd}\tau']^{1+n_i}}{\varepsilon^{(1+2n_i)}} \quad (\text{I.18}) \text{ et } (\text{I.19})$$

Sabiri et coll. (1996) ont adapté le modèle de type capillaire aux lits fluidisés en effectuant quelques modifications dues au caractère particulier du milieu poreux lors de la

fluidisation : expansion et minimum de fluidisation. Certains paramètres de la représentation capillaire varient en fonction de la porosité [29, 49, 52, 53, 54].

Quand le lit est dans un état fluidisé, si on néglige les frottements à la paroi de la colonne, la force exercée par le fluide sur le lit est égale au poids apparent de celui-ci :

$$\Delta P \Omega = H \Omega (1 - \varepsilon) (\rho_s - \rho) g$$

Dans ces conditions, le gradient de pression motrice est égal à :

$$\frac{\Delta P}{H} = (1 - \varepsilon) (\rho_s - \rho) g \quad (\text{I.20})$$

Ces différents paramètres (ε , τ' , a_{vd} , a_{vs}) permettent de prendre en compte la structure du lit lors de l'écoulement du fluide à travers un milieu poreux et ainsi de définir un modèle basé sur cette représentation.

En ce qui concerne la tortuosité, Comiti et Renaud (1989) [49] ont proposé une équation de type empirique pour déterminer la relation entre la porosité et la tortuosité [10, 29, 34, 38, 49, 52, 53, 54, 56] :

$$\tau'(\varepsilon) - 1 = -p \ln(\varepsilon) \quad (\text{I.21})$$

Où p est un facteur dépendant des caractéristiques des particules et de leur configuration par rapport à l'écoulement. Sa valeur est déterminée expérimentalement et est constante pour un type de particule donné.

Dans le cas de sphères, ces auteurs proposent la relation suivante:

$$\tau' = 1 - 0,41 \ln(\varepsilon) \quad (\text{I.22})$$

Mauret [56] a également proposé une autre corrélation respectant la forme de la relation (I.23) correspondant à une autre valeur du paramètre p légèrement différente de la précédente :

$$\tau' = 1 - 0,49 \ln(\varepsilon) \quad (\text{I.23})$$

Le choix des deux paramètres rhéologique n et k dépendra de la gamme du gradient de vitesse γ_{ω} . Le gradient de cisaillement à la paroi du pore suivant la représentation capillaire est calculé pour un débit et un milieu poreux par :

$$\dot{\gamma}_{\omega} = \frac{3n+1}{2n} \frac{u_0 \tau'}{\varepsilon^2} (1 - \varepsilon) a_{vd} \quad (\text{I.24})$$

I.2. 2. Les modèles se basant sur une cellule unitaire :

Kawase et Ulbrecht (1981) utilisent le modèle de la cellule à surface libre d'Happel. La cellule unitaire est composée d'une sphère entourée d'une couche de fluide ayant la même porosité que le lit. Ils définissent alors le rayon adimensionnel de la cellule [10, 33, 57] :

$$l = \frac{b}{R} = (1 - \varepsilon)^{-1/3} \quad (\text{I.25})$$

Où b est le rayon de la cellule hypothétique et R le rayon de la sphère.

Dans le modèle d'Happel, la surface de la sphère hypothétique est supposée être sans frottement. Ils résolvent ensuite les équations du mouvement en suivant l'approche utilisée par Hirose et Moo-Young. Ils obtiennent alors dans le cas d'écoulements rampants le facteur correctif du coefficient de traînée, $Y_D(n, \varepsilon)$ et ainsi le coefficient C_d lui-même :

$$C_d = \frac{24}{Re_n} Y_D(n, \varepsilon) \quad (\text{I.26})$$

$$\text{Ou } Y_D(n, \varepsilon) = 3^{\frac{3n-5}{2}} \frac{2}{n(n+2)} \left(\frac{1 + \frac{2}{3}l^{-5}}{1 - \frac{3}{2}l^{-1} + \frac{3}{2}l^{-5} - l^{-6}} \right)^{n-1} \times \left\{ -12a_2 + 2a_4 + 4n(2n-1) \right. \\ \left. (n+1)a_1 + \frac{3}{2}(n-1) - \frac{9n(n-1)}{2(2n+1)} \frac{1 + \frac{2}{3}l^{-5}}{1 - \frac{3}{2}l^{-1} + \frac{3}{2}l^{-5} - l^{-6}} \right\} \quad (\text{I.27})$$

Avec

$$a_1 = \frac{-\frac{1}{2} - \frac{3 + 2l^{-5}}{2 - 3l^{-1} + 3l^{-5} - 2l^{-6}} \frac{n(n-1)}{2(2n+1)} (2l^2 - 3l + 7l^{-1} - 6 + 6l^{-1}lnl)}{-\frac{2}{3}(2n^2 + n)l^{2n+3} + (2n^2 + n)l^{2n+2} - \left(\frac{2}{3}n^2 + \frac{n}{3} - 1\right)l^{2n} + 2nl^{-1} - (2n-1)}$$

$$a_2 = -\frac{1}{3}n(2n+1)a_1l^{2n+3} + \frac{3 + 2l^{-5}}{2 - 3l^{-1} + 3l^{-5} - 2l^{-6}} \frac{n(n-1)}{2(2n+1)} l^2$$

$$a_3 = 2a_2 - (2n+1)a_1 - \frac{3(3 + 2l^{-5})}{2 - 3l^{-1} + 3l^{-5} - 2l^{-6}} \frac{n(n-1)}{(2n+1)}$$

$$a_4 = -2a_3 + a_2 - (2n+2)a_1 - \frac{3(3 + 2l^{-5})}{2 - 3l^{-1} + 3l^{-5} - 2l^{-6}} \frac{n(n-1)}{(2n+1)}$$

La vitesse superficielle du liquide peut alors être obtenue pour la fluidisation par la relation pour les écoulements rampants :

$$U_0 = \left(\frac{(\rho_s - \rho) d^{n+1} g}{18kY_D(n, \varepsilon)} \right)^{1/n} \quad (I.28)$$

Jaiswal et al. (1992) [7, 10, 33] ont aussi développé un modèle permettant le calcul du coefficient de traînée d'une sphère qui est fonction du nombre de Reynolds, de la porosité et de l'indice de comportement rhéologique du liquide. Ce modèle est basé sur le modèle de la cellule à surface libre d'Happel et sur la résolution des équations de continuité et de quantité de mouvement. Ils en déduisent les coefficients de traînée totale.

Ces différents coefficients sont obtenus pour des gammes de travail allant de $0,4 \leq n \leq 1$; $0,3 \leq \varepsilon \leq 0,9$ et $10^{-3} \leq Re_n \leq 20$. Les résultats sont donnés sous formes de tableaux dans leurs articles. Pour obtenir la vitesse superficielle au minimum de fluidisation, ils remplacent la chute de pression par le poids apparent du lit par unité de surface, équation (I.4), dans l'expression du coefficient de traînée :

$$C_d = \frac{4}{3} \frac{d}{\rho U_0^2} \frac{\Delta P}{H} \frac{1}{(1-\varepsilon)} \quad (I.29)$$

Ce qui amène à la relation suivante de la vitesse pour des nombres de Reynolds inférieur à 20 :

$$U_0^2 = \frac{4}{3} \frac{(\rho_s - \rho) g d}{\rho C_d} \quad (I.30 a)$$

De plus pour les écoulements rampants ($Re \leq 1$), ils ont remarqué que le terme $C_d \times Re$ était seulement fonction de n et ε : $C_d \times Re = C_d^*(n, \varepsilon) = C_d(n, \varepsilon, Re=1)$. Ainsi lorsque $Re \leq 1$, l'équation (I.30 a) devient :

$$U_0 = \left(\frac{4(\rho_s - \rho) g d^{n+1}}{3kC_d^*(n, \varepsilon)} \right)^{1/n} \quad (I.30 b)$$

Miura et Kawase (1992) [10, 33, 58] ont étendu le modèle de Kawase et Ulbrecht (1981) à une importante gamme de Reynolds ($3,37 \cdot 10^{-2} < Re_n < 540$). Pour cela, ils additionnent les deux relations obtenues par Kawase et Ulbrecht [57, 59, 60] pour les faibles et les forts nombres de Reynolds ne se limitant au $n \geq 0,7356$. Ils obtiennent la relation :

$$(\rho_s - \rho) g = 18Y_D(n, \varepsilon_{mf}) \frac{K}{d^{n+1}} U_{0mf}^n + \frac{1,66}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\rho}{d} U_{0mf}^2 \quad (I.31)$$

Avec Y_D défini par l'équation (I.27). Cette équation est utilisable seulement pour obtenir la vitesse superficielle au minimum de fluidisation dans le cas de sphères.

I.2.3. Les relations utilisant la vitesse de chute :

Les systèmes à lit fluidisé liquide-solide peuvent opérer entre deux extrémités, la vitesse minimale de fluidisation (U_{mf}) et la vitesse du fluide correspondant au seuil de l'entraînement des particules, cette limite supérieure est approximée par la vitesse terminale des particules.

Machac et al (1986, 1993) [8, 10, 33, 38, 61-64] ont déterminé des équations qui font intervenir la vitesse terminale de chute des particules dans un milieu infini pour une large gamme de nombre de Reynolds ($10^{-3} < Re_{nt} < 165$). Ils obtiennent des équations différentes, suivant les valeurs du nombre de Reynolds de chute, pour le minimum de fluidisation et pour l'expansion.

Pour le minimum de fluidisation, ils trouvent que le rapport de la vitesse superficielle sur la vitesse terminale de chute dans un milieu infini est indépendant de la porosité et reste constant pour des nombres de Reynolds de chute inférieur à 0,3, et seulement fonction du nombre de Reynolds pour $Re_{nt} > 0,3$.

$$- \text{ Pour } Re_{nt} \leq 0,3, \quad U_{0mf} = 0,18 U_{t\infty} \quad (I.32a)$$

$$- \text{ Pour } Re_{nt} > 0,3, \quad U_{0mf} = 0,024 U_{t\infty} Re_{nt}^{0,2} \quad (I.32b)$$

Dans le cas de l'expansion, ils préconisent l'utilisation des équations suivantes :

- Pour les écoulements rampants : $10^{-3} < Re_{nt} \leq 0,3$:

$$\varepsilon = \left(\frac{U_0}{U_{t\infty}} \right)^{0,218 - 0,404(d/D)} - 0,862(1 - n) \left(\frac{U_0}{U_{t\infty}} \right)^{0,802 - 1,35(d/D)} \quad (I.33a)$$

- Pour les écoulements intermédiaires : $0,3 < Re_{nt} \leq 165$

$$U_0 = U_{t\infty} \varepsilon^Z \quad \text{avec} \quad Z = \left(4,7 + 8,8 \frac{d}{D} \right) Re_{nt}^{-0,1} \quad (I.33b)$$

Kawase et Ulbrecht (1985) [10, 33, 60] ont aussi développé un modèle qui fait intervenir deux types de concepts : l'utilisation de l'indice de fluidisation Z de Richardson et Zaki et du coefficient de trainée obtenu pour une sphère seule avec le modèle de la cellule à surface libre d'Happel. Ils utilisent l'équation du coefficient de trainée d'une sphère isolée pour l'écoulement rampant donnée par la relation (I.27) où $Y_D(n, \varepsilon)$ est remplacé par $F_1(n)$:

$$F_1(n) = 3^{\frac{3n-3}{2}} \left(\frac{-22n^2 + 29n + 2}{n(n+2)(2n+1)} \right) \quad (I.34)$$

Et le nombre de Reynolds est défini avec la vitesse apparente U_e qu'aurait une sphère seule dans un liquide infini tout en prenant en compte les particules voisines. Pour les auteurs, la vitesse apparente est reliée à la vitesse superficielle du fluide par la relation de type Richardson – Zaki [34, 65- 72]:

$$U_e/U_0 = \varepsilon^{-z} \quad (\text{I.35})$$

Où z est l'indice de fluidisation défini par Richardson et Zaki (1954) sans prendre en compte l'effet de paroi (équation (32 a) dans le cas où $Re_t \leq 0,2$

Ils obtiennent ainsi l'équation suivante pour les écoulements rampants avec des sphères :

$$U_0 = \left(\frac{(\rho_s - \rho)d^{n+1}g\varepsilon^{4,65n}}{18kF_1(n)} \right)^{1/n} \quad (\text{I.36})$$

Comme certaines expressions prédisant l'expansion et la vitesse au minimum de fluidisation font intervenir la vitesse terminale de chute de la particule (U_t), il est donc nécessaire de pouvoir estimer celle-ci. Une recherche bibliographique nous a permis d'obtenir quelques corrélations de U_t .

Chhabra et Peri (1991) [10, 29, 35, 73, 74] ont développé un modèle permettant le calcul de la vitesse terminale de chute des sphères dans un liquide non newtonien pour des nombres de Reynolds de chute $Re_{nt\infty}$ compris entre 1 et 10^4 et des nombres d'Archimède Ar'_n compris entre 10 et 10^6 .

Ils obtiennent la relation suivante :

$$Re_{nt\infty} = \hat{a} \hat{A}r'_n{}^{\hat{b}} \quad (\text{I.37})$$

$$\text{Où } \hat{a} = \frac{1}{10} \left[\exp\left(\frac{0,51}{n}\right) - 0,73n \right] \quad \text{et} \quad \hat{b} = \frac{0,954}{n} - 0,16 \quad (\text{I.38})$$

Et le nombre d'Archimède est défini par :

$$\hat{A}r'_n = \frac{4}{3} g d^{\frac{2+n}{2-n}} (\rho_s - \rho) \rho^{\frac{n}{2-n}} k^{\frac{2}{n-2}} \quad (\text{I.39})$$

L'équation de Darby (1996) basé sur les résultats de Chhabra (1995) permet la détermination du coefficient de traînée d'une sphère chutant dans un liquide non newtonien ($0,4 < n < 1$ et $Re_{nt\infty} < 100$). Ainsi il est possible de prédire la vitesse terminale de chute [10, 33, 75].

$$C_d = \left(B_D + \frac{A_D}{\sqrt{Re_{nt\infty}}} \right)^2 \quad (\text{I.40})$$

Où A_D (I.41) et B_D (I.42) sont des constantes pour un indice Rhéologique n donné :

$$A_D = 4,8 \left(\frac{1,33+0,37n}{1+0,7n^{3,7}} \right)^{0,5} \quad \text{et} \quad B_D = \left[\left(\frac{1,82}{n} \right)^8 + 34 \right]^{-1/8} \quad (\text{I.41) et (I.42)}$$

Le nombre de Reynolds de chute et le coefficient de traînée d'une sphère sont obtenus par les relations suivantes :

$$\text{Re}_{nt\infty} = \frac{\rho d^n U_{t\infty}^{2-n}}{k} \quad \text{et} \quad C_d = \frac{4}{3} \frac{d g (\rho_s - \rho)}{\rho U_t^2}$$

Machac et coll (1991) ont comparé leurs résultats expérimentaux aux équations (I.39) et (I.40). Ces auteurs ont constaté que l'équation (I.39) de Chhabra et Peri (1991) surestime la vitesse terminale de chute des sphères. Par contre l'écart moyen entre les vitesses expérimentales et calculées à partir de l'équation de Darby (1996) est de 23% ($-13% < \delta < 41%$) ; cette écart est important mais est inférieur à celui obtenu par l'équation de Chhabra et Peri (1991), cité par Cicéron [10].

I.2. 4. Modèle basé sur le concept d'objet immergé:

La représentation capillaire n'est plus adaptée pour des porosités supérieures ($\epsilon \geq 0,65$). Pour les fortes porosités, les particules sont séparées les unes par rapport aux autres, il est alors plus adéquat de considérer le lit comme un ensemble de particules isolées entourées d'autres particules qui modifient leur environnement et donc la vitesse d'écoulement du liquide autour de chaque particule. Ce modèle est basé sur le concept d'objet immergé, il prend en compte la force de traînée qui s'exerce sur chacune des sphères [10, 29, 33, 70].

La force de traînée exercée sur une sphère isolée est définie par la relation :

$$\vec{F}_d = C_d \frac{\pi d^2}{4} \frac{1}{2} \rho |U| \vec{U} \quad (\text{I.43})$$

Où C_d est le coefficient de traînée et $\pi d^2/4$ le maitre-couple de la sphère de diamètre d qui est offert à un écoulement de vitesse locale \vec{U}

Pour établir l'expression de la perte de charge de ce modèle de type objet immergé, nous effectuons un bilan énergétique sur le lit poreux constitué de N_p particule en considérons que la vitesse locale du liquide au niveau de chaque particule est égale à la vitesse moyenne définie par la relation suivante :

$$U_m = \frac{\tau'_H}{\epsilon} U_0 \quad (\text{I.44})$$

Le paramètre τ'_H , appelé tortuosité hydraulique, prend en compte le chemin parcouru par le liquide à travers le lit poreux mais aussi des perturbations causées par les particules voisines sur l'écoulement du fluide autour de chaque particule, il dépend de la porosité et du régime d'écoulement, donc du nombre de Reynolds.

Nous obtenons l'équation suivante:

$$Q\Delta P = U_m N_p F \quad (\text{I.45})$$

Où Q est le débit volumique rentrant dans la colonne, ΔP représente la chute de pression motrice occasionnée par le lit poreux et F est le module de la force de trainée d'une sphère seule :

$$F = C_d \frac{\pi d^2}{4} \frac{1}{2} \rho U_m^2 \quad (\text{I.46})$$

De plus, le nombre de particule, N_p , dans le cas de sphères est obtenu par la relation suivante :

$$N_p = \frac{H\Omega(1-\varepsilon)}{\pi d^3/6} \quad (\text{I.47})$$

Ω étant la section de la colonne

Le bilan peut alors s'écrire :

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{3}{4} \tau_H^3 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} C_d \frac{\rho U_0^2}{d} \quad (\text{I.48})$$

Nous avons vu précédemment que lors de la fluidisation, si on néglige les frottements à la paroi de la colonne, on considère que le gradient de pression motrice est égal à :

$$\frac{\Delta P}{H} = (1 - \varepsilon)(\rho_s - \rho)g$$

Nous obtenons alors l'équation du modèle pour la fluidisation :

$$(\rho_s - \rho)g = \frac{3}{4} \frac{\tau_H^3}{\varepsilon^3} C_d \frac{\rho}{d} U_0^2 \quad (\text{I.49})$$

I.3 Autres corrélations de la littérature :

La fluidisation de particules par un liquide non newtonien a fait l'objet de recherches dont les principales sont répertoriées dans le tableau suivant, extrait des thèses de Sabiri [29] et Cicéron [10,33].

Auteurs	Type de travail	détails	Résultats-remarque
Yu et coll [76]	Expérimental sphères cubes	D= 100mm d=2,5-8,4-4,8-9mm $\rho_s=1050-2450 \text{ kg/m}^3$ solution aqueuses de polyox	Modifications empiriques de la corrélation de RICHARDSON-ZAKI pour la prédiction de U_{0mf} et pour le comportement de $U_0(\epsilon)$ lors de l'expansion. Accord raisonnable entre les expériences et les prédictions pour la gamme $0,81 \leq n \leq 1$.
MISHRA et coll [44]	Expérimental sphères	D= 70mm d=4,3-6 mm $\rho_s=1200-2500 \text{ kg/m}^3$ solution aqueuses d'alcool polyvinylique et de graisse dans du kérosène.	Résultats sur U_{0mf} et $U_0(\epsilon)$ En utilisant l'équation d'ERGUN généralisée.
BREA et coll [46]	Expérimental sphères	D= 50mm d=4,3-6mm $\rho_s=1200-2500 \text{ kg/m}^3$ solution Chargé de dioxyde de titanium	Résultats préliminaires sur u_{mf} en utilisant l'équation d'ERGUN généralisée Modifications empiriques des corrélations de ZAKI et RICHARDSON pour étudier l'expansion
KUMAR et UPDHYAY [45]	Expérimental sphères	D= 56-80-126mm d=0,52-3,05mm $\rho_s=1300-2500 \text{ kg/m}^3$ solution de CMC ($n=0,85$)	Pas de résultats sur u_{mf} résultats limités sur l'expansion.
KAWASE et ULBRECHT [57, 59, 60]	théorique		-Expression approximative pour u_{mf} et pour $u-\epsilon$ basées sur le modèle de cellule de surface libre. Accord satisfaisant avec les données de la littérature pour des fluides rhéofluidifiants.

MACHAC et coll [63]	Expérimental sphères	D= 100mm d=2,5-8,4-4,8-9mm $\rho_s=1050-2450 \text{ kg/m}^3$ solution aqueuses de polyox	Corrélation pour u_{mf} et $u_0-\varepsilon$ (fluide » de type loi puissance et modèle de carreau)
Sabiri et coll [29, 54]	Expérimental Sphères plaquettes	D= 90mm d= 2,92 - 5 mm $\rho_s=2503\text{kg/m}^3$ e/a=0,209 – 0,44 solution de CMC, eau, solution de glycérol	-Extension du modèle capillaire de Comiti et Renaud (1989) pour la détermination du minimum de fluidisation et l'expansion
Cicéron. D [10, 33]	Expérimental Sphères plaquettes	D= 90mm d= 1,95 – 6,87 mm $\rho_s=1340-7600 \text{ kg/m}^3$ e/a=0,209 – 0,44 solution de CMC, eau, solution de glycérol	Etude de la fluidisation de particule de forme diverses par des liquides non newtoniens U_{mf} , expansion
Srinivas et Chhabra [11]	expérimental	D= 50-100 mm d= 1,65-3,1mm $\rho_s=2500\text{kg/m}^3$ solution aqueuse de CMC	-résultats sur U_{0mf} en utilisant l'équation d'Ergun modifiée. -application des corrélations de Richardson-Zaki pour évaluer l'indice de fluidisation z dans le cas de fluide non newtoniens de type loi de puissance.
MACHAC et coll [8, 62]	Expérimental sphères	D= 20-40 mm d= 1,46 -3,97mm $\rho_s=2500- 600 \text{ kg/m}^3$ solution aqueuse de CMC, de natrosol et de separan	Corrélation pour u_{mf} et $u_0 -\varepsilon$ (fluide de type loi puissance et modèle de carreau).
Jaiswal et coll [6]	théorique		Solution numérique des équations du mouvement avec le modèle de cellule de surface libre.
Sharma et Chhabra [9]	expérimental	D= 50-100 mm Particules non sphériques (graviers) fluidisées avec des solutions aqueuses de CMC	Données expérimentales concernant le minimum de fluidisation et l'expansion.

I.3. 1. Vitesse au minimum de fluidisation:

Comme le montre le tableau précédent un nombre limité d'auteurs ont proposé des corrélations permettant la prédiction de la vitesse minimale de fluidisation u_{mf} . La plupart des travaux est basée sur une généralisation de l'équation d'Ergun aux fluides obéissant à une loi puissance.

Sabiri (1995) et Sabiri et al (1996) [29, 54] : ont étendu le modèle capillaire de Comiti et Renaud (1989) [48] pour la détermination du minimum de fluidisation et de l'expansion de particules sphériques et parallélépipédiques par des liquide non newtoniens purement visqueux dans le domaine des moyennes porosités en tenant compte de la variation des paramètres structuraux du lit en fonction de la porosité.

Les équations pour déterminer la vitesse au minimum de fluidisation pour les liquides non newtoniens sont obtenues en égalisant la relation du gradient de pression motrice et l'expression du poids apparent du lit par unité de volume. La vitesse superficielle peut alors être calculée en résolvant numériquement les relations suivantes [10, 29, 33, 54]:

$$(1 - \varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho)g = M_n^* U_{0mf}^2 + N_n^* U_{0mf}^n \quad (I.50)$$

$$\text{Où } M_n^* = 0,0968\rho \frac{(1-\varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3} a_{vd} \tau_{mf}^3 = M^* \quad \text{et} \quad N_n^* = k \left(\frac{3n+1}{2n} \right)^n \frac{[(1-\varepsilon_{mf})a_{vd} \tau'_{mf}]^{1+n}}{\varepsilon_{mf}^{1+2n}}$$

- **Cas des particules sphériques :** dans le cas idéal des sphères, dont la surface spécifique statique est reliée directement au diamètre des particules ($a_{vs} = 6/d$), il est possible d'utiliser La forme adimensionnelle de l'équation (I.50) en reliant le nombre de Reynolds de particule au nombre d'Archimède. Cependant la porosité et la tortuosité doivent être prises dans les conditions du minimum de fluidisation.

$$Ar_n = 0,5808 \left[\frac{\tau'_{mf}}{\varepsilon_{mf}} \right]^3 Re_n^{\frac{2}{2-n}} + 6\tau_{mf}^{n+1} \frac{(1-\varepsilon_{mf})^n}{\varepsilon_{mf}^{2n+1}} \left(\frac{9n+3}{n} \right)^n Re_n^{\frac{n}{2-n}} \quad (I.51)$$

On constate que ces corrélations nécessitent pour la majorité, la connaissance de la valeur exacte de la porosité au minimum de fluidisation (ε_{mf}) tableau (I.1).

Peu d'efforts ont été consacrés à la détermination du degré de vide au minimum de fluidisation. Parmi les travaux qui ont été effectués, on peut citer ceux de Wen et Yu, Azerradj, Cicéron et al. Wen et Yu en (1971) [30, 72, 76, 77, 78], proposent une autre corrélation, en se basant sur le rapport entre les forces de trainée exercées d'une part sur

une particule isolée et d'autre part sur la même particule placée dans un système multiparticulaire. Azerradj [12] a montré, qu'une variation de 5% dans l'estimation de ε_{mf} mène à un écart qui peut aller jusqu'à 31% sur U_{mf} .

Cicéron et al [10, 33] ont proposé une équation empirique qui permet de déterminer la vitesse au minimum de fluidisation sans connaître la porosité ni la vitesse terminale de chute pour les système sphère-liquide.

Les autres équations proposées par les différents auteurs concernant les particules sphériques sont résumées dans le tableau (I.1), extrait de les thèses de Sabiri [27] et Cicéron [10,33] :

Tableau (I.1) : expressions proposées pour la vitesse minimale de fluidisation dans le cas de liquides non newtoniens de type loi puissance.

Auteur	expression	remarque
Cicéron et al [10, 33]	$Ar_n = 40,3Re_{mf}^{2/2-n} + 50,9 \left(\frac{9n+3}{n}\right)^n Re_{mf}^{n/2-n}$	$4.10^{-4} < Re_{mf} < 400$ $0,2 < Ar_n < 4.10^6$ $0,67 < n < 1$
Yu et coll [72]	$Re_{mf} = \frac{(\alpha_y Ga_{mf})^{\frac{2-n}{2}}}{\varepsilon_{mf}^{1+2n}}$ $\alpha_y = \frac{12,5 \left(\left(\frac{9n+3}{n}\right)(1-\varepsilon_{mf})\right)^n}{12,5 \left(\left(\frac{9n+3}{n}\right)(1-\varepsilon_{mf})\right)^n}$	Seulement en régime de DARCY
Mishra et coll [44]	$7,143Ga_{mf}\beta^{\frac{2}{2-n}} = (\alpha_\beta Re_{mf})^{\frac{2}{2-n}} + ave$ $ave = 85,714(\alpha_\beta Re_{mf})^{\frac{n}{2-n}}$ $\alpha_\beta = \frac{\varepsilon_{mf}^{(n+2)/2}}{(1-\varepsilon_{mf})^2} \left(\frac{4n}{3n+1}\right)^n (12\sqrt{2}/5)^{1-n}$	
Brea et coll [46]	$\varepsilon_{mf}^3 Ga_{mf} = (160/\alpha_\beta) Re_{mf}^{n/(2-n)}$ $\alpha_\beta = \left(\frac{4n}{3n+1}\right)^n (1-\varepsilon_{mf})^{-1} \left(\frac{\varepsilon_{mf}^2}{12(1-\varepsilon_{mf})}\right)^{n-1}$	
Kumar et Upadhyay [47]	Même expression que Brea et coll, 150 au lieu de 160	
Kawase et Ulbracht [6]	$U_{mf} = \left(\frac{\Delta\rho g d^{n+1}}{18Yk}\right)^{1/n}$ Où $Y=f(\varepsilon, n)$ et K est la consistance du fluide de type loi puissance	Seulement en régime de DARCY
Machac et coll [8]	$u_{mf} = 0,019u_t$ (a) $u_{mf} = 0,015(1+0,73(d_p/D)) u_t$ (b)	a: L'écart est de 14,6% b: L'écart est de 10,3%
Jaiswal et coll [7]	Même expression que Kawase et Ulbrecht	Le facteur de correction $y(n,\varepsilon)$ valable jusqu'à $Re = \frac{\rho U_0^{2-n} d_p^n}{k} = 20$

I.3. 2. Expansion des lits fluidisés :

Les résultats expérimentaux existant dans la littérature, et qui concernent la fluidisation de particules sphériques par des fluides non newtoniens, semblent suggérer que

l'influence des caractéristiques non newtoniennes (notamment l'indice de comportement n) est complètement exprimée dans la définition d'un nombre de Reynolds modifié. Par suite, aucune dépendance supplémentaire de l'indice de fluidisation Z à l'indice de comportement n n'est proposée [11].

De nombreux auteurs, Kawase et Ulbrecht (1985) [6], Sharma et Chhabra (1992) [9] et Chhabra (1993, 1995) [79], ont testé les équations empiriques (I.52 et I.53) de Richardson et Zaki (1954) normalement utilisées pour l'expansion généralement obtenue avec des liquides newtoniens. Pour ces différents auteurs le comportement non newtonien des liquides est pris en compte dans le calcul du nombre de Reynolds de chute $Re_{nt\infty}$. L'indice de fluidisation z (Re_{nt} , d/D) tient compte du comportement rhéologique du liquide par l'intermédiaire du nombre de Reynolds ce qui leur paraît suffisant.

Les corrélations de Richardson et Zaki (1954) ont été déterminées à partir de données expérimentales ou des équations dérivées :

$$\frac{U_0}{U_{t\infty}} = \varepsilon^z \quad (\text{I.52})$$

$$\text{Avec } z = 4,65 + 20(d/D) \quad \text{pour } Re_{nt\infty} \leq 0,2 \quad (\text{I.53a})$$

$$z = (4,4 + 18(d/D))Re_{nt\infty}^{-0,03} \quad \text{pour } 0,2 \leq Re_{nt\infty} \leq 1 \quad (\text{I.53b})$$

$$z = (4,4 + 18(d/D))Re_{nt\infty}^{-0,1} \quad \text{pour } 1 \leq Re_{nt\infty} \leq 200 \quad (\text{I.53c})$$

$$z = 2,4 \quad \text{pour } Re_{nt\infty} > 200 \quad (\text{I.53d})$$

z est l'indice de fluidisation et $U_{t\infty}$ est la vitesse terminale de chute d'une particule dans un milieu infini.

Comme pour les fluides newtoniens, la détermination du paramètre Z nécessite la connaissance de la valeur de la vitesse de chute de la particule. Pour cela, plusieurs travaux ont concerné le mouvement de sphères dans des liquides de type loi puissance. La plupart des résultats sont présentés sous forme de coefficient de traînée C_D en fonction du nombre de Reynolds $Re_{nt\infty}$ et de l'indice de comportement n . cette approche a l'inconvénient de nécessiter une résolution numérique pour la détermination de la vitesse de chute de la particule pour chaque système (sphère/liquide) donné. Les travaux les plus récents sont présentés dans le paragraphe (I.2.3), Chhabra et Peri [74] (éq39), darby (1996) [75](éq40).

Les autres équations proposées par les différents auteurs concernant les particules sphériques sont résumées dans le tableau (I.2) extrait de la thèse de Sabiri [27].

Tableau (I.2): expressions proposées pour l'expansion dans le cas de liquides non newtoniens de type loi puissance.

Auteur	Expression
Mishra et coll [44]	$7,143Ga\beta^{2-n} = (\alpha_\beta Re)^{\frac{2}{2-n}} + ave$ $ave = 85,714(\alpha_\beta Re)^{\frac{n}{2-n}}$ $\alpha_\beta = \frac{\varepsilon^{(n+2)/2}}{(1-\varepsilon)^2} \left(\frac{4n}{3n+1}\right)^n (12\sqrt{2}/5)^{1-n}$
Brea et coll [46]	$\varepsilon^3 Ga = (160/\alpha_\beta) Re^{n/(2-n)}$ $\alpha_\beta = \left(\frac{4n}{3n+1}\right)^n (1-\varepsilon)^{-1} \left(\frac{\varepsilon^2}{12(1-\varepsilon)}\right)^{n-1}$
Machac et al [8]	<ul style="list-style-type: none"> - Pour les écoulements rampants : $10^{-3} < Re_{nt} \leq 0,3$: $\varepsilon = \left(\frac{U_0}{U_{t\infty}}\right)^{0,218-0,404(d/D)} - 0,862(1-n) \left(\frac{U_0}{U_{t\infty}}\right)^{0,802-1,35(d/D)}$ <ul style="list-style-type: none"> - Pour les écoulements intermédiaires : $0,3 < Re_{nt} \leq 165$ $U_0 = U_{t\infty} \varepsilon^Z \quad \text{avec} \quad Z = \left(4,7 + 8,8 \frac{d}{D}\right) Re_{nt}^{-0,1}$
Kumar et Upadhyay [45]	Même expression que Brea et coll, 150 au lieu de 160
Kawase et Ulbracht [6]	$U_0 = \left(\frac{\Delta\rho g d^{n+1}}{18Yk}\right)^{1/n}$ <p>Où $Y=f(\varepsilon, n)$ et K est la consistance du fluide de type loi puissance</p>
Jaiswal et coll [7]	Même expression que Kawase et Ulbrecht, Le facteur de correction $y(n,\varepsilon)$ valable jusqu'à $Re = \frac{\rho U_0^{2-n} d_p^n}{k} = 20$
Comiti et Renaud [48]	$(1-\varepsilon)(\rho_s - \rho)g = \dot{M}U_0^2 + \dot{N}_n U_0^n$ $\dot{M} = 0,0968\rho \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} a_{vd} \tau^3(\varepsilon) \quad \text{et} \quad \dot{N}_n = k \left(\frac{3n+1}{2n}\right)^n \frac{[(1-\varepsilon)a_{vd}\tau(\varepsilon)]^{1+n}}{\varepsilon^{(1+2n)}}$

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons rappelé des notions générales relatives à la description du phénomène de la fluidisation et les propriétés qui lui sont associées, à savoir : la perte de charge, l'expansion et la vitesse au minimum de fluidisation. Puis nous avons aussi effectué une compilation des différentes recherches traitant de la fluidisation de particules sphérique par des liquides non newtoniens.

Nous nous proposons dans le chapitre IV, à partir de nos résultats expérimentaux, de tester les équations et les modèles proposés pour la détermination de la vitesse minimale de fluidisation, et la représentation de l'expansion des lits de sphères avec un fluide non newtonien.

Chapitre II

Rhéologie

II.1. Introduction et Généralités:

Le terme "rhéologie" signifie l'étude de la déformation et de l'écoulement de la matière sous l'action de contraintes extérieures. Cette définition a été acceptée lorsque la société américaine de rhéologie a été fondée en 1929. Elle est apparue pour palier l'impuissance de la théorie de l'élasticité et de la mécanique des fluides à décrire les propriétés de matériaux intermédiaires entre solide et liquide [80].

La rhéologie doit être utilisée, car la mécanique rationnelle à elle seule, ne donne pas le nombre suffisant d'équation. En d'autres termes, la rhéologie est l'une des bases de la mécanique des milieux continus, dont l'objet est de déterminer les contraintes et déformation en chaque point d'un milieu continu [81, 82].

La rhéologie comporte d'ailleurs trois sortes d'études :

- ❖ Expérimentale : explication des relations observées à partir de la structure des matériaux.
- ❖ Structurales : étude des relations observées à partir de la structure des matériaux.
- ❖ Théorique : étude des diverses formes possibles pour ces relations du point de vue macroscopique, c'est-à-dire indépendamment de la structure.

Dans ce chapitre, nous commençons d'abord par définir le mouvement de cisaillement qui est le type de mouvement mise on œuvre en rhéologie, puis nous présentons les techniques usuelles de mesures rhéologiques. Et enfin nous allons présenter le fluide étudié.

II.1. 1 Notion de mouvement laminaire de cisaillement:

Un matériau soumis à un ensemble de forces est susceptible de se déformer, les mouvements des différents points du matériau dépendant bien entendu de la répartition et de l'intensité des forces appliquées. Un mouvement laminaire de cisaillement est engendré par certaines distributions de ces forces. Au cours d'un tel mouvement, on considère que le matériau présente une structure en lamelles, en couches adjacentes. La déformation du matériau s'effectue par glissement relatif des différentes couches, sans qu'il y ait transfert de matière d'une couche à l'autre. Les mouvements laminaires de cisaillement sont mesurés à l'aide de rhéomètres. C'est à partir de tels mouvements que peuvent être déterminés les paramètres rhéologiques des fluides [82, 83].

II.1.2 Contrainte de cisaillement:

La contrainte de cisaillement (notée τ) est la grandeur dynamique fondamentale en rhéologie. Au cours d'un mouvement laminaire de cisaillement, deux couches successives au contact l'une de l'autre se déplacent relativement l'une par rapport à l'autre. Il apparaît à l'interface de ces deux couches des forces de frottement qui s'exercent tangentiellement à la surface de la couche : elles sont appelées force de cisaillement (figure II.1) [82, 84, 85].

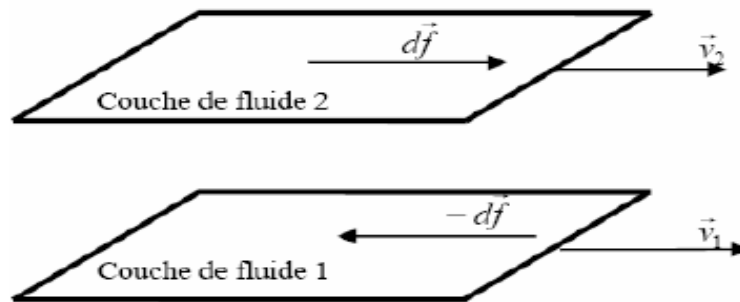


Figure II.1 : Forces agissant sur deux éléments de couches voisines.

En supposant que la couche (1) est animée d'une vitesse v_1 supérieure à la vitesse v_2 de la couche (2), la couche (1) exerce sur la couche (2) une force de cisaillement dF parallèle au mouvement et tendant à accélérer la couche (2). La couche (2) exerce pour sa part sur la couche (1), une force de cisaillement $-dF$ tendant à la freiner. En rapportant ces forces de cisaillement à l'unité de surface, on définit la contrainte de cisaillement τ (équation II.1):

$$\tau = \frac{dF}{dS} \quad (\text{II. 1})$$

τ : représente une force par unité de surface ; elle s'exprime en newton par m^2 ou bien plus commodément en Pascal (Pa) et dS est la surface élémentaire de l'entité considérée.

II.1.3 Déformation et vitesse de cisaillement:

Ces deux grandeurs constituent les grandeurs cinématiques fondamentales en rhéologie. par définition, la vitesse de cisaillement est la dérivée par rapport au temps de la déformation de cisaillement. Autrement dit c'est le rapport de la différence de vitesse entre deux lames et la distance qui les sépare [82, 84, 86].

La définition de la déformation de cisaillement est présentée dans le cas particulier le plus simple d'un mouvement de cisaillement présentant une symétrie plane. Le matériau est cisailé entre deux plans parallèles, l'un mobile, l'autre immobile (figure II.2).

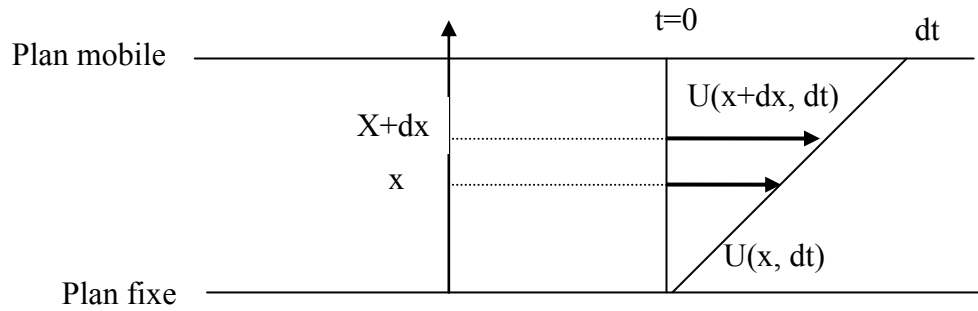


Figure II.2 : Mouvement laminaire de cisaillement entre deux plans parallèles.

On considère arbitrairement que les particules de matière de deux couches adjacentes se trouvent à l'instant $t = 0$ dans une section droite. A l'instant dt postérieur, les particules auront parcouru la distance $u(x, dt)$ pour la particule située à l'abscisse x et $u(x+dx, dt)$ pour la particule située à l'abscisse $x+dx$.

La déformation de cisaillement est définie par l'équation suivante :

$$d\gamma = \frac{du(x,t)}{dx} dt \quad (\text{II. 2})$$

Cette grandeur est sans dimension ; elle ne dépend pas du déplacement $u(x, t)$ lui-même mais de la variation de ce déplacement lorsqu'on passe d'une couche à une couche infiniment proche. L'expression de la vitesse de cisaillement ($\dot{\gamma}$) est donnée par l'équation II.3, il s'agit de la dérivée par rapport au temps de la déformation de cisaillement :

$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} \quad (\text{II. 3})$$

$\dot{\gamma}$ a la dimension de l'inverse d'un temps et s'exprime en s^{-1} .

II.1.4 Equation d'état

La détermination de ces deux grandeurs (contrainte de cisaillement et déformation ou vitesse de cisaillement) permet de définir l'équation rhéologique d'état du matériau, c'est-à-dire la relation les unissant ($\gamma = f(\tau)$ ou bien $\dot{\gamma} = f(\tau)$). Les rhéogrammes sont les courbes traduisant graphiquement l'équation rhéologique d'état du matériau. La représentation la plus courante consiste à exprimer la variation de la contrainte de cisaillement avec celle de la vitesse de cisaillement (fig II.3) [84, 85, 87].

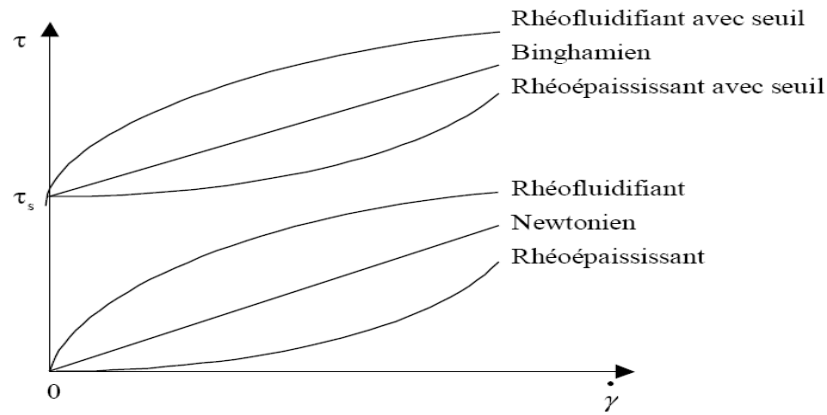


Figure II.3 : Courbes d'écoulement des différents comportements rhéologiques.

La détermination de ces paramètres permet entre autre d'obtenir la viscosité du fluide étudié, grandeur suffisante bien souvent pour caractériser de manière précise le comportement rhéologique du matériau étudié.

II.2. La viscosité:

La notion de viscosité traduit une résistance à la déformation ou bien au glissement relatif des couches adjacentes du fluide les unes par rapport aux autres. C'est une grandeur d'intérêt capital en rhéologie ; sa connaissance suffit parfois à caractériser de façon précise le comportement rhéologique du matériau. La viscosité s'exprime en Pa.s, elle est notée μ , cette force de résistance peut être calculée par la formule de Newton relative à l'écoulement laminaire d'un fluide entre une surface mobile animée d'une vitesse V et une surface fixe. Entre ces deux surfaces les différentes « pellicules » de fluide vont également se déplacer à des vitesses V différentes variant de 0 à V (écoulement de couette) [82, 84, 85, 86].

Si à une distance Y de la surface fixe, la vitesse de la particule fluide est V et devient $V+dV$ à la distance $Y+dY$ alors la contrainte de cisaillement : σ_{xy} appelée fréquemment contrainte de cisaillement, et notée τ est donnée par : $\tau = \mu \frac{\partial v}{\partial y}$ où μ est le coefficient caractéristique du fluide appelé viscosité dynamique. Le rapport du coefficient de la viscosité dynamique μ , du fluide à sa masse volumique ρ est généralement désignée par le symbole ν , appelé viscosité cinématique:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{II. 4})$$

II.2.1 Paramètres influençant la viscosité :

a- La pression :

Les fluides ne sont jamais parfaitement incompressibles et un accroissement de pression, provoque une diminution de volume de ces fluides. Il en résulte donc un rapprochement des molécules et en cas de mouvement du fluide, un accroissement des forces de frottement entre les couches laminaires de liquide en déplacement relatif ou, si l'on préfère, un passage des quantités de mouvement d'une couche à l'autre [88].

b- La température :

La viscosité peut varier beaucoup avec la température (de l'ordre de 0.5 à 10% par °C). L'accroissement de température provoque une diminution de la viscosité des liquides.

Le transfert des quantités de mouvement d'une couche à l'autre se fait surtout par chocs moléculaires. Le volume propre des molécules constitue la part la plus importante du volume spécifique du liquide, le volume libre constituant le reste [88].

Au moment d'un choc le transfert de la quantité de mouvement d'une molécule à l'autre se fait de centre à centre, ce qui correspond à un déplacement de celle-ci beaucoup plus important que le libre parcours moyen des molécules qui est très réduit dans les liquides.

Le nombre de chocs est directement lié à ce libre parcours moyen qui augmente relativement vite avec la température, le libre parcours moyen croît, de même que l'intervalle de temps entre chocs. La quantité de mouvement transmise et la viscosité diminuent [88].

Exemple : eau

$$\mu = 1,008 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s à } 20 \text{ °C}$$

$$\mu = 0,660 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s à } 40 \text{ °C}$$

Il est donc très important de réguler la température lorsqu'on veut faire des mesures précises de viscosité.

b-1 Expression de la viscosité en fonction de la température :

Malheureusement l'état liquide est complexe et ne peut être représenté par une théorie aussi simple, de nombreuses formules traduisant la variation de la viscosité en

fonction de la température ont été proposées, certaines sont purement empiriques, d'autres ont une base théorique [88].

b- 2 Expression diverses :

- ❖ Poiseuille en 1840 propose une formule de la variation de la viscosité en fonction de la température analogue à celle de la densité [89].

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \alpha T + \beta T^2} \quad (\text{II. 5})$$

μ_0 : viscosité absolue à 0°C

T : température en degrés Celsius

α, β : coefficient constants.

- ❖ Bingham étudie la fluidité, inverse de la viscosité $1/\mu$ en fonction de la température et il a constaté que celle-ci varie presque linéairement en fonction de la température absolue T.
- ❖ Ensuite vient une équation particulièrement importante par les développements qui l'ont suivie : l'équation d'Andrade exprimée à peu près simultanément par Shepard [90] :

$$\mu = A \cdot e^{\frac{B}{T}} \quad (\text{II. 6})$$

A et B : constantes

T : température absolue

Cette équation présente des analogies formelles avec celles que l'on rencontre dans les équations qui expriment les vitesses de réactions et faisant intervenir les énergies d'activation sous sa forme logarithmique cette équation s'écrit :

$$\ln \mu = C + \frac{B}{T} \quad (\text{II. 7})$$

II.3. Typologie de l'écoulement :

Il est possible d'effectuer une classification rhéologique des fluides suivant la nature des paramètres influençant leur comportement rhéologique. Nous distinguons trois catégories principales de fluides [82-85]:

- Les fluides indépendants du temps ;
- Les fluides dépendants du temps ;

➤ Les fluides viscoélastiques.

II.3.1. Les fluides indépendants du temps :

Ce sont des fluides pour lesquels la contrainte de cisaillement τ est fonction seulement de la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$. Leur comportement rhéologique est indépendant de la durée d'application de la contrainte. Ce type de fluide est subdivisé en fluide newtonien, non newtonien et fluide viscoélastique [82, 84, 85].

II.3.1.1 Les fluides newtoniens:

Les fluides normaux ou newtoniens présentent une relation linéaire entre la contrainte de cisaillement τ et le gradient de vitesse $\dot{\gamma}$, La courbe d'écoulement d'un fluide newtonien est une droite passant par l'origine et de pente égale à la viscosité.

Ils sont caractérisés par l'équation rhéologique d'état :

$$\tau = \mu \dot{\gamma} \quad (\text{II. 8})$$

τ : Contrainte de cisaillement [Pa].

$\dot{\gamma}$: Vitesse de cisaillement [s^{-1}].

μ : Viscosité dynamique du fluide [Pa.s].

La viscosité dynamique est indépendante de la contrainte appliquée et du temps. Elle ne dépend que de la température, de la pression et de la nature du fluide [82, 84, 85].

II.3.1.2 Les fluides non newtoniens :

Ce sont tous les fluides pour lesquels la relation entre la contrainte de cisaillement τ et la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$ n'est pas proportionnelle. Les raisons du caractère non newtonien d'un fluide sont liées à la taille des particules, leurs concentrations dans la phase continue, leur nature, leur forme, leur aptitude à la déformation ou bien encore la réactivité physico-chimique de la phase continue notamment dans le cas de suspensions colloïdales. Ils sont caractérisés par la relation générale [82- 85]:

$$\tau = \mu_{app} \dot{\gamma} \quad (\text{II. 9})$$

Avec

μ_{app} : la viscosité apparente dépendant de la vitesse de déformation [Pa.s].

On distingue deux catégories principales de fluides non newtoniens indépendants du temps :

- Les fluides à contrainte critique (seuil) d'écoulement.
- Les fluides sans contrainte critique (seuil) d'écoulement.

a- Fluides à contrainte critique.

Cette catégorie de fluides est aussi communément désignée par l'appellation fluide plastique, la figure II.4 donne une vue des courbes d'écoulement les caractérisant. Il s'agit de fluides ne s'écoulant pas avant qu'il leur soit appliqué une contrainte de cisaillement minimale appelée seuil d'écoulement τ_c . [82- 85] (Figure II.4).

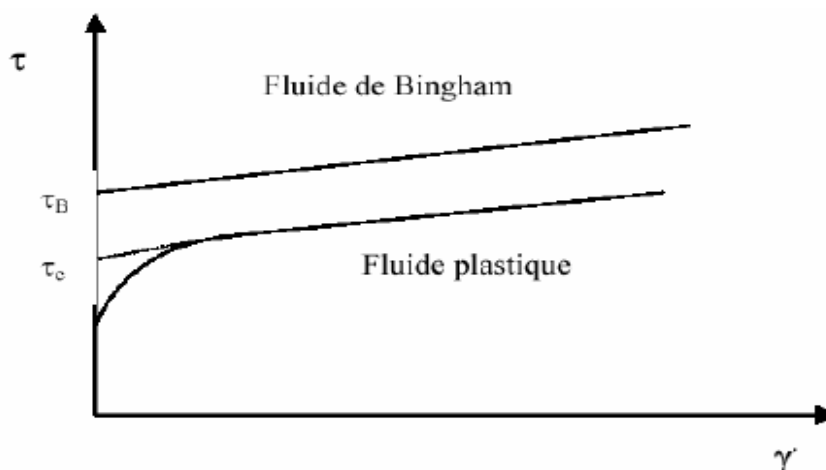


Figure II.4: Courbes d'écoulement de fluides présentant une contrainte critique.

Tableau II.1 : Modèles rhéologiques décrivant l'écoulement de fluides à contrainte critique (d'après Midoux, 1988 [82]).

Modèle	Loi rhéologique
Bingham	$\tau = \tau_B + \mu_B \cdot \dot{\gamma}$
Herschel-Bulkley	$\tau = \tau_H + K \cdot \dot{\gamma}^n$
Casson général	$\tau^n = \tau_c^n + (K \cdot \dot{\gamma})^n$
Casson	$\tau^{1/2} = \tau_c^{1/2} + (K \cdot \dot{\gamma})^{1/2}$

Le modèle d'Herschel-Bulkley est celui permettant de décrire la plupart des fluides plastiques, la courbe d'écoulement de tels fluides finit par devenir rectiligne au-delà d'une certaine contrainte critique appliquée.

Le modèle de Bingham est le plus simple de ces modèles, le fluide de Bingham s'écoule lorsqu'un seuil minimal de contrainte τ_B est dépassé. Ce modèle permet de décrire le comportement rhéologique de nombreux matériaux (boues de forage, peintures à l'huile, certaines graisses, les margarines, certaines pâtes (dentifrice) ...).

b- Fluides sans contrainte critique.

La figure II.5 présente les courbes d'écoulement des deux principales catégories de fluides sans contrainte critique, à savoir les fluides pseudo-plastiques (ou rhéofluidifiants) et les fluides dilatants (ou rhéoépaississants). Pour les fluides pseudoplastiques, le rapport $\tau / \dot{\gamma} = \mu_{app}$ (viscosité apparente) est à peu près constant pour les plus faibles valeurs de vitesse de cisaillement imposées et vaut μ_0 . Ce rapport décroît ensuite progressivement lorsque la vitesse de cisaillement augmente (d'où le nom de rhéofluidifiant), jusqu'à atteindre une valeur de viscosité limite (μ_∞) [82-85]:

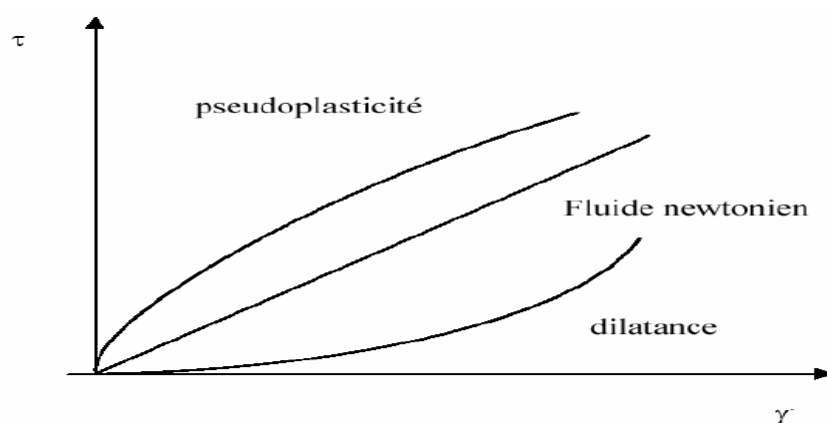


Figure II.5 : Courbes d'écoulement des principales catégories de fluides sans contrainte critique.

Les principales lois rhéologiques décrivant le comportement de tels fluides sont présentées dans le tableau II.2.

Tableau II 2 : Lois rhéologiques de fluides ne présentant pas de contrainte critique

(D'après Midoux, 1988 [82]).

Modèle	Loi rhéologique
Ostwad de Waele	$\tau = k \cdot \dot{\gamma}^n$
Ellis	$\tau = \left[\mu_0 / (\tau / \tau_{1/2})^{\alpha-1} \right] \cdot \dot{\gamma}$
Sisko	$\tau = \mu_0 \cdot \dot{\gamma} + k \dot{\gamma}^n$
Reiner Phillipoff	$\tau = [\mu_\infty + ((\mu_0 - \mu_\infty) / (1 + (\tau / \tau_s)^2))] \cdot \dot{\gamma}$
Prandtl-Eyring	$\tau = \tau_0 s h^{-1}(\tau_0 \cdot \dot{\gamma})$
Carreau	$\tau = [\mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty) \cdot (1 + (\lambda \dot{\gamma})^2)^{(n-1)/2}] \cdot \dot{\gamma}$
Cross	$\tau = [\mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty) / (1 + \dot{\gamma} \cdot t_1)^p] \cdot \dot{\gamma}$

Parmi ces modèles d'écoulement, la loi d'Ostwald de Waele est la plus communément utilisée. Dans ce modèle, k est appelée la consistance du fluide et n l'écart de l'exposant (ou indice d'écoulement) à l'unité ($0 < n \leq 1$) traduit la non perfection visqueuse du fluide considéré. On note que n et k dépendent de la température, k diminue rapidement avec l'augmentation de la température, la variation de la concentration de la solution conduit à la variation des paramètres n et k . Parmi les fluides présentant un comportement pseudoplastique, on compte les suspensions de particules asymétriques, les ciments, les colles, certaines peintures ...

Les fluides dilatants obéissent également à une loi puissance d'Ostwald mais avec $n > 1$, la viscosité apparente croît avec la vitesse de cisaillement qui augmente. Cette catégorie de fluides est beaucoup plus rare que les fluides pseudoplastiques, elle se rencontre essentiellement pour des suspensions à forte teneur en matière solide (concentrations volumiques supérieures à 50 %). Ce type de comportement peut avoir pour origine une transition ordre-désordre entre les particules constitutives du fluide, pour les plus faibles vitesses de cisaillement, les particules sont plus ou moins alignées alors que pour les plus fortes valeurs de vitesse de cisaillement, elles sont dispersées aléatoirement, ce qui induit une viscosité qui augmente lorsque le désordre s'installe au sein du fluide.

II.3.2. Les fluides dépendants du temps :

Le comportement des fluides dépendants du temps est caractérisé par l'évolution de leur structure interne. Cette modification peut être très rapide; dans ce cas, le temps n'intervient pas de manière apparente dans les équations d'écoulement et la viscosité apparente est fixée uniquement pour une valeur donnée de la contrainte ou de la vitesse de cisaillement. Par contre, si la modification de la structure interne du fluide est lente, les caractéristiques de l'écoulement du fluide seront influencées par les traitements antérieurs et la viscosité apparente dépendra dans ce cas d'un autre paramètre : « le temps » [82, 83, 84].

On distingue deux catégories dans ce type de fluide :

- Les fluides thixotropes;
- Les fluides rhéopexes.

II.3.2.1. Fluides thixotropes:

La consistance de tels fluides dépend aussi bien de la vitesse de cisaillement que de la durée du cisaillement. Dans ces conditions, la viscosité apparente n'est plus fixée pour

une valeur donnée de la contrainte ou de la vitesse de cisaillement mais dépend également du paramètre temps. Ainsi, l'écoulement d'un matériau peut être facilité par une agitation préalable de l'échantillon à étudier. La méthodologie utilisée pour déterminer le caractère thixotrope de fluides consiste le plus souvent en l'application d'un cycle de cisaillement montée-palier-descente (cisaillement croissant-cisaillement constant-cisaillement décroissant).

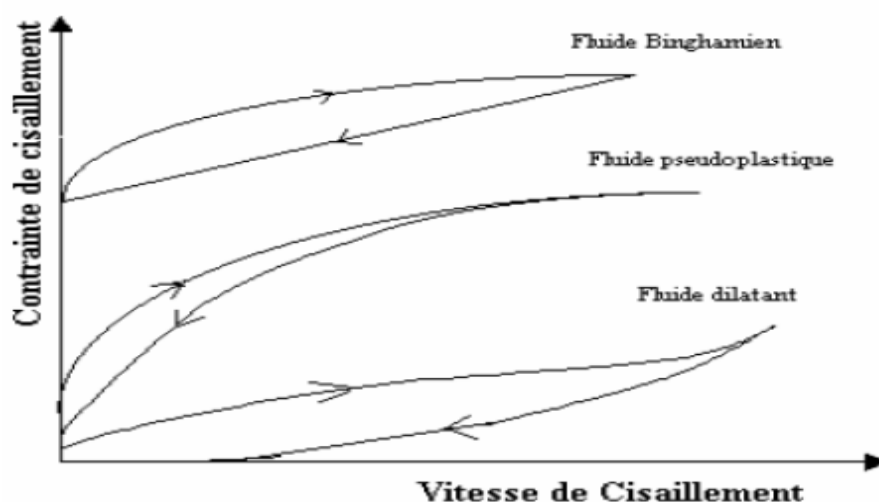


Figure II.6 : Boucles d'hystérésis de fluides thixotropes [82]

II.3.2.2. Fluides rhéopexes:

Cette catégorie de fluides présente un comportement contrairement aux fluides thixotropes. Lorsqu'ils sont soumis à un faible cisaillement, leur structure interne s'organise et par conséquent conduit à une augmentation de la viscosité [82-85].

II.3.3. Les fluides viscoélastiques:

Le mot viscoélastique veut dire l'existence simultanée des propriétés élastiques et visqueuses dans un matériau. Tous les liquides présentent des propriétés visqueuses, certains possédant une structure complexe peuvent également présenter des propriétés élastiques. Ce comportement se manifeste notamment lorsqu'on applique ou lorsqu'on supprime brutalement un cisaillement par l'apparition d'un régime transitoire pendant lequel la structure de l'échantillon évolue avant de se stabiliser. La détermination des propriétés viscoélastiques de certains matériaux passe par la mise en place d'une analyse oscillatoire. Ce type de test consiste à imposer à l'échantillon un cisaillement oscillatoire de pulsation donnée ω . Lors de ces tests, la contrainte $\tau(t)$ et la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}(t)$ évoluent sinusoïdalement au cours du temps [82-85].

II.4 La carboxymethylcellulose (CMC):

Exemple de fluide non newtonien le CMC. Dans le cadre de notre travail, le fluide utilisé pour la fluidisation de particules sphériques est une solution de CMC.

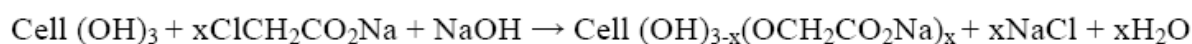
II.4.1. Définition.

La CMC est un polymère linéaire de cellulose d'éther, anionique et biodégradable. Il est un des plus souples des hydrocolloïdes hydrosolubles et a un certain nombre de propriétés importantes comprenant la solubilité, la rhéologie, l'adsorption sur des surfaces, etc. Indépendamment de ces derniers, la viscosité et le degré de substitution (DS) sont les deux propriétés principales du CMC qui déterminent la fonctionnalité, dont toutes les deux peuvent être réglés pendant le traitement [86].

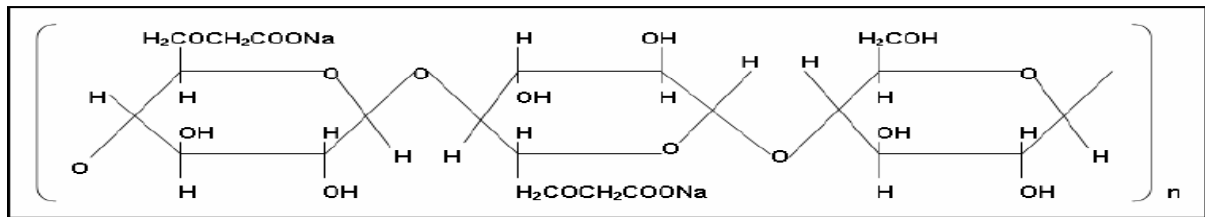
La CMC est préparé par modification chimique de la cellulose [86, 90]. La cellulose est un polyholoside constitué de macromolécules linéaires formées par l'enchevêtrement de motifs β -D-glucose, chaque motif étant tourné de 180° par rapport à son motif voisin. D signifie qu'en projection de Fisher, le groupement hydroxyle secondaire du glucose porté par le carbone le plus éloigné de la fonction aldéhyde $H-C=O$ est à droite, β signifie que tous les substituant (atomes ou groupes d'atomes autre que H) sont en position équatoriale. L'oxygène hémi - acétatique et l'hydroxyle 2 forment des ponts holosidiques.

La cellulose naturelle est insoluble dans l'eau même en solution diluée parce que les atomes d'hydrogènes des groupements hydroxyles forment des liaisons intra et intermoléculaires qui rendent impossible la dissociation des chaînes. Une méthylation partielle écarte les chaînes et affaiblit cette interaction, la cellulose devient alors soluble dans l'eau.

Les trois groupements hydroxyles de chaque motif peuvent être substitués par réaction chimique. Le degré de substitution est une caractéristique du polymère. Il peut être au maximum de trois, l'estérification de la cellulose apporte un groupement chargé ($-COONa^+$) et confère un caractère polyélectrolyte au polymère ; on obtient ainsi les dérivés de type carboxylméthylecellulose.



Avec x: degré de substitution du produit.

Figure II.7 : Structure chimique du CMC [84].**II.4.2 Domaine d'application:**

La CMC est utilisée dans une multiplicité d'industrie avec un grand succès, quelques applications sont brièvement mentionnées [84, 86]:

- ❖ L'application du CMC dans l'industrie des détergents comme colloïdes de protection ;
- ❖ La CMC est très utilisée dans l'industrie pharmaceutique essentiellement dans les produit cosmétique;
- ❖ en agroalimentaire, comme additif pour donner un meilleur goût et une bonne forme aux produits alimentaires de synthèse ;
- ❖ On l'utilise aussi pour épaissir des produits de nettoyage et de lavage ;
- ❖ Dans l'industrie papeterie, la CMC est utilisée comme agglomérant de pigment, il améliore la rétention des fibres et augmente la fermeté du papier ;
- ❖ En industrie textiles la CMC, améliore la force d'adhésion sur les fibres.

De nombreuses autres branches industrielles utilisent la CMC ; on cite :

- ❖ L'industrie d'électrode de soudeur comme agglomérant dans la couche d'électrode de soudeur ;
- ❖ L'industrie de la colle, dans les colles de combinaison.

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons rappelé les principales définitions des paramètres rhéologiques ainsi que les différents types d'écoulement des fluides. Nous avons aussi présenté les propriétés et les domaines d'application du carboxyméthylecellulose (CMC).

Comme nous le verrons dans le chapitre IV, les solutions de carboxyméthylecellulose (CMC) ont aussi un comportement intermédiaire (non newtonien). Dans ce cas, la caractérisation mécanique de ces suspensions se résume dans l'étude de la rhéologie du système (eau-CMC) en décrivant mathématiquement le comportement "macroscopique" observé.

Chapitre III

Dispositif expérimental et techniques de mesures

Ce chapitre est consacré à la présentation du montage expérimental, des conditions opératoires et des techniques de mesure utilisée lors de cette étude. Une attention particulière sera portée à la présentation des étalonnages ainsi qu'aux limitations des différentes techniques de mesures employées, ainsi que l'ensemble des systèmes liquide-particule et des données expérimentales que nous avons utilisées.

Ce travail a permis de poursuivre les études précédemment effectués sur la fluidisation au sein du laboratoire d'hydrodynamique et transferts turbulents. Nous pouvons citer ceux de Azerradj [12] qui a travaillé sur la fluidisation liquide-solide en milieu polydispersé dans une colonne cylindrique de diamètre intérieur $D=9,3$ cm. Dans la même colonne Kechroud [13, 14, 15] a analysé la structure de l'écoulement a la sortie d'un lit fluidisé liquide-solide par vélocimétrie laser.

L'étude expérimentale de la fluidisation liquide-solide, nécessite l'élaboration d'un montage expérimental répondant aux exigences suivantes :

- 1- Visualisation aisée du phénomène, à savoir ; la circulation des particules, le commencement de la fluidisation, l'expansion du lit.
- 2- Possibilité de charge et décharge facile du lit (partie démontable) ;
- 3- Mesures des paramètres hydrodynamiques tels que : pertes de charges, expansion ...etc ;
- 4- Etude de la répartition de la pression, donc de la porosité le long du lit ou de la colonne ;

Pour cela des calculs préalables ont été faits pour le choix d'une pompe et des débitmètres répondant à la plage des vitesses prévues. L'ensemble du montage expérimental, conçu et réalisé pour les besoins de notre recherche, est présenté dans la photographie figure (III.1) schématisé sur la figure (III.2).

III.1. Présentation de l'installation expérimentale :

Le dispositif expérimental comporte une colonne (1) garnie d'un lit fixe de particules qui constitue la pièce maîtresse de notre montage. Deux sections, une calmante de forme conique (2) précédant la colonne de fluidisation et une autre d'évacuation (3). Des grilles ayant des trous de 1 mm séparent les trois sections ; ces grilles servent aussi de distributeur (4).

Une pompe centrifuge (5) de 45 l/h assure la circulation ascendante de la solution de CMC contenue dans le réservoir d'alimentation (6). Ce réservoir en plastique transparent a une capacité de 5 litres. Un thermomètre (7) qui plonge directement dans la solution, permet le contrôle de la température. Avant d'envoyer la solution dans la colonne elle traverse un débitmètre (8). Un by-pass (9) qui permet de refouler l'excès de liquide dans le réservoir d'alimentation est aussi prévu. La solution qui traverse le lit de particule ressort par le haut de la colonne pour enfin retourner dans le réservoir d'alimentation (6) et l'installation fonctionne en circuit fermé.

D'autres appareils de mesures complètent l'installation tels, le système de mesure de pression entre l'entrée et la sortie de la colonne (10, 11), ainsi qu'un mètre ruban permettant la mesure de la hauteur du lit fluidisé.

La colonne de fluidisation est un cylindre en verre de 20 mm de diamètre intérieur et de hauteur 1000 mm. L'emploi de la colonne en verre permet de visualiser l'évolution du système au cours des manipulations, l'expansion du lit fluidisé. Le fluide entre par la base de la colonne de fluidisation et traverse ensuite la première section calmante en téflon de même diamètre que la colonne et de hauteur 100 mm, cette dernière permet d'obtenir dans la colonne de fluidisation un profil de vitesse établi et d'éviter ainsi tout phénomène de passage préférentiel sur toute la hauteur de la colonne (figure III.3). Pour ce choix, dans nos travaux nous nous sommes référés à l'étude expérimentale menée par Kechroud [13] sur la section calmante avec et sans garnissage. Cet auteur a constaté que sans garnissage, on obtient un profil de vitesse établi.

Cependant, notre dispositif expérimental réalisé présente quelques contraintes:

- Présence des bulles d'air dans la solution ;
- Difficulté de recharge et décharge de la colonne de fluidisation par des particules;

- Hétérogénéité des divers matériaux utilisés (verre, téflon...) ont rendu l'assemblage des différentes parties de l'installation difficile. Ce qui a accentué le problème d'étanchéité ;
- Difficulté du contrôle de la température durant les expériences en raison de la faible quantité de la solution utilisée ;
- Indisponibilité des débitmètres qui conviennent aux conditions opératoires

III.2. Procédure expérimentale :

Pour chaque système (particule-liquide) étudié, nous avons commencé par faire circuler le fluide dans le pilote à grand débit et pendant le temps nécessaire afin de chasser l'air emprisonné lors du remplissage de l'installation. Pendant cette durée, les particules sont en suspension et on laisse le fluide circuler jusqu'à ce que la chute de pression se stabilise. On fait ensuite décroître le débit en relevant pour chaque valeur, la hauteur moyenne du lit correspondante. La mesure de la hauteur du lit est effectuée une fois la surface de la couche poreuse stabilisée, nous avons donc enregistré l'évolution de la hauteur du lit en fonction du débit. Dans la région de transition entre le lit fluidisé et le lit à l'état fixe, on fait décroître le débit très progressivement afin de mieux couvrir cette zone. Pour chaque lit à fluidiser, les expériences ont été effectuées trois à quatre fois et en réalisant les mesures dans les deux sens de variation de débits pour vérifier la reproductibilité de celles-ci.



Figure III.1 : Photographie du dispositif expérimental

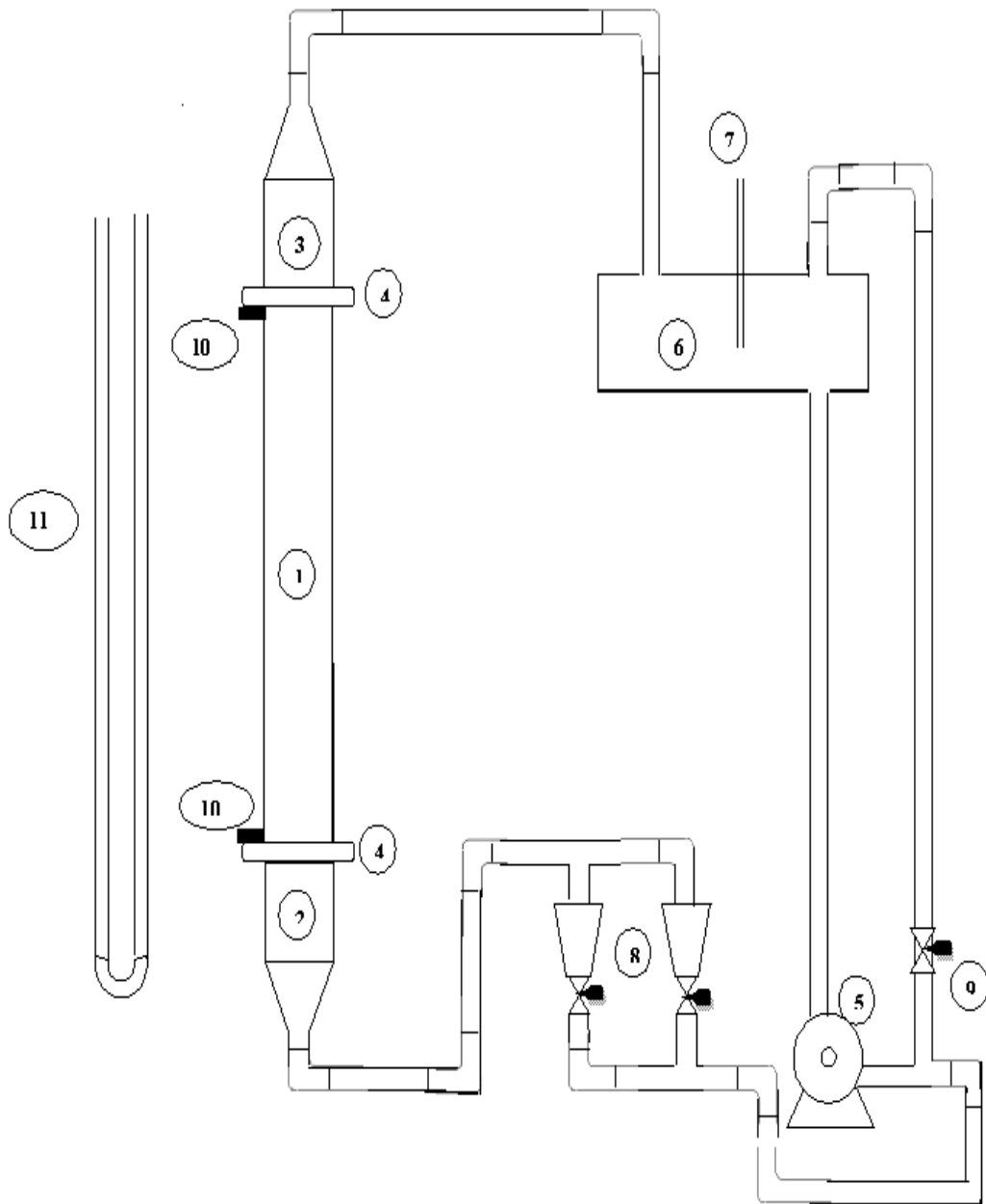


Figure III.2 : schéma général de l'installation [1-Section de test, 2-Section d'homogénéisation 3-Section d'évacuation, 4-Bride, 5-Pompe, 6-Réservoir, 7-thermomètre, 8- Débitmètres, 9- By-pass, 10-Prises de pressions, 11-Manomètre en U].

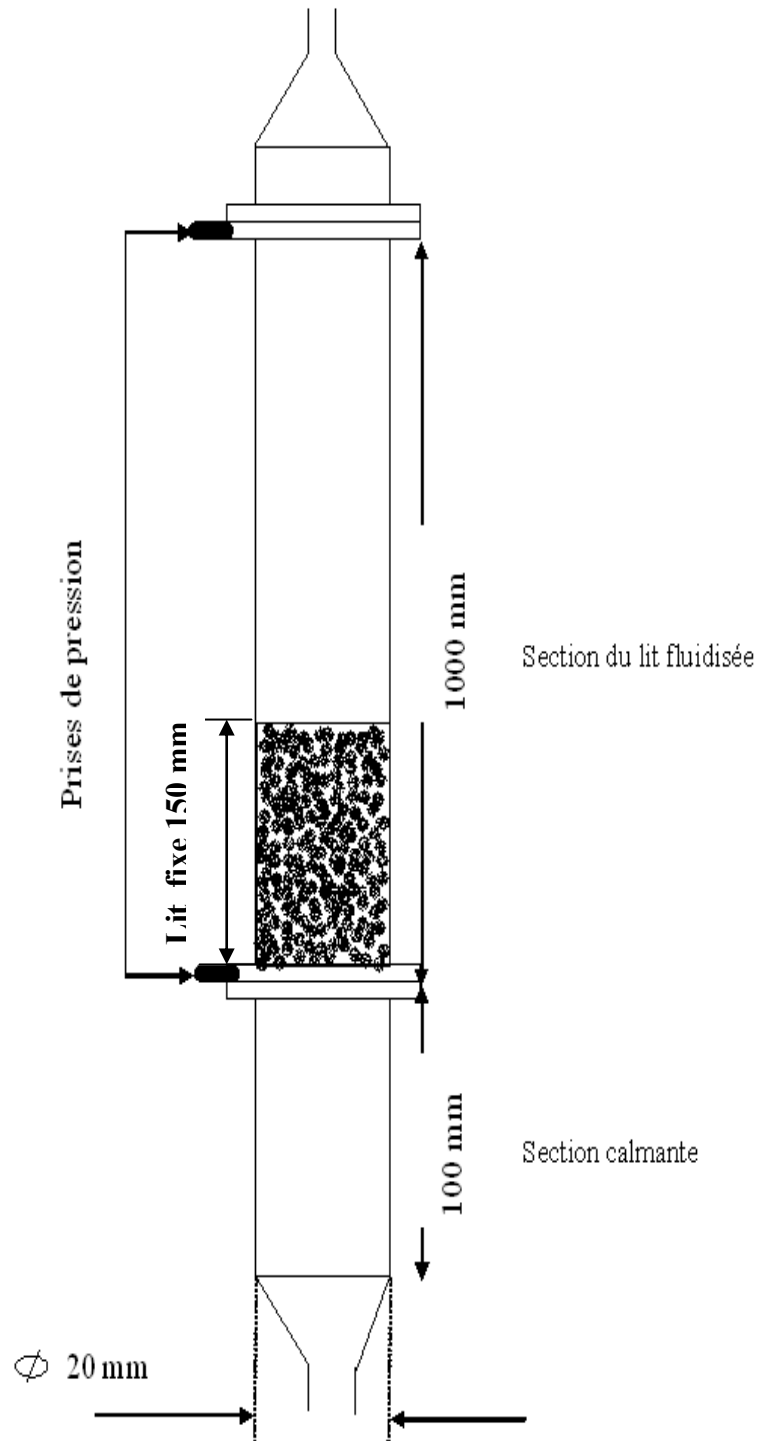


Figure III.3 : schéma de la colonne de fluidisation (les dimensions sont données en mm)

III. 3. Techniques de mesures :

III.3. 1. Mesure de pression :

Les prises de pression sont disposées à l'entrée et à la sortie de la colonne de fluidisation, la prise d'entrée est située à 2 mm de la grille qui porte les particules. La chute de pression motrice ($p_{\text{stat}} + \rho g z$) est mesurée grâce à un système de tube manométrique à CMC.

III.3. 2. Mesure de débits :

La mesure et le contrôle du débit du fluide sont assurés à l'aide de deux débitmètres à flotteur préalablement étalonnés placés en parallèle et disposés entre la pompe et l'entrée de la colonne. La courbe d'étalonnage du débitmètre pour le fluide utilisé est représentée sur la figure (III-4)

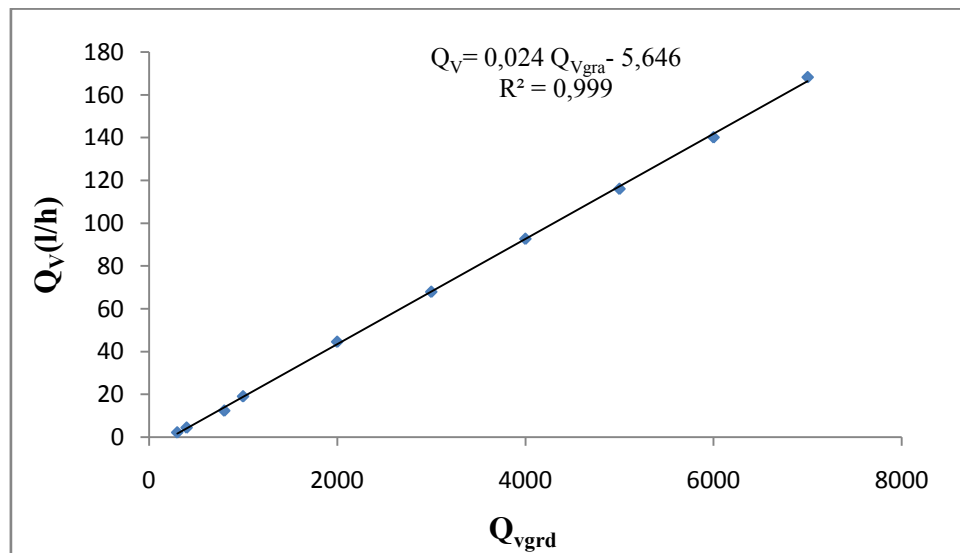


Figure.III.4 : courbe d'étalonnage du débitmètre pour la CMC

III.3. 3. Mesure de la température :

Par manque de moyens de régulation de la température (système de régulation) qui influe sur les propriétés physiques du fluide, comme par exemple la densité et la viscosité, on s'est contenté de la noter.

Pour cela, on contrôle la température pendant la circulation du fluide à travers la colonne à l'aide d'un thermomètre qu'on plonge à l'intérieur du réservoir d'alimentation. Nous avons remarqué que la température de la solution d'alimentation ne se stabilise pas. L'intervalle de température opératoire durant toutes nos expériences de fluidisation pour chaque système fluide - solides est présenté dans le tableau (III.1) :

Tableau (III.1) : intervalle de température opératoire pour chaque système fluide-solides.

$d_p(\text{mm})$	$[T] (\text{°C})$	$\Delta T_{\text{lit fixe}} (\text{°C})$	$\Delta T_{\text{lit fluidisé}} (\text{°C})$
2	[38-44]	3	3
3	[40-44]	3	1
4	[34-46]	6	6

III.3. 4. Mesure de la hauteur du lit (expansion ou porosité) :

Pour chaque débit, on relève la hauteur moyenne (H) à partir des niveaux maximal et minimal, atteints par le lit de particules. Les valeurs relevées, serviront au calcul de la porosité à partir de la relation [92, 93, 94]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{M}{\Omega \rho_p H} \quad \text{III.1}$$

M : masse des particules (kg)

Ω : section de la colonne (m^2)

ρ_p : densité des particules (kg/m^3).

III.4 Propriétés physiques du fluide et des particules :

III.4. 1. Les particules solides :

Ce sont des particules en verre de forme sphérique et dont les propriétés physiques sont présentées dans le tableau (III. 2). Les propriétés physiques des sphères de diamètre 2mm et 4mm ont été déterminées par S. Azerradj et N. Kechroud [12, 13].

Tableau (III.2) : les propriétés physiques de la phase solide.

$d_p (\text{mm})$	2	3	4
$\rho_p (\text{kg}/\text{m}^3)$	2554	2565	2595

Le diamètre des particules a été déterminé en utilisant un pied à coulisse, la masse volumique des particules a été déterminée par méthode picnométrique résumée ci-dessous.

On pèse une certaine quantité de particules (m_p), qu'on déverse ensuite dans une éprouvette contenant un volume initial d'eau. Le volume des particules (V_p) se calcule par la différence entre le nouveau volume obtenu et le volume d'eau précédent (initial, sans particules). La masse volumique se déduit alors :

$$\rho_p = \frac{m}{V_p} \quad \text{(III.2)}$$

m : masse des particules

v_p : volume des particules

III.4. 2. Détermination du comportement rhéologique du CMC :

Le liquide utilisé est obtenu avec un mélange d'eau déminéralisée et de sel de sodium de carboxyméthylcellulose (BDH high viscosity) à 8g/l, d'une masse volumique de 1010kg/m^3 , à savoir la masse volumique du fluide est déterminée par méthode picnométrique pour différentes températures avant et après chaque expérience de fluidisation. D'après les résultats obtenus nous avons constaté que la masse volumique du CMC est constante quelque soit la gamme de la température de la solution (tableau III.1). L'étude rhéologique a été réalisée à l'aide d'un rhéomètre de type couette VT500/501 (figure III.5). Les paramètres rhéologiques (n et k) pour le liquide varient d'une expérience à l'autre, ils seront indiqués pour chaque système liquide-solide utilisé et conditions opératoires.

La solution de CMC est placée dans l'entrefer des deux cylindres coaxiaux, le cylindre extérieur est fixe (stator), par contre le cylindre intérieur (le rotor). La rotation est commandée par un moteur électrique incorporé au VT500/501. La température du fluide est maintenue constante grâce à la circulation, en circuit fermé, d'un fluide caloporteur (ici de l'eau distillée), entre un bain thermostaté et un manchon noir qui entoure complètement les deux cylindres du viscosimètre.

Ce dernier est couplé à un PC et le logiciel Haake permet d'une part la programmation et l'exécution de diverses mesures et d'autre part, l'acquisition et le traitement des données fournies par l'appareillage de mesure. Le logiciel permet en outre le calcul des différents paramètres rhéologiques selon la modélisation choisie pour la loi de comportement ainsi qu'une visualisation instantanée des rhéogrammes.

Le dispositif de mesure NV s'utilise pour les échantillons de faible viscosité tels que les huiles, les solutions diluées, les jus de fruits, etc..., dans des domaines de cisaillement moyens, et comme notre fluide fait parti de cette gamme, alors on a choisie ce dispositif qui est le plus approprié pour notre étude.

Cet appareil se compose d'un corps tournant en forme de cloche et d'un godet comportant un cylindre interne, il en résulte un doublement des surfaces de cisaillement, ce qui double la sensibilité. Le remplissage sera correct lorsque le cylindre interne sera juste

recouvert par l'échantillon avec le corps tournant en place (figure III.6). Les caractéristiques de ce dispositif sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau (III.3) : des caractéristiques du dispositif de mesures NV [95].

Dispositif de mesure		NV
Corps tournant		
Rayon $R_2 ; R_3$	[mm]	17.85 ; 20.1
Hauteur L	[mm]	60
Godet de mesure		
Rayon $R_1 ; R_4$	[mm]	17.5 ; 20.5
Rapport des rayons	R_e/R_i	1.02
Entrefer	[mm]	0.35
Volume de remplissage	[cm ³]	9
Température	[°C]	-30/100

Pour les mesures nous procédons comme suit :

On met sous tension les différents appareils de la manipulation ; le bain-thermostaté, le viscosimètre 500/501, le micro-ordinateur, et on fixe la température du bain.

Pour commencer les mesures, il est nécessaire d'introduire quelques indications au logiciel pour saisir les différentes mesures concernant le cylindre viscosimétrique et le fluide, puis on fixe les paramètres de mesure comme la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}$ notée D sur le logiciel en (S^{-1}), la température T en ($^{\circ}C$), le temps de mesure t en (S) pour chaque segment. On obtient ainsi les données $\tau = f(\dot{\gamma})$, l'ensemble des résultats obtenus est présenté au chapitre suivant

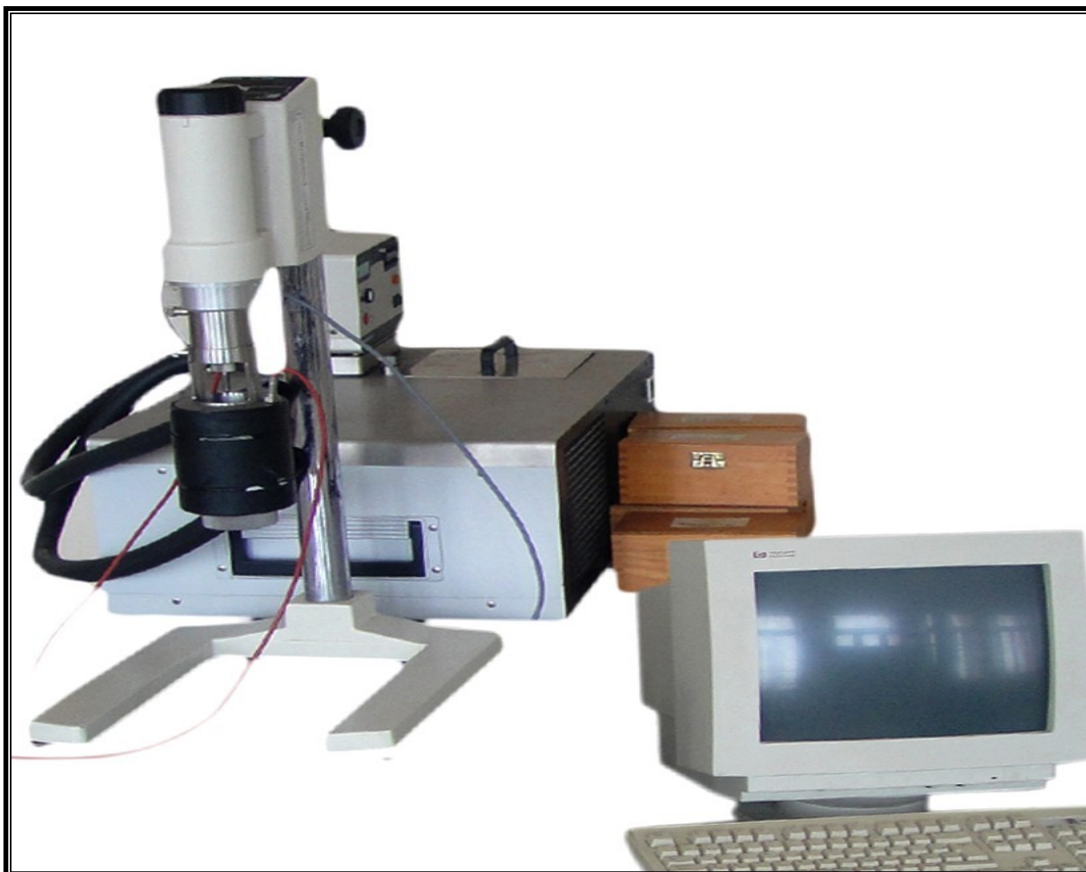


Figure III.5 : Viscosimètre Haake VT 500

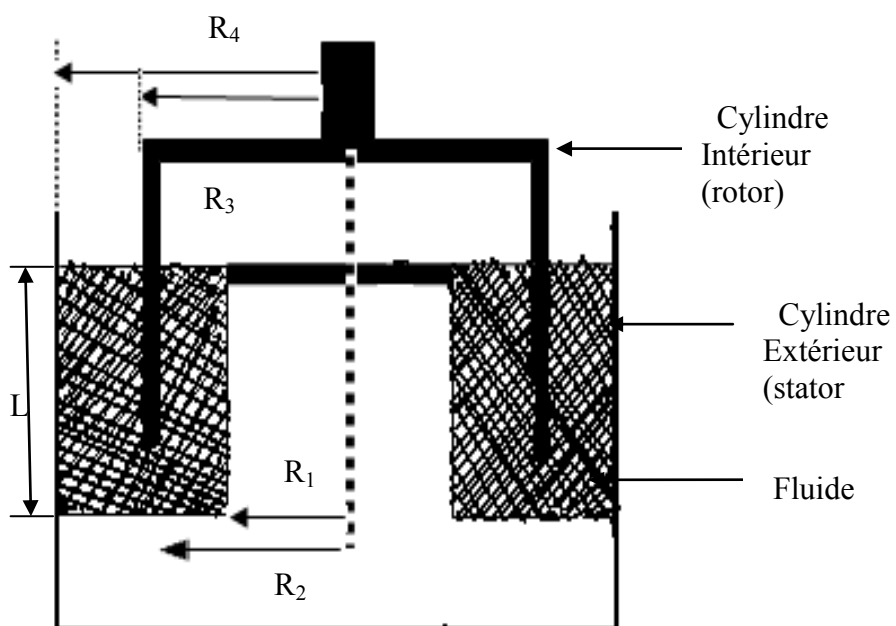


Figure III.6 : Coupe longitudinale du dispositif NV du viscosimètre VT500 [95]

Chapitre IV

Résultats et discussion

Les différents systèmes solide-liquide présentés dans le chapitre III vont nous permettre d'analyser la vitesse au minimum de fluidisation et l'expansion du lit fluidisé sur un large domaine d'étude (type de particules, type de liquide), les résultats obtenus sont comparés à ceux qui peuvent être prédits par les corrélations retenues de la littérature dans le cas de sphères fluidisées par un fluide non newtonien purement visqueux.

Nous allons dans un premier temps étudier le comportement rhéologique du fluide utilisé (CMC), les mesures ont été réalisées à l'aide d'un rhéomètre de type Couette (VT500), ceci sur plusieurs échantillons de solutions prélevés pendant les mesures de chute de pression à la température du bac d'alimentation.

I- Etude du comportement rhéologique du CMC :

I-1- L'effet de la vitesse de cisaillement sur la rhéologie :

Nous choisissons de présenter un exemple d'étude du comportement rhéologique de la solution de CMC après son utilisation pour la fluidisation de particules sphériques de diamètre 4 mm. Les autres systèmes CMC-sphères (2mm, 3mm) sont présentés dans l'annexe, sous forme de courbes d'évolution de la contrainte de cisaillement « τ » en fonction de la vitesse de cisaillement « $\dot{\gamma}$ » fig (IV. 1, IV.2, IV.3, IV. 4, annexe).

Sur toute la gamme des vitesses de cisaillement, c'est-à-dire $\dot{\gamma} \in [300 - 3200]$, la CMC se comporte comme un fluide visqueux non newtonien (rhéofluidifiant) dont la rhéologie est assez classique est bien modélisé par une loi en puissance d'Oswald De Waele, de la forme $\tau = K\dot{\gamma}^n$ ce qui donne la viscosité apparente par $\mu_{app} = K\dot{\gamma}^{n-1}$.

Avec K la consistance et n l'indice d'écoulement de la loi d'Oswald De Waele ($0 \leq n \leq 1$) ; ce sont les deux paramètres de la loi en puissance.

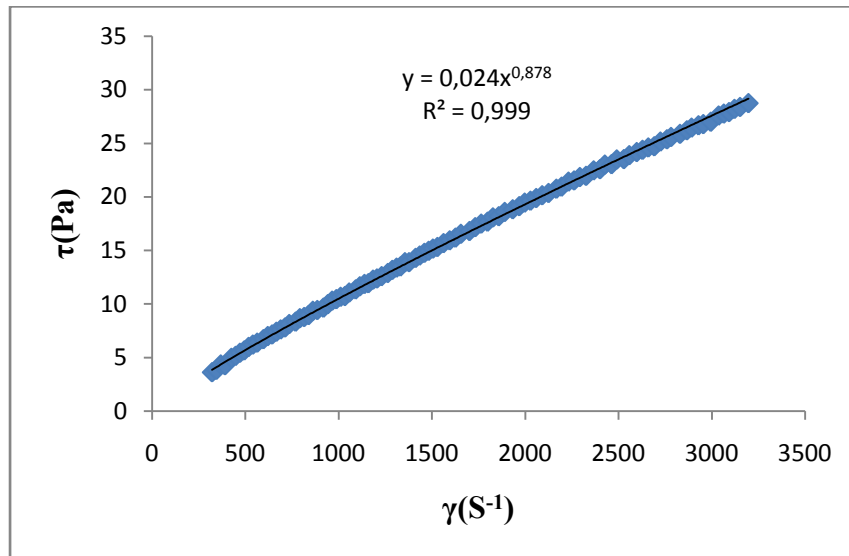
Pour la gamme de $\dot{\gamma} \in [0 - 300] \text{ s}^{-1}$ nous constatons une forte dispersion des résultats, cette plage ne sera donc pas considérée pour la détermination des paramètres k et n de la loi d'Oswald.

D'après les deux figures (IV.1, IV.4) le taux de cisaillement $1535 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\gamma} \leq 3200 \text{ s}^{-1}$ et $300 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\gamma} \leq 3200 \text{ s}^{-1}$ sont les gammes les plus valables pour ce type de modèle.

Nous avons reporté les valeurs des paramètres K et n, sur le tableau (IV.1)

Tableau (IV.1) : variation des paramètres de la loi de puissance en fonction de la vitesse de cisaillement pour la solution de CMC à T=34°C.

$\Delta\dot{\gamma}$ (S ⁻¹)	K	n
300-1535	0,0217	0,8958
1535-3200	0,0328	0,8399
300-3200	0,0244	0,8782



Fig(IV.1) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à T=34°C, $\dot{\gamma} \in [300, 3200s^{-1}]$

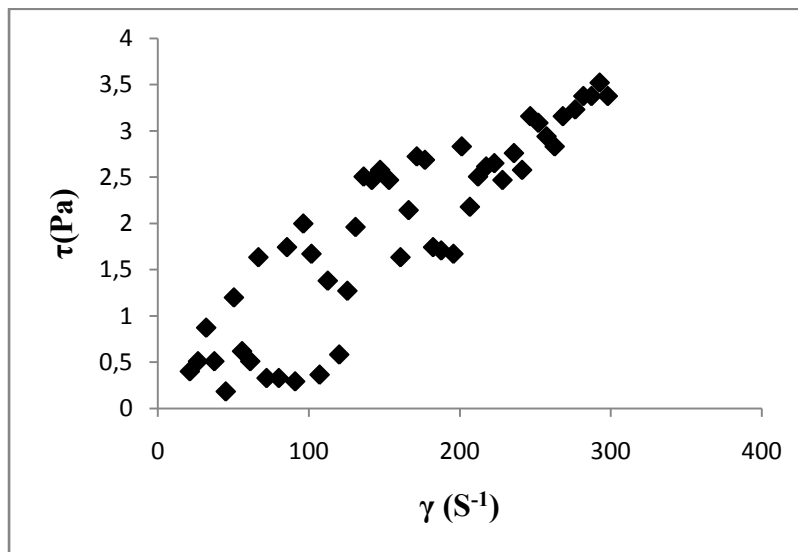


Fig (IV.2) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à T=34°C, $\dot{\gamma} \in [0,300s^{-1}]$.

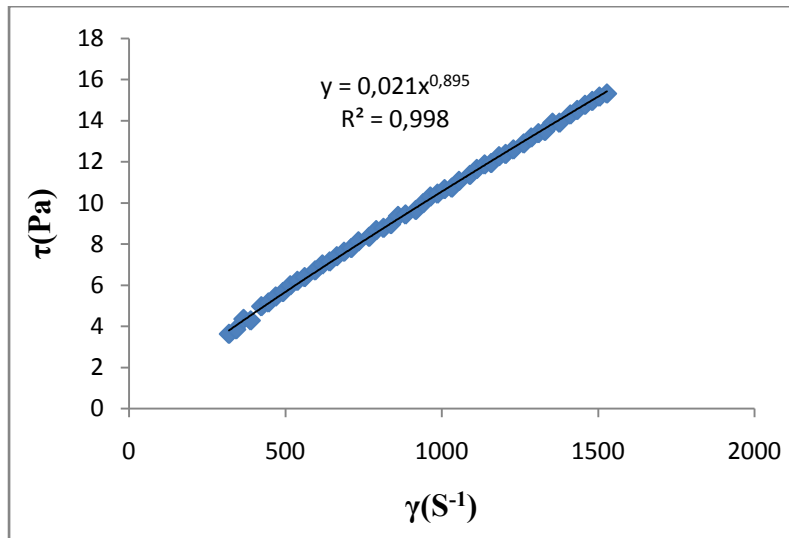


Fig (IV.3) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement [$300, 1530s^{-1}$] à $T=34^{\circ}C$

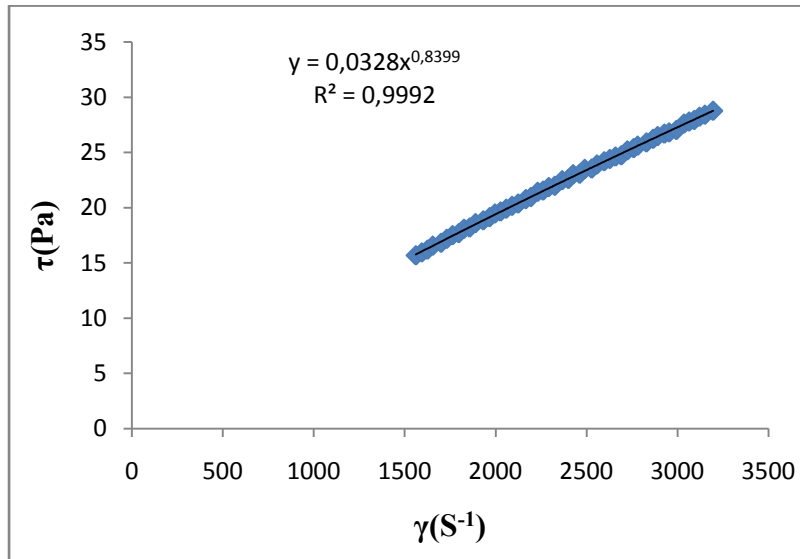


Fig (IV.4) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement [$1530, 3200s^{-1}$] à $T=34^{\circ}C$

I-2- L'effet de la température sur la viscosité du fluide :

Au cours des expériences de la fluidisation la température de la solution de CMC dans le bac d'alimentation ne se stabilise pas, l'écart maximal est de $10^{\circ}C$ (voir le tableau III.1), c'est pourquoi nous nous sommes intéressés à l'étude de la variation de la viscosité du CMC en fonction de la température notée pendant les mesures de chute de pression.

Sur les figures (IV.5, IV.6 et annexe) nous représentons l'évolution de la contrainte de cisaillement et la viscosité apparente en fonction de la vitesse de cisaillement pour différentes températures (allant de 34°C à 46°C)

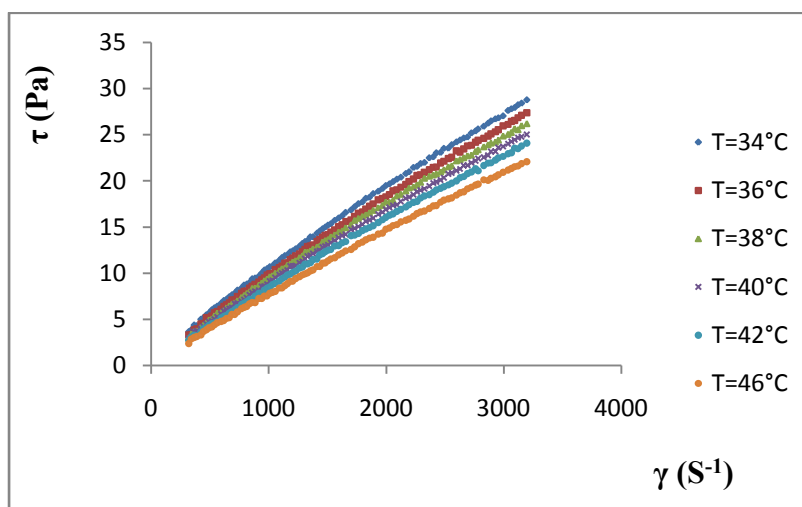


Figure (IV.5) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes

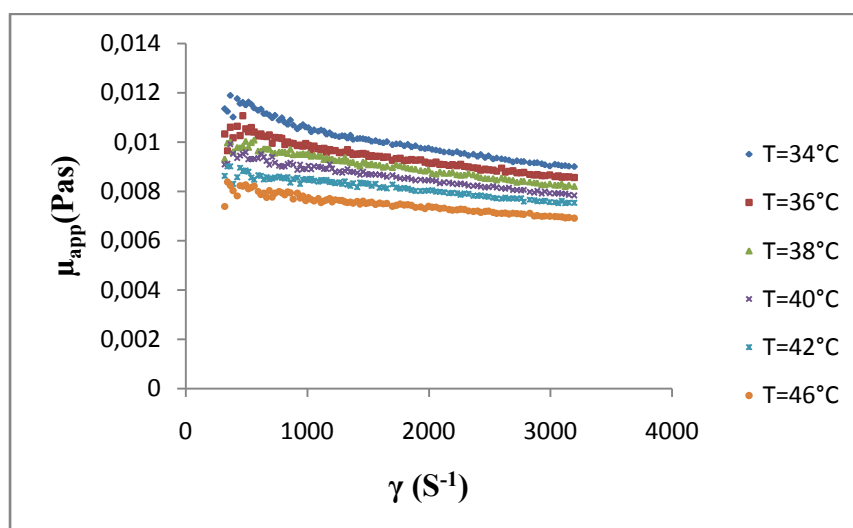


Figure (IV.6) : évolution de la viscosité apparente en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes

D'après les rhéogrammes de la figure IV.5 et annexe, toutes les solutions montrent un comportement de fluide non newtonien obéissant au modèle rhéologique de loi de puissance, la même observation a été donnée par d'autres auteurs [88, 96, 97, 98]. La variation de la viscosité du CMC, aux différentes températures, a été examinée en fonction de la vitesse de cisaillement. La figure (IV.6) montre la diminution de la viscosité avec l'augmentation de la température et du taux de cisaillement.

Nous avons reporté les valeurs des paramètres k et n sur le tableau (IV.2) pour la gamme de vitesse de cisaillement : $\dot{\gamma} \in [300 - 3200]s^{-1}$ et pour la plage de température allant de 34°C à 46°C.

Tableau (IV.2) : variation des paramètres de la loi de puissance en fonction de la température

T (°C)	k	n
34	0,0244	0,8782
36	0,019	0,9034
38	0,0172	0,9117
40	0,0164	0,9117
42	0,0137	0,9285
46	0,0128	0,9263

Si on analyse de près les valeurs de k et n , du tableau; une augmentation de la température avec un écart de 12 °C entraîne une diminution de la consistance (k) de 47,5 %, par contre la valeur de n augmente est passe de 0,8782 à 0,9263.

La diminution de la consistance (k) en fonction de la température peut être expliquée par une diminution de la viscosité (influence de la température sur la viscosité des liquides). Et pour rendre compte de cet effet on fixe la vitesse de cisaillement ($\dot{\gamma}$) à une valeur de (319 S⁻¹) représentant les faibles et moyennes vitesses de cisaillement, et à une autre valeur de (3196 S⁻¹) représentant les fortes vitesses sont respectivement représentées sur les courbes (IV.7) et (IV.8) On constate que la viscosité du carboxyméthylcellulose diminue avec l'augmentation de la température, comme celle des liquides en générale.

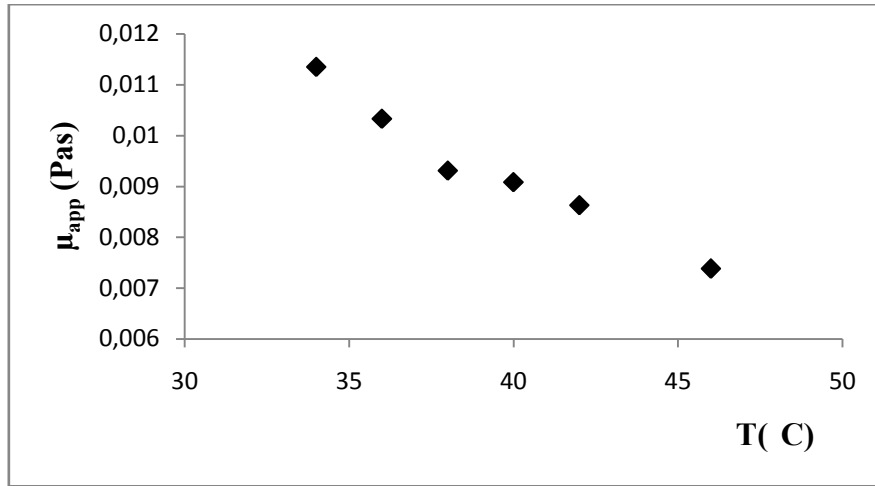


Figure (IV.7) : variation de la viscosité apparente en fonction de la température pour $\dot{\gamma} = 319S^{-1}$

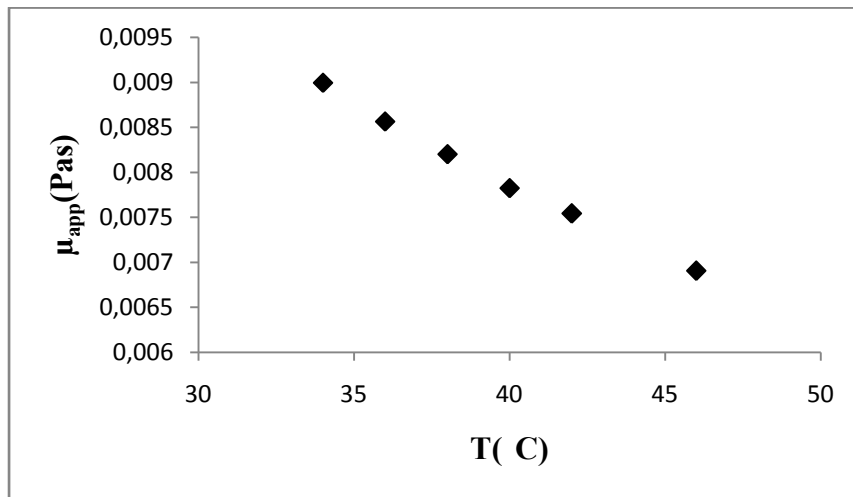


Figure (IV.8) : variation de la viscosité apparente en fonction de la température pour $\dot{\gamma} = 3196 S^{-1}$

Dans les tableaux (IV.3) nous avons résumé les écarts absolus relatifs de la viscosité apparente entre la température initiale et finale de la solution de CMC après son passage dans la colonne de fluidisation pour $\dot{\gamma} = 3196 S^{-1}$ et pour $\dot{\gamma} = 319 S^{-1}$.

Tableau (IV.3) : écarts absolues relatifs de la viscosité apparente entre la température initiale et finale de la solution de CMC

Système	$ \delta'(\%) \dot{\gamma} = 3196 S^{-1}$	$ \delta'(\%) \dot{\gamma} = 319 S^{-1}$
CMC-2mm	35	23,88
CMC-3mm	36,84	6,3
CMC-4mm	23	35

L'écart relatif de la viscosité apparente entre la température initiale et finale de la solution de CMC est défini par δ' :

$$\delta' = \left| \frac{\mu_{app}(T_i) - \mu_{app}(T_f)}{\mu_{app}(T_i)} \right|$$

I-3- Conclusion :

Comme la viscosité de la solution de CMC décroît avec l'augmentation du cisaillement de liquide, le modèle d'Ostwald-De-Waele utilisé pour décrire ce type de comportement en écoulement montre que le caractère fluidifiant de la carboxyméthylcellulose semble lié à la valeur de la consistance (k) du modèle.

L'objectif de l'étude du comportement rhéologique du fluide utilisé pour fluidiser des particules sphériques est de déterminer la consistance k et l'indice de l'écoulement n, ces paramètres apparaissant dans les corrélations caractérisant la vitesse au minimum de fluidisation et l'expansion que nous nous proposons d'exploiter pour tester leur validité.

II- Détermination de la vitesse minimale de fluidisation et du taux d'expansion :

II-1 Vitesse minimale de fluidisation U_{mf} :

Pour évaluer expérimentalement la vitesse minimale de fluidisation, pour un système (liquide-solide) donné, nous avons adopté la méthode standard souvent utilisée [10, 93, 94], qui consiste à exploiter le graphe $\Delta P-U_0$. Cette méthode nécessite de tracer l'évolution de la chute de pression ΔP en fonction de la vitesse U_0 , dans la région correspondant au lit fixe, et de déterminer son intersection avec la droite qui correspond à la chute de pression constante dans le lit fluidisé.

Pour les trois systèmes (sphères-liquides) étudiés, nous avons tracé les variations de la chute de pression en fonction de la vitesse superficielle du liquide, et nous avons déterminé graphiquement la vitesse minimale de fluidisation (voir figures IV.9, IV.10 et IV.11)

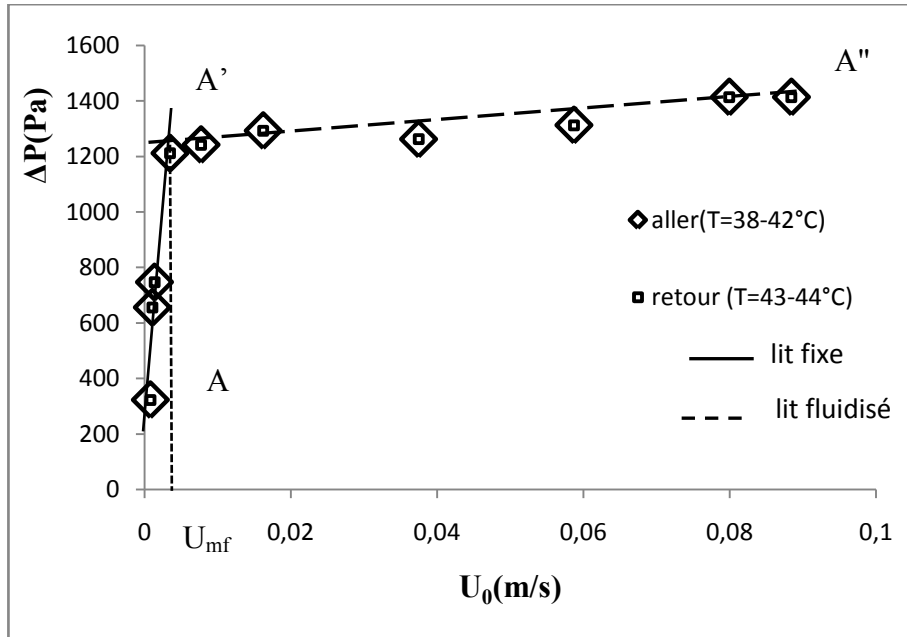


Figure (IV.9) : Exemple d'obtention de la vitesse superficielle au minimum de fluidisation (sphères de 2mm en verre fluidisées par de la CMC 8g/l).

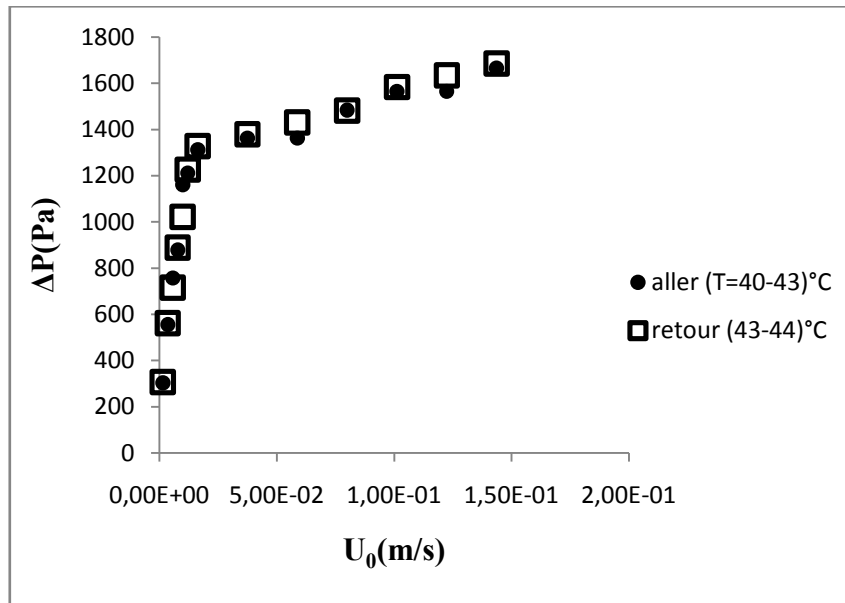


Figure (10) : Evolution des pertes de charge en fonction de la vitesse superficielle (sphères de 3mm en verre fluidisées par de la CMC 8g/l).

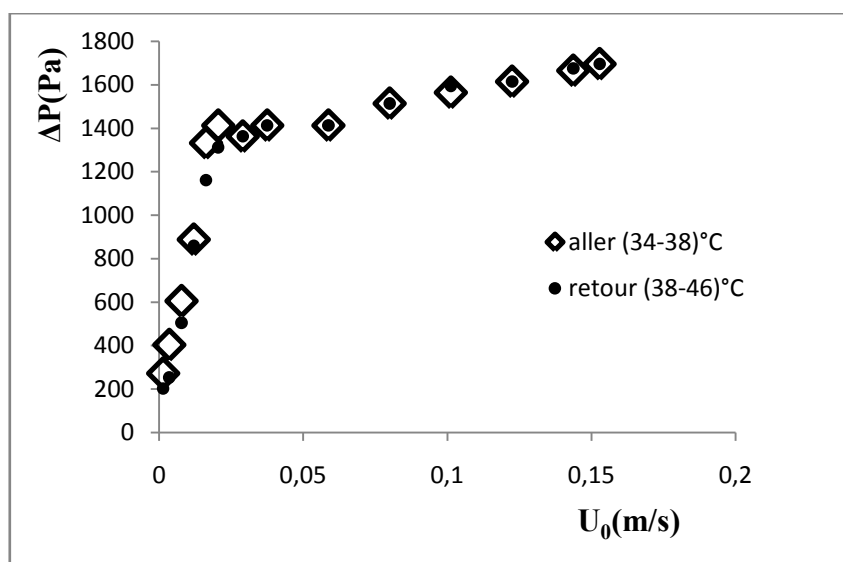


Figure (IV.11) : Evolution des pertes de charge en fonction de la vitesse superficielle (sphères de 4mm en verre fluidisées par de la CMC 8g/l).

Les mesures sont menées à débit croissant (aller) jusqu'à la limite maximale de fluidisation, puis une défluidisation est réalisée (retour). Les trois figures (IV.9, IV.10, IV.11) présentées ci-dessus, montrent que la chute de pression reste presque inchangée pour les deux gammes de température de travail. Les chutes de pressions enregistrées présentent des écarts relatifs moyens très faibles de 5,12%, 2,82%, 7,54%, respectivement pour les particules 2 mm, 3 mm, 4mm.

On constate que les pertes de charges croissent uniformément avec la vitesse superficielle U_0 (portion AA', qui correspond au lit fixe), en augmentant U_0 , les pertes de charge se stabilisent à une valeur moyenne constante qui dépend du poids du lit (portion A'A' : $\Delta P = Cste$, qui correspond au lit fluidisé). Le point d'intersection des deux portions, A', représente le seuil minimal de fluidisation.

La vitesse au minimum de fluidisation est déterminée à partir de la courbe de variation des pertes de charge avec la vitesse superficielle. Elle correspond au point de cassure A' entre l'état fixe et fluidisé figure (IV.9, IV.10 et IV.11). Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau (IV.4):

Tableau (IV.4) : Vitesse au minimum de fluidisation

fluide	T (°C)	K	n	d_p (mm)	U_{mf} (m/s)	ϵ_{mf}
CMC 8g/l	42	0,0146	0,917	2	0,0035	0,425
CMC 8g/l	44	0,0187	0,896	3	0,0120	0,405
CMC 8g/l	40	0,0164	0,912	4	0,0162	0,413

II-2 Porosité globale du lit (expansion) :

Les figures (IV.12, IV.13, IV.14) montrent la variation de la porosité globale du lit avec la vitesse superficielle. On remarque que la porosité reste constante jusqu'à la valeur de la vitesse au minimum de fluidisation (U_{mf}), ce qui traduit un degré de vide constant dans le lit fixe. Au de là de cette vitesse seuil, la porosité augmente avec l'augmentation de la vitesse tel qu'on peut le constater sur l'image (IV.15).

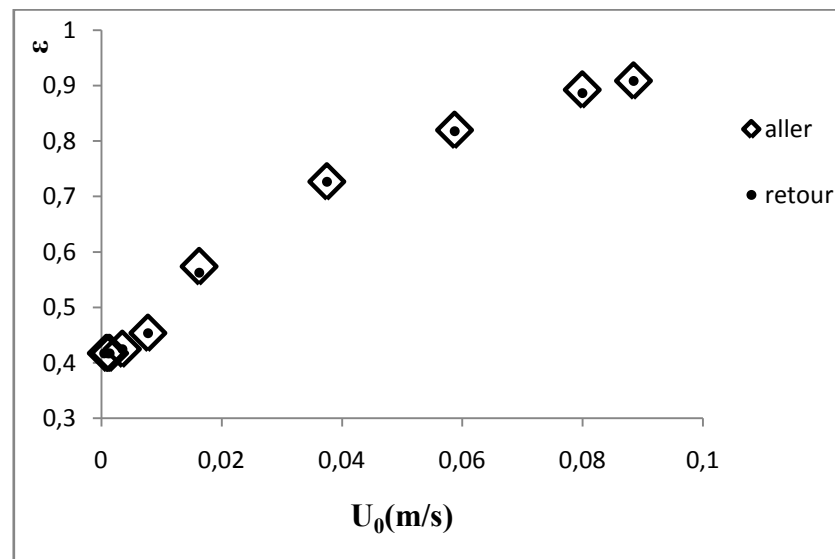


Figure (IV.12) : évolution de la porosité en fonction de la vitesse superficielle (particules de verre : 2 mm de diamètre).

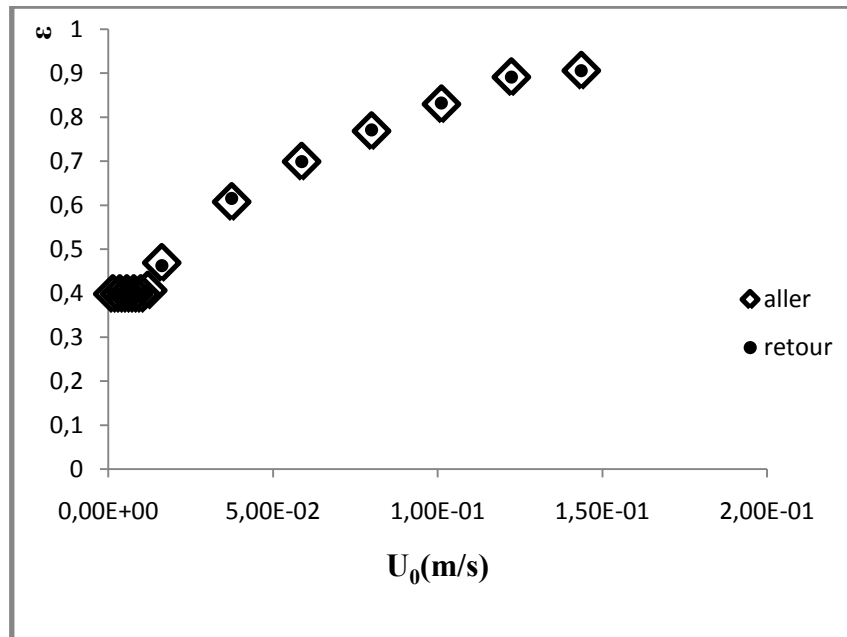


Figure (IV.13) : évolution de la porosité en fonction de la vitesse superficielle (particules de verre : 3mm de diamètre).

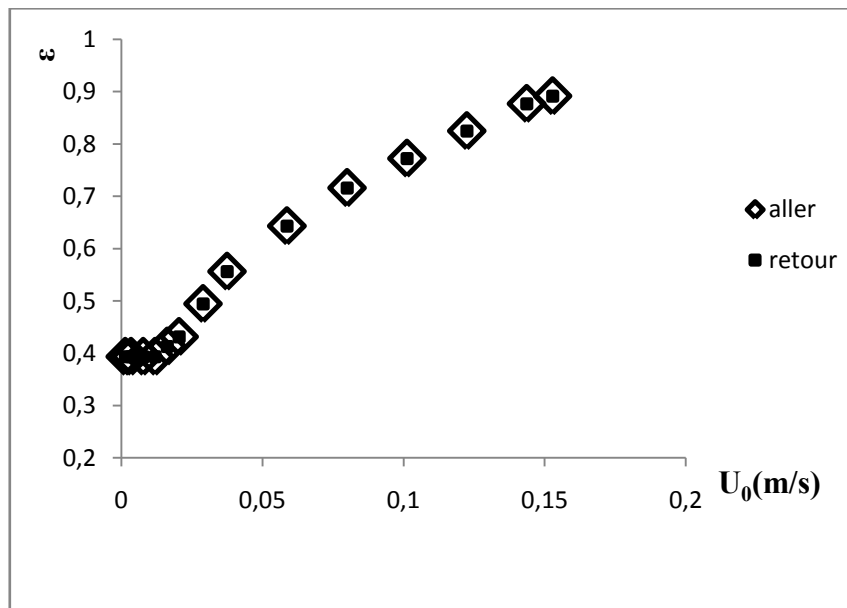
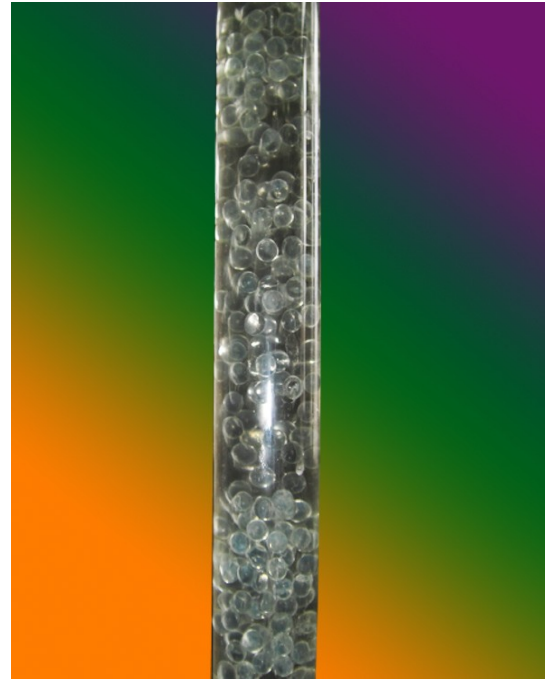


Figure (IV.14) : évolution de la porosité en fonction de la vitesse superficielle (particules de verre : 4 mm de diamètre).

Il est à noter que, les caractéristiques au minimum de fluidisation à savoir U_{mf} et ε_{mf} peuvent être déduites à partir des graphes (IV.12, IV.13 et IV.14). Voir le tableau précédent.



Figure (IV.15a) : Lit fixe



Figure(IV.15b) : Lit fluidisé

III- Comparaison avec les différents modèles et équations de la littérature :

III- 1 Caractérisation de la vitesse au minimum de fluidisation :

Nous avons comparé les résultats expérimentaux du minimum de fluidisation aux résultats obtenus avec les différentes corrélations de la littérature présentées dans le chapitre bibliographique. Pour calculer U_{mf} nous avons utilisé les valeurs de ε_{mf} expérimentales dans les corrélations dépendantes de ε_{mf} ($\varepsilon_{mf}=0,425$ pour les sphères de diamètre $d=2\text{mm}$, $\varepsilon_{mf}=0,405$ pour les sphères de diamètre $d=3\text{mm}$ et $\varepsilon_{mf}=0,413$ pour les sphères de diamètre $d=4\text{mm}$):

- Mishra et al (1975) et Kumar et Upadhyay (1981) : équation (I.5)

$$(\rho_s - \rho)g = 12,5 \left(\frac{9n+3}{n} \right)^n \frac{(1-\varepsilon)^n}{\varepsilon^{2n+1}} \frac{K}{d^{n+1}} U_0^n + \frac{1,75}{\varepsilon^3} \frac{\rho}{d} U_0^2$$

- Brea et al (1976) : équation (I.6)

$$(\rho_s - \rho)g = \frac{40}{3} \left(\frac{9n+3}{n} \right)^n \frac{(1-\varepsilon_{mf})^n}{\varepsilon_{mf}^{2n+1}} \frac{K}{d^{n+1}} U_{0mf}^n + \frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\rho}{d} U_{0mf}^2$$

- Sharma et Chhabra 1992 : équation (I.8)

$$(\rho_s - \rho)g = \frac{10(5\sqrt{2})^n}{\sqrt{2}} \left(\frac{9n+3}{4n} \right)^n \frac{(1-\varepsilon_{mf})^n}{\varepsilon_{mf}^{2n+1}} \frac{k}{d^{n+1}} U_{0mf}^n + \frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\rho}{d} U_{0mf}^2$$

- Renaud et al (1996) : équation (I.17).

$$(1 - \varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho)g = M_n^* U_{0mf}^2 + N_n^* U_{0mf}^n$$

$$\text{Où } M_n^* = 0,0968\rho \frac{(1-\varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3} a_{vd} \tau'_{mf}{}^3 = M^* \quad \text{et} \quad N_n^* = k \left(\frac{3n+1}{2n} \right)^n \frac{[(1-\varepsilon_{mf})a_{vd} \tau'_{mf}]^{1+n}}{\varepsilon_{mf}^{1+2n}}$$

Et les relations proposées par Comiti et Renaud (1989), Mauret et Renaud (1997) donnant la tortuosité en fonction de la porosité pour les sphères respectivement :

$$\tau' = 1 - 0.41 \ln(\varepsilon) \quad \text{et} \quad \tau' = 1 - 0.49 \ln(\varepsilon) \quad (\text{I.22 et I.23})$$

Sabiri [29] a suggéré après une étude expérimentale sur la variation de la vitesse superficielle en fonction de la porosité, l'emploi de la corrélation de Mauret qui conduit à des valeurs de la vitesse plus proches des valeurs expérimentales que celle de Comiti et Renaud.

Le tableau (IV.5) présente les écarts relatifs entre la vitesse expérimentale et celle calculée à partir des différentes corrélations de la littérature pour les trois systèmes utilisés.

Tableau (IV.5): écart relatif entre la vitesse au minimum de fluidisation expérimentale et celle calculée avec les différents modèles de la littérature pour les trois systèmes sphères-CMC

fluide	K	n	d _p (mm)	U _{mf} (m/s)	δ(%) (I.5)	δ(%) (I.6)	δ(%) (I.8)	δ(%) (I.17) p=0,41	δ(%) (I.17) p=0,49
CMC 8g/l	0,0146	0,9169	2	0,0035	-51,5	-42,9	-11,4	-68,67	-65,8
CMC 8g/l	0,0187	0,8956	3	0,0120	27,4	22,4	12,4	30	46,6
CMC 8g/l	0,0164	0,9117	4	0,0162	-4,7	1,45	19,9	26,7	37,8

L'écart entre la valeur expérimentale de U_{mf} et la valeur calculée par les corrélations est défini par δ :

$$\delta = \frac{U_{mf,exp} - U_{mf,cal}}{U_{mf,exp}}$$

En générale nos résultats sont comparables avec ceux prédits par les modèles capillaires, tableau (IV.5). Ces résultats montrent que l'emploi d'une pente $p=0,41$ dans la corrélation donnant la valeur de la tortuosité pour la détermination de u_{mf} à partir du modèle de Comiti et Renaud [48], donne une meilleure estimation par rapport à l'autre valeur $p=0,49$. De plus les équations de Renaud ($p=0,41$) [48], Mishra [44], Brea [46] et Sharma et Chhabra [6, 9, 10] donnent de bons résultats avec les particules de diamètre 4 mm et 3mm, avec une précision acceptable $5\% < |\delta| < 30\%$; contrairement au cas de fines particules ($d=2\text{mm}$). Le modèle de Sharma et Chhabra semble le plus adapté pour représenter les particules fines puisqu'on enregistre un écart relatif de 11,4%.

Cicéron et al [10] ont effectué une étude comparative des vitesses minimales de fluidisation expérimentales et celles obtenues par les corrélations précitées. Ces auteurs constatent, comme dans notre cas, un rapprochement de leurs résultats avec ceux prédits avec un écart relatif moyen de $11\% < |\delta| < 22\%$.

Sabiri, Comiti et Brahim [54] ont étudié la fluidisation des particules sphériques en verre ($d_p=2,92$ mm, 5mm) par une solution de CMC à 6g/l et comparé leur résultats expérimentaux avec le modèle capillaire de Comiti et Renaud [48]. Ces auteurs remarquent que le modèle de type capillaire de Renaud caractérise le minimum de fluidisation avec une assez bonne précision (5% et 11%) pour des particules sphériques.

III- 2 Caractérisation de l'expansion :

Nous avons choisi de comparer les résultats expérimentaux de l'expansion aux résultats obtenus avec les différentes équations de la littérature présentés dans le chapitre bibliographique :

III- 2-1 Corrélation indépendante de la vitesse terminale de chute :

- Mishra et al (1975) et Kumar et Upadhyay (1981) : équation (I.5)

$$(\rho_s - \rho)g = 12,5 \left(\frac{9n + 3}{n} \right)^n \frac{(1 - \varepsilon)^n}{\varepsilon^{2n+1}} \frac{K}{d^{n+1}} U_0^n + \frac{1,75 \rho}{\varepsilon^3} \frac{\rho}{d} U_0^2$$

- Brea et al (1976) : équation (I.6)

$$(\rho_s - \rho)g = \frac{40}{3} \left(\frac{9n + 3}{n} \right)^n \frac{(1 - \varepsilon)^n}{\varepsilon^{2n+1}} \frac{K}{d^{n+1}} U_0^n + \frac{1,75 \rho}{\varepsilon^3} \frac{\rho}{d} U_0^2$$

- Sharma et Chhabra 1992 : équation (I.8)

$$(\rho_s - \rho)g = \frac{10(5\sqrt{2})^n}{\sqrt{2}} \left(\frac{9n+3}{4n}\right)^n \frac{(1-\varepsilon)^n}{\varepsilon^{2n+1}} \frac{k}{d^{n+1}} U_0^n + \frac{1,75\rho}{\varepsilon^3} \frac{U_0^2}{d}$$

- Renaud et al (1996) : équation (I.17).

$$(1-\varepsilon)(\rho_s - \rho)g = 0,0968\rho \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} a_{vd} \tau^3(\varepsilon) U_0^2 + k \left(\frac{3n+1}{2n}\right)^n \frac{[(1-\varepsilon)a_{vd}\tau(\varepsilon)]^{1+n}}{\varepsilon^{(1+2n)}} U_0^n$$

Pour obtenir les caractéristiques de l'expansion d'un lit, nous traçons les courbes expérimentales donnant la vitesse superficielle du liquide en fonction de la porosité. Un exemple de courbes est présenté sur les figures (IV.16, IV.17, IV.18)

Au regard des courbes d'expansion, nous pouvons constater la bonne adéquation entre les points expérimentaux et les courbes définissant les modèles de Mishra et al [44], Brea et al [46] et Sharma et Chhabra [6, 9, 10] contrairement à la relation de Comiti et Renaud [48].

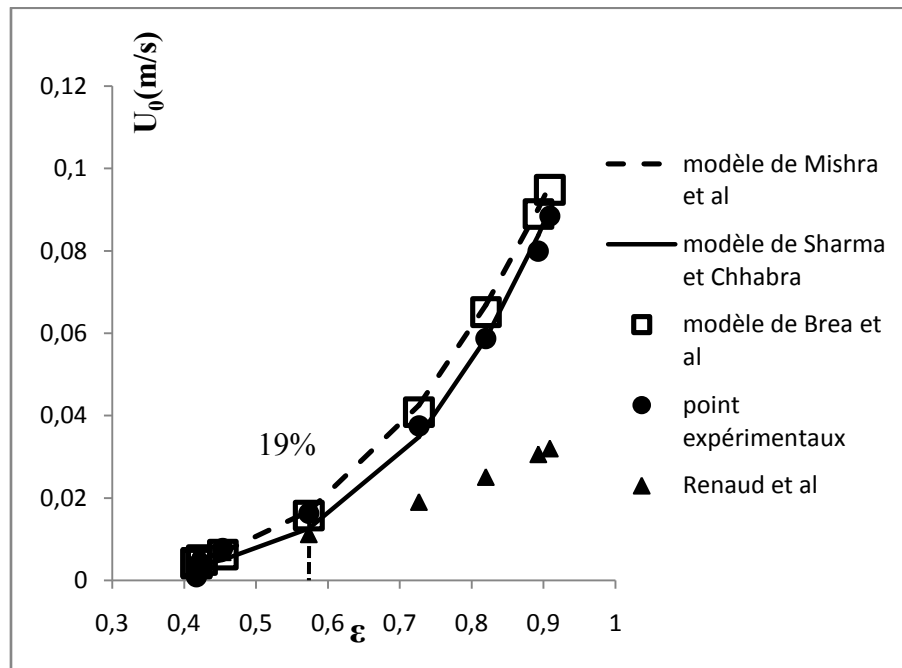


Figure (IV.16) : Courbes d'expansion : sphères en verre de 2 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l

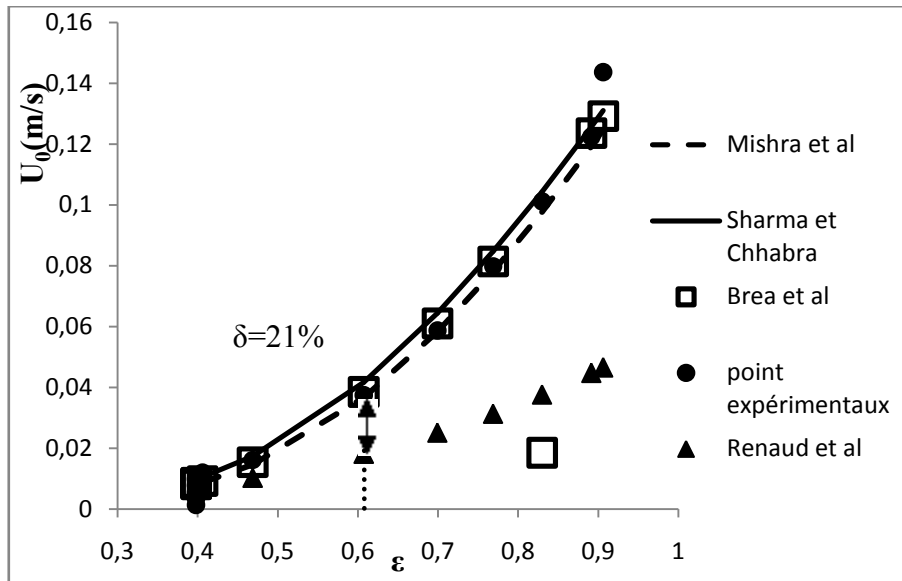


Figure (IV.17) : Courbes d’expansion : sphères en verre de 3 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l

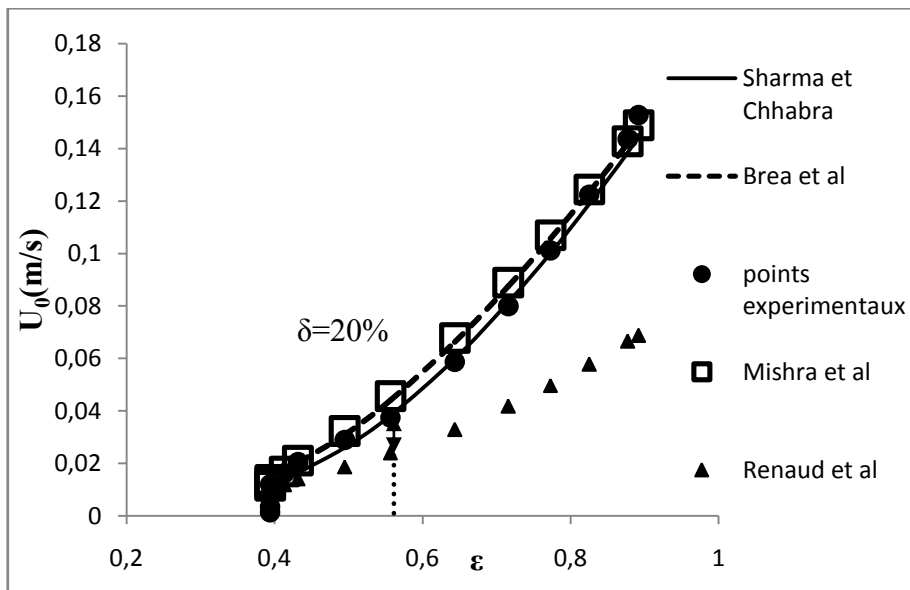


Figure (IV.18) : Courbes d’expansion : sphères en verre de 4 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l

Pour rendre compte de ce phénomène, nous avons déterminé l’écart relatif moyen entre la vitesse superficielle expérimentale et celle calculée sur le domaine de porosité étudié. Dans les tableaux (IV.6, IV.7) nous avons résumé les écarts absolus relatifs moyens pour chaque corrélation et chaque système. D’après les résultats nous pouvons constater pour les faibles porosités ($\epsilon < 0,6$), que tous les modèles proposés donnent des résultats satisfaisants ; en effet, les écarts relatifs moyens ne dépassent pas 25% quel que soit le diamètre de la particule. En ce qui concerne les porosités élevées ($\epsilon > 0,6$), nous pouvons

remarquer que le modèle de Renaud conduit à un écart relatif moyen beaucoup plus élevé par rapport aux autres modèles.

L'écart entre la valeur expérimentale et la valeur calculée pour chaque point expérimental est défini par δ :

$$\delta(\%) = 100 \frac{(U_{0,exp} - U_{0,calc})}{U_{0,exp}}$$

Tableau (IV.6) : Ecart relatif moyen pour chaque systèmes et chaque équation utilisée pour caractériser l'expansion pour ($\varepsilon < 0,6$).

d_p (mm)	$\delta(\%)$ Mishra (I.5)	$\delta(\%)$ Brea (I.6)	$\delta(\%)$ Sharma (I.8)	$\delta(\%)$ Renaud (I.17) P=0,41
2	12	18	25	0,72
3	10	4,5	7	10
4	3	1,8	20	24

Tableau (IV.7) : Ecart relatif moyen pour chaque systèmes et chaque équation utilisée pour caractériser l'expansion pour ($\varepsilon > 0,6$).

d_p (mm)	$\delta(\%)$ Mishra (I.5)	$\delta(\%)$ Brea (I.6)	$\delta(\%)$ Sharma (I.8)	$\delta(\%)$ Renaud (I.17) P=0,41
2	12,84	11	4,8	97
3	2,5	1,07	2,7	76
4	2,6	3	4,9	73

Pour l'ensemble des systèmes, nous avons aussi comparé la vitesse expérimentale U_0 et celle calculée à partir des modèles proposés pour chaque porosité. Nous pouvons remarquer à partir des graphes (IV.19, IV.20, IV.21), qu'à faible vitesse tous les modèles prédisent de manière satisfaisante la vitesse superficielle U_0 , par contre pour des vitesses plus élevées, les modèles de Mishra [44], Brea [46] et Sharma et Chhabra [6, 9, 10] se distinguent par leur meilleure prédiction par rapport au modèle de Comiti et Renaud [48].

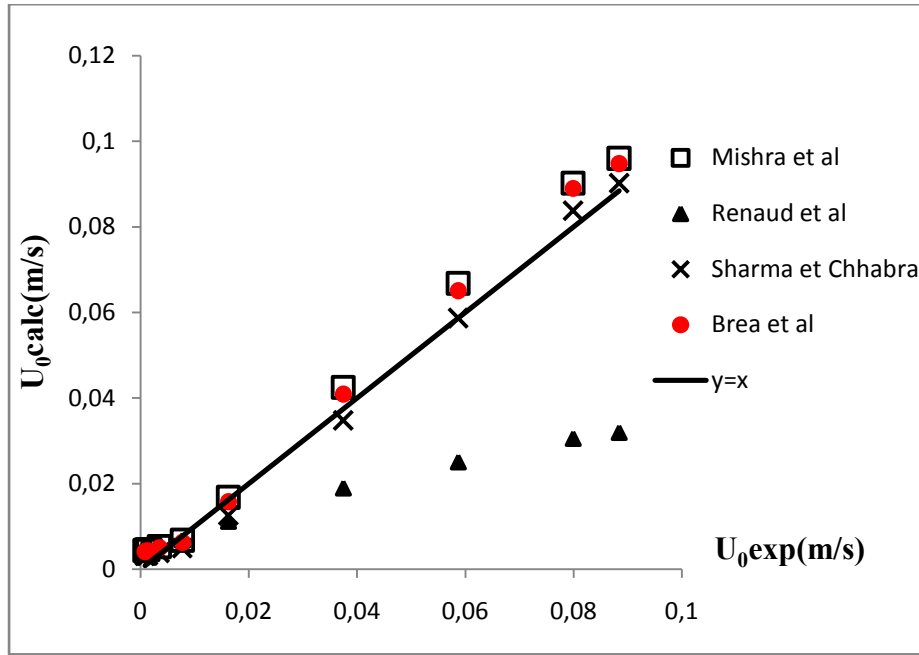


Figure (IV.19): comparaison entre la vitesse expérimentale et celle calculée à partir des modèles proposés : sphères en verre de 2 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l

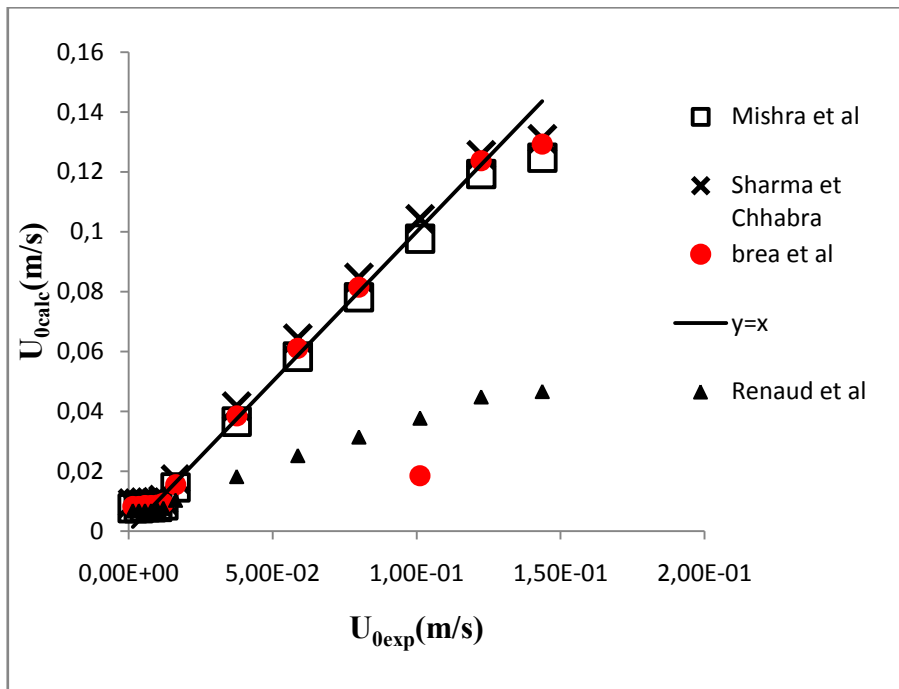


Figure (IV.20) : comparaison entre la vitesse expérimentale et celle calculée à partir des modèles proposés : sphères en verre de 3 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l.

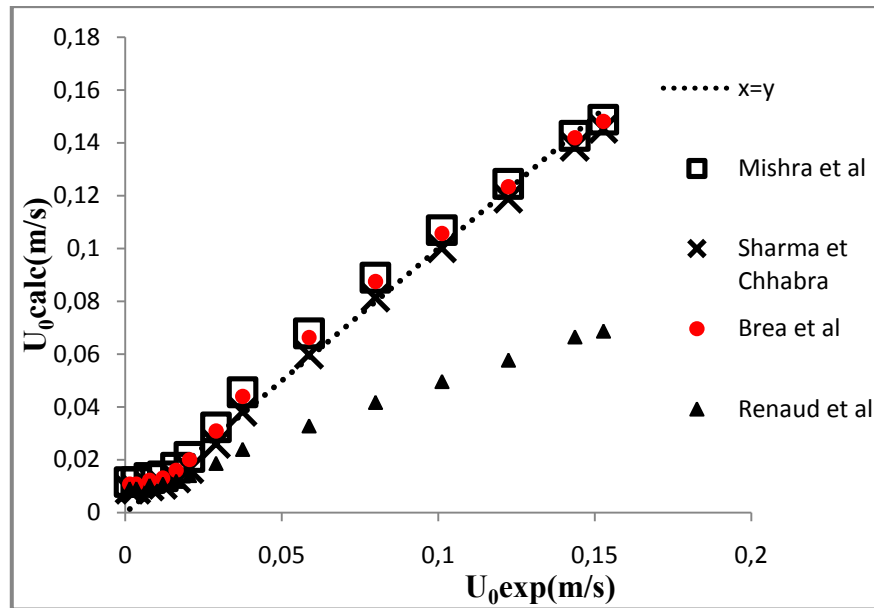


Figure (IV.21) : comparaison entre la vitesse expérimentale et celle calculée à partir des modèles proposés : sphères en verre de 4 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l.

Cicéron (2000) [10, 33] et Sabiri (1996) [29] ont montré que le modèle capillaire permet de caractériser l'expansion jusqu'à une porosité limite inférieure à la porosité maximale atteinte lors de l'expérience, elle est de 0,65 pour les particules sphériques. Cette valeur est supérieure à celle que nous avons trouvée car dans notre cas le modèle capillaire est valable avec un écart $|\delta| < 20\%$ jusqu'à une porosité de 0,58. Ces auteurs ont conclu que le modèle capillaire n'est plus représentatif du milieu poreux pour les fortes expansions : la distance entre les particules devient trop importante pour pouvoir parler de pores. Il existe ainsi une limite à ce modèle du fait même de sa définition.

III- 2-2 Corrélation dépendante de la vitesse terminale de chute :

- Pour les prédictions de l'expansion à partir des corrélations faisant intervenir U_t , Sharma et Chhabra proposent d'utiliser une équation du type $\frac{U_0}{U_{t\infty}} = \varepsilon^z$ pour l'expansion des particules sphériques avec des fluides non newtoniens purement visqueux, et d'évaluer l'indice de fluidisation z à partir des équations proposées par Zaki et Richardson:

$$z = 4,65 + 20(d/D) \quad \text{pour } Re_{nt\infty} \leq 0,2$$

$$z = (4,4 + 18(d/D))Re_{nt\infty}^{-0,03} \quad \text{pour } 0,2 \leq Re_{nt\infty} \leq 1$$

$$z = (4,4 + 18(d/D))Re_{nt\infty}^{-0,1} \quad \text{pour } 1 \leq Re_{nt\infty} \leq 200$$

$$z = 2,4$$

$$\text{pour } Re_{nt\infty} > 200$$

Nous avons par ailleurs calculé la valeur de Re_{nt} à l'aide de la corrélation (I.39) proposé par Chhabra et Peri puis celles de la vitesse terminale de chute.

$$Re_{nt\infty} = \hat{a} \hat{A} r_n^{\hat{b}} \quad (I.39)$$

$$\text{Où } \hat{a} = \frac{1}{10} \left[\exp\left(\frac{0,51}{n}\right) - 0,73n \right] \quad \text{et} \quad \hat{b} = \frac{0,954}{n} - 0,16$$

Nous en avons déduit la valeur de z à partir des équations de Zaki et Richardson. Les résultats correspondants sont résumés dans le tableau suivant.

Tableau (IV.7): valeurs de U_t calculées selon la corrélation proposée par Chhabra et Peri, et les valeurs de z correspondantes (fluide non newtonien-particule sphériques).

Sphères	Re_t	U_t (m/s)	z
2mm	43,21	0,22	3,14
3mm	101,43	0,38	2,94
4mm	216,09	0,55	2,4

Les valeurs de U_0 prédites en utilisant la corrélation (I.39) pour évaluer U_t sont très nettement supérieures aux valeurs expérimentales. Ceci est représenté sur les figures (IV.22, IV.23, IV.24) où on peut remarquer une grande dispersion des points. Sabiri [29] constate comme dans notre cas, des écarts relatifs importants de plus de 90 %.

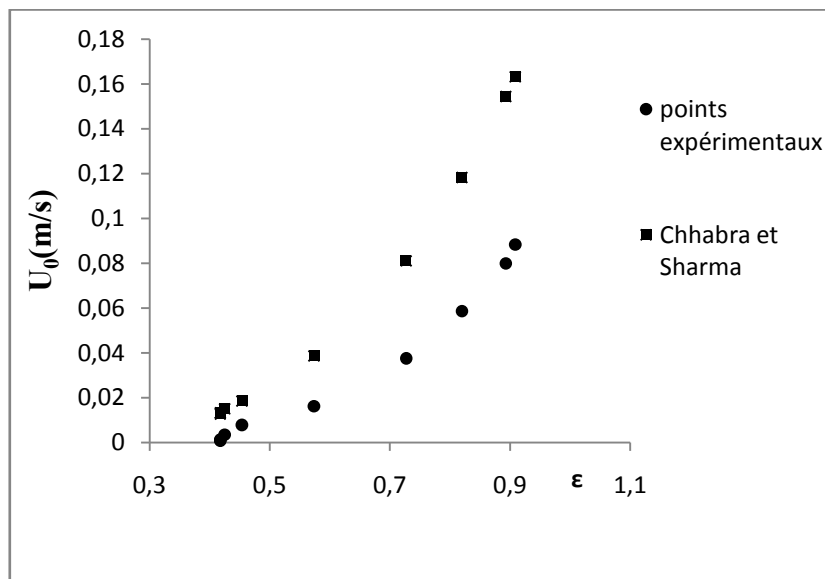


Figure (IV.22) : Courbes d'expansion : sphères en verre de 2 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l

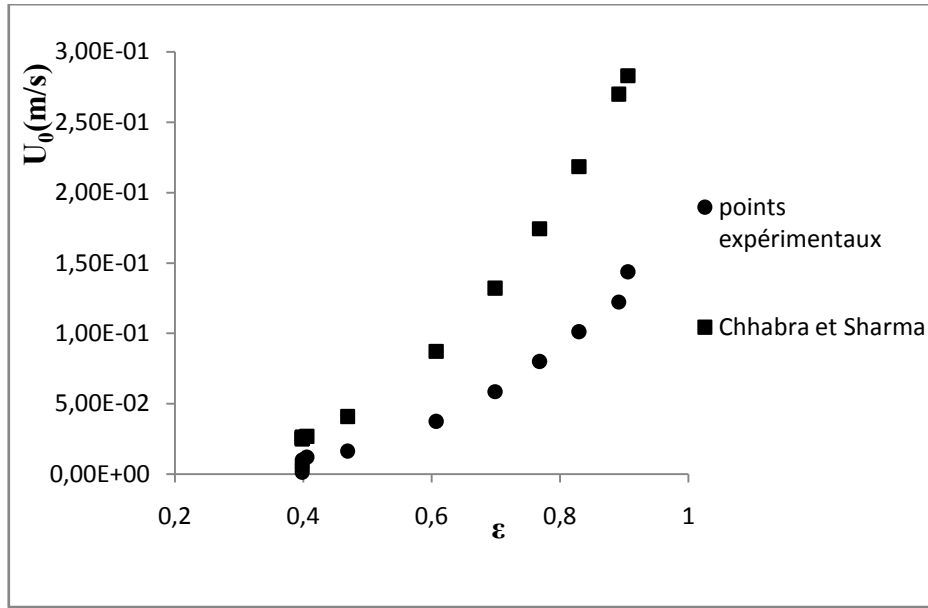


Figure (IV.23) : Courbes d'expansion : sphères en verre de 3 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l

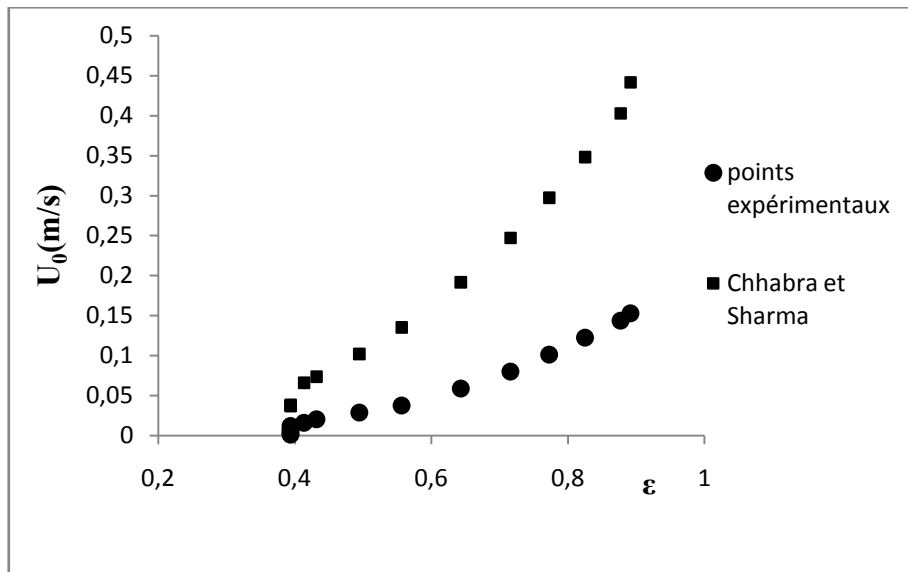


Figure (IV.24) : Courbes d'expansion : sphères en verre de 4 mm fluidisées par de la CMC 8 g/l

Conclusion :

Nous avons utilisé les modèles de Mishra, Brea, Comiti et Renaud ainsi que celui de Sharma et Chhabra (1992, 1995) pour caractériser le minimum de fluidisation et l'expansion des particules sphériques fluidisées par un liquide non newtonien. Ce travail, nous permet de tirer les conclusions suivantes :

- Pour la vitesse au minimum de fluidisation, nous avons constaté que nos résultats expérimentaux sont très comparables avec ceux prédits par les différents modèles, en effet l'écart relatif ne dépasse pas 30%. Sauf pour les particules fines (2mm), le modèle de Sharma et Chhabra donne le plus faible écart de 11,5%.
- Les modèles de Mishra, Brea et Sharma et Chhabra (1992) permettent de caractériser la totalité de l'expansion quelque soit le diamètre de la particule avec une précision satisfaisante, par contre le modèle capillaire de Comiti et Renaud permet de caractériser l'expansion de sphères jusqu'à la porosité limite de 0,58 avec un écart relatif moyen modèle – expérience de 20 %. Sharma et Chhabra (1993, 1995) préconisent l'utilisation de la vitesse terminale de chute expérimentalement pour prédire la vitesse superficielle U_0 , cependant l'utilisation de l'équation de Chhabra et Peri (1992) que nous avons sélectionnée pour calculer U_t conduisent à une imprécision importante sur les résultats.

Conclusion générale

Le but de ce travail était d'étudier la fluidisation de particules sphériques de différents diamètres par un liquide non newtonien purement visqueux en cherchant à caractériser le minimum de fluidisation et l'expansion.

Pour le minimum de fluidisation qui correspond à la limite entre le lit fixe et le lit fluidisé, nous avons étudié les prédictions des modèles de type capillaire de Mishra et al, de Chhabra et Sharma et de Renaud et Comiti pour des lits composés de sphères. Pour les trois systèmes sphères-liquide non newtonien (CMC), les modèles issus de la littérature prédisent la vitesse minimum de fluidisation avec une précision de $5\% < \delta < 30\%$, dans le cas des particules de diamètre 4mm et 3mm, contrairement au cas de fines particules ($d=2\text{mm}$) pour lequel le modèle de Sharma et Chhabra semble le plus adapté pour représenter les particules fines, en effet l'écart relatif est de 11 %.

Les résultats expérimentaux obtenus concernant les vitesses caractéristiques de fluidisation, et l'expansion ont été confrontés à différentes corrélations de la littérature. En observant les courbes donnant la vitesse superficielle en fonction de la porosité, nous avons constaté que le modèle de type capillaire de Comiti et Renaud permettait de prédire l'expansion sur un certain domaine de porosité, cette dernière a été déterminée pour l'ensemble des systèmes sphères-CMC à une valeur de 0,58 avec un écart relatif moyen modèle – expérience de 20 %, les modèles de Mishra, Brea et Sharma et Chhabra (1992) permettent de caractériser la totalité de l'expansion quelque soit le diamètre de la particule avec une précision satisfaisante, par contre le modèle de Sharma et Chhabra (1993, 1995) conduisent à une imprécision importante sur les résultats.

Pour poursuivre cette étude, il serait intéressant d'approfondir ce travail en faisant varier les propriétés des particules (forme, type), le fluide non newtonien présentant un caractère viscoélastique et rhéofluidifiant. Cicéron (2000) et Sabiri (1995, 1996) ont constaté que le modèle de type capillaire de Renaud et Comiti (1986) permettait de prédire l'expansion sur un certain domaine de porosité, ce domaine dépend fortement du type de particules composant le lit mais aussi du régime d'écoulement (le nombre de Reynolds dépend du comportement rhéologique du liquide), il serait donc intéressant d'étendre ce modèle et les différents modèles pour caractériser la vitesse au minimum de fluidisation et l'expansion pour d'autres systèmes fluides-particules.

Ils seraient souhaitable de déterminer la vitesse terminale de chute expérimentalement U_t pour prédire la vitesse superficielle par les équations de la littérature (Sharma et Chhabra (1993, 1995), Machac et al (1986, 1993), Kawase et Ulbrecht (1985)...) qui préconisent l'utilisation de cette dernière (U_t), et d'étudier les écoulements de liquide non newtonien purement visqueux à travers des lits fixes et fluidisés de mélange de particules de tailles et /ou de formes différentes. D'autres études peuvent concerner les lits triphasiques en milieu monodispersé et polydispersé, le phénomène d'adsorption d'un produit toxique sur la surface d'un adsorbant (charbon, zéolite, gel de silice...) à lit fixe et fluidisé.

Références bibliographiques

- [1] **Randrianarivelo T** « Etude numérique des interactions hydrodynamiques fluides-solides : application aux lits fluidisés », thèse de doctorat, université Bordeaux, 2005.
- [2] **Pascal G** « Séparation de protéines en présence de biomasse par adsorption en lit fluidise », université de Lausanne. EPFL, 1994.
- [3] **Shi LI** « Modélisation d'un incinérateur de boues en lit fluidisé en vue de la maîtrise des émissions de NO_x », Institut Polytechnique de Grenoble, 2008.
- [4] **Jimenez Munguia M/T**, « Agglomération de particules par voie humide en lit fluidisé », thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Industries Agricoles et Alimentaires, Allemagne, 2007.
- [5] **Serge Desportes**, « Imprégnation en voie sèche en lit fluidise, application a la synthèse de catalyseurs supports », thèse de doctorat, L'institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [6] **Kawase Y et Ulbrecht J**, « Mass and momentum transfer with non Newtonian fluids in fluidized beds », chem. Engng. Comm, vol. 32, 1985.
- [7] **Jaiswal A K, Sundarajan T et Chhabra R/ P**, « Simulation of non-Newtonian fluid flow through fixed and fluidized beds of spherical particles », Numerical Heat transfer, part A, vol. 21, pp. 275-295, 1992.
- [8] **Machac I, Balcar M et Lecjaks Z** « Creeping flow of non Newtonian liquids through fluidized beds of spherical particles », chem. Engng. Sci, vol 41 N°3, pp 591-596, 1985.
- [9] **Sharma M/K et Chhabra R/P**, « An experimental study of non Newtonian fluid through fixed bed and fluidized bed of non spherical particles », Can. J. Chem. Engng, vol 7, pp 586-591, 1992.
- [10] **Cicéron D**, « Etude de la fluidisation de particules de formes diverses par des liquides non newtoniens », thèse de doctorat, université de Nantes, 2000.
- [11] **Srinivas K et Chhabra P**, « An experimental study of non Newtonian flow through fixed and fluidized beds of non-spherical particles », the Canadian Journal of chemical engineering, vol 70, pp 586-591, 1991.
- [12] **Azerradj S**, « Contributions à l'étude expérimentale de la fluidisation liquide-solide en milieu polydispersé », thèse de magister, Université A. MIRA de Bejaïa, 1998.

- [13] **Kechroud N**, « Contribution a l'étude de la structure de l'écoulement a la sortie d'un lit fluidisé liquide-solide par vélocimétrie laser », thèse de magister, Université A. MIRA de Bejaïa, 2000.
- [14] **Kechroud N, Brahimi M et Djati A/H** « Characterization of dynamic behaviour of continuous phase in liquid fluidized bed », Powder technology, vol 200, pp 149-157, 2010.
- [15] **Kechroud N, Brahimi M et Djati A/H**, «Spectral analysis of the dynamic behaviour of the continuous phase in liquid fluidized bed », International conference on multiphase flow, Florida 2010.
- [16] **Faure R et coll** « Perte de pression et vitesse minimum de fluidisation dans un lit de particules 2D », université de Provence, P. 231–236, 2000.
- [17] **Jena H/M, Roy G/K et Biswal K/C**, « Studies on pressure drop and minimum fluidization velocity of gas–solid fluidization of homogeneous well-mixed ternary mixtures in un-promoted and promoted square bed », Chemical Engineering Journal, vol 145 , pp 16–24, 2008.
- [18] **Singh R/K et Roy G/K**, « Prediction of minimum bubbling velocity, fluidization index and range of particulate fluidization for gas–solid fluidization in cylindrical and non-cylindrical beds », Powder Technology, vol 159, pp 168 – 172, 2005.
- [19] **Chiou-Liang Lin, Ming-Yen Wey et Shr-Da You**, « The effect of particle size distribution on minimum fluidization velocity at high temperature », Powder Technology, vol 126, pp 297– 301, 2002.
- [20] **Mawatari Y, Tatemoto Y et Noda K**, « Prediction of minimum fluidization velocity for vibrated fluidized bed », Powder Technology, vol 131, pp 66– 70, 2003.
- [21] **Maria Teresa Jimenez Munguia** « Agglomération de particules par voie humide en lit fluidisé » thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Industries Agricoles et Alimentaires, 2007.
- [22] **Bounaceur A** « Interaction lit fluidisé de particules solides-rayonnement solaire concentré pour la mise au point d'un procédé de chauffage de gaz à plus de 1000 K », thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure Des Mines De Paris, 2008.
- [23] **Asif M et Ibrahim A**, « Minimum fluidization velocity and defluidization behaviour of binary-solid liquid-fluidized beds », Powder Technology, vol 126, pp 241– 254, 2002.

- [24] **Cornelissen J, Taghipour F, Renaud E, Ellis N et Grace J**, « CFD modeling of a liquid–solid fluidized bed », *Chemical Engineering Science*, vol 62, pp 6334 – 6348, 2007.
- [25] **Maureen A. Howley, Benjamin J. Glasser**, « Hydrodynamics of a uniform liquid-fluidized bed containing a binary mixture of particles », *Chemical Engineering Science*, vol 57, pp 4209 – 4226, 2002.
- [26] **Jordan Hristov**, « external-loop airlift magnetically stabilized bed – minimum stabilization and fluidization conditions », *China Particuology*, vol. 3, N^o. 4, pp 197-203, 2005
- [27] **Wen J, Pan L, Du L, Mao G**, « The denitrification treatment of low C/N ratio nitrate-nitrogen wastewater in a gas–liquid–solid fluidized bed bioreactor », *Chemical Engineering Journal*, vol 94, pp 155–159, 2003.
- [28] **Razzak S/A, Barghi S, Zhu J/X et Mi Y**, « Phase holdup measurement in a gas–liquid–solid circulating fluidized bed (GLSCFB) riser using electrical resistance tomography and optical fibre probe », *Chemical Engineering Journal* 147 210–218, 2009.
- [29] **Sabiri N** « Etude de l'écoulement de fluides newtonien et non newtonien à travers les milieux poreux : lits fixes et lits fluidisés », thèse de doctorat, université de Nantes, 1995.
- [30] **Kunii D et Levenspiel O**, « Fluidization engineering », Butterworths, Boston, 1991.
- [31] **Alexander A**, « statics, dynamics and safety related aspects », Université Delft, 2007.
- [32] **Loïc BAUSSARON**, « Etude du mouillage partiel et du transfert de matière liquide-solide en réacteur à lit fixe arrose », thèse de doctorat, L'institut National Polytechnique De Toulouse, 2005.
- [33] **Cicéron D, Comiti J, Chhabra P, Maurice R** « Non-Newtonian fluidization of spherical particles », *Chemical Engineering Science*, n vol 57, pp 3225 – 3234, 2002.
- [34] **Broniarz-Press L, Agacinski P, Rozanski J**, « Shear-thinning fluids flow in fixed and fluidized beds », *International Journal of Multiphase Flow*, vol 33, pp 675–689, 2007.
- [35] **Chhabra P et Richardson F**, « Non Newtonian flow in the process industries », *Fundamentals and engineering application*, 1999.
- [36] **Chhabra P et Richardson F**, « Non Newtonian flow and applied rhéologie », *engineering application*, 2008.

- [37] **Suksankraisorn K, Patumsawad S et Fungtammasan B**, « Prediction of minimum fluidization velocity from correlations: an observation », *asian J. Energy Environ.* Vol. 2 Issue 2, pp. 145-154, 2001.
- [38] **Machac I et coll**, « Fluidization of Spherical Particle Beds with Non-Newtonian suspension », *Chem. Biochem. Eng. Q.* vol 19, pp 123–132, 2005.
- [39] **Mecabe W/E, Smith J/C, and Harriott P**, « Unit Operations of Chemical Engineering », McGraw Hill, New York, 2001.
- [40] **Perry R/H, Green D/W, et Maloney J/O**, « Perry's Chemical Engineers Handbook », 7^{ème} Edition, McGraw-Hill, New York, 1997.
- [41] **Sam Chung, Kristen Henry, Chris Klifto, Jen Njoroje et Maureen Tang**, « Pressure Drop and Flow in Packed Beds: Comparison to the Ergun Equation », Carnegie Mellon University April 3, 2006.
- [42] **Moreira E/A and Coury J/R**, « The influence of structural parameters on the permeability of ceramic foams », *Brazilian Journal of Chemical Engineering*, Vol. 21, N°. 01, pp. 23 - 33, 2004.
- [43] **GARCIA MALDONADO J/ G**, « Effet des caractéristiques physiques des matériaux sur l'hydrodynamique et le transfert de matière des lits fixes fonctionnant à co-courant ascendant de gaz et de liquide », thèse de doctorat, L'institut National Des Sciences Appliquées De Toulouse, 2005.
- [44] **Mishra P, Singh D, Mishra I/M** « Momentum transfer to Newtonian and non-newtonian fluids flowing through packed and fluidized beds Original Research Article » *Chemical Engineering Science*, Volume 30, pages 397-405, April 1975.
- [45] **Kumar S et Upadhyay S**, « Mass and momentum transfer to Newtonian and non Newtonian fluids in fixed and fluidized beds » *Ind. Engeg. Chem. Fandam*, vol 20, pp 186-195, 1981.
- [46] **Brea F, Edwards M et Wilkinson W**, « The flow of non-Newtonian fluids in fixed and fluidized beds », *Chemical Engineering Science*, volume 31, pp 329-336, 1975.
- [47] **Brea F**, « Fluidization of particles with non-Newtonian liquids », édité par Wiley, New York, 1974.

- [48] **Comiti J et Renaud M** « A new model for determining mean structure parameters of fixed beds from pressure drop measurement: application to beds packed with prallelepipedique particles», *Chemical Engineering Science*, volume 44, pp1539-1545, N°7, 1989.
- [49] **Comiti. J, Sabiri N et Montillet A**, « Experimental characterisation of flow regimes in various porous media – III: limit of Darcy’s or creeping flow regime for Newtonian and purely viscous non-Newtonian fluids », *Chem Enging Sci*, vol. 55, pp. 3057-3061, 2000.
- [50] **Montillet A**, « Ecoulement dans les lits de sphères limite de validité de la loi de forchheimer », C.R.T.T., Bd de l’Université, BP 406 – 44602 Saint-Nazaire Cedex – France, XV^{ème} Congrès Français de Mécanique, 2001.
- [51] **Imamwahyudi, Agnès Montillet et Abderahmane O.A. Khalifa**, « Darcy and post-Darcy flows within different sands Ecoulements darciens et post-darciens dans différents sables », *Journal Of Hydraulic Research*, vol. 40, N°. 4, 2002.
- [52] **Sabiri N, Comiti J**, « Experimental validation of a model allowing pressure gradient determination for non Newtonian purly viscous fluid-flow through packed beds », *Chem Enging Scie*, vol 52, N. 20, pp 3589-3592, 1997a.
- [53] **Sabiri N, Comiti J**, « Ecoulement de fluides newtonien et non newtonien à travers des lits stratifiés », *the Cnadien journal of chemical engineering*, vol 7, N 6, pp 1030-1037, 1997b.
- [54] **Sabiri N, Comiti J et Brahimi M**, « fluidization of various shaped particles by non Newtonian purely viscous fluids », *proceeding de 5th World congress of chemical engineering de Sandiego édité par Aiche*, vol. 6, pp.225-230, 1996.
- [55] **Olivier Vande Vyver**, « Etude et mise au point d’une cellule à électrodes poreuses pour la récupération d’ions métalliques en solution », thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 2007.
- [56] **Mauret E et Renaud M**, « transport phenomena in multi-particles systems I. limits of applicability of capillary model in high voidage beds--application to fixed beds of fibers and fluidized beds of spheres », *Chem Enging Scie*, vol. 52, N°. 11, pp. 1819-1834, 1997.
- [57] **Kawase Y et Ulbracht J. J**, « Motion of and mass transfer from an assemblage of solid spheres moving in a non-Newtonian fluid at high Reynolds numbers », *numerical heat transfer, part A*, vol.21, pp. 233-249, 1981a.

- [58] **Miura H et Kawase Y**, « minimum liquid fluidization velocity in tow-and three-phase fluidized beds with non-Newtonian fluids », powder technology, vol 97, pp 124-128, 1998.
- [59] **Kawase Y et Ulbracht J J**, « Drag and mass transfer in non-Newtonian flows through multi-particles systems at low Reynolds numbers », chemical engineering Science, vol. 36, pp. 1193-1202, 1981b.
- [60] **Kawase Y et Ulbracht J J**, « Mass and momentum transfer with non Newtonian fluids in fluidized bed », chemical engineering Science, vol. 32, pp. 263-288, 1985.
- [61] **Siska B, Machac I**, « Fluidization with viscoelastic polymer solutions in the transition flowregion » Chemical Engineering Science, vol 61, pp 8089 – 8094, 2006.
- [62] **Machac I, Mikulasek P et Lecjaks Z**, « Flow of non Newtonian liquids through fluidized beds of spherical particles », Progressive trends in rheology, II, Steinkopff Verlag, GmbH & Co., Darmstadt, 868, 1988.
- [63] **Machac I, Mikulasek P et Ulbrichova I**, « Non Newtonian fluidization of spherical-particle beds », Chemical Engineering Science, vol 41, N° 11, pp 2109-2118, 1993.
- [64] **MACHAC I, COMITI J, BROKL P et SSKA B**, « Fluidization of spherical particle beds with boger fluids », Trans I Chem E, Vol 81, Part A, October 2003
- [65] **Geldart D**, « gas fluidization technology », university of Bradford, UK, 1986.
- [66] **Scuzzarella A, Simons S. J. R, Hills C/D et Carey P/ J**, « Investigation on assisted fluidization of a cohesive powder », Chemical Engineering Research and Design, vol 83(A11), pp 1319–1324, 2005.
- [67] **Sunun Limtrakul, Jinwen Chen, Palghat A**, « Solids motion and holdup profiles in liquid fluidized beds », Chemical Engineering Science, vol 60, pp 1889 – 1900, 2005.
- [68] **Jose Manuel Valverde**, « Magnetic field assisted fluidization: A modified Richardson–Zaki equation », China Particuology 5, pp 61–70, 2007.
- [69] **Aguilar Corona. A**, « Agitation des particules dans un lit fluidisé liquide. Etude expérimentale », thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2008
- [70] **Erik van Zessen**, « Hydrodynamics of a liquid-liquid-solid fluidized-bed bioreactor », thèse de doctorat, Université de, van Wageningen, 2003.

- [71] **By Renzo Di Felice et Ralf Kehlenbeck**, « Research News Sedimentation Velocity of Solids in Finite Size Vessels », Chem. Eng. Technol.vol 23, 2000.
- [72] **Dong Hyun Lee** « Transition Velocity and Bed Expansion of Two-Phase (Liquid-Solid) Fluidization Systems », Chemical Engineering Corea, Ig (3), 347-351, 2001.
- [73] **Kelessidis Vassilios**, « An explicit equation for the terminal velocity of solid spheres falling in pseudoplastic liquids », Chemical Engineering Science 59 (2004) 4437 – 4447
- [74]**Chhabra P et Peri S**, « Simple method for the estimation of free-fall velocity of spherical particles in power-law liquids », powder technology, vol 67, pp 287-290, 1991.
- [75] **Darby R**, « determining settling rates of particles », Chemical Engineering Science, pp 109-112, Décembre 1996.
- [76] **Yu Y, wen C et Baillie K**, « Power-law fluids flow through multipartcles systems », the Canadian Journal of Chemical Engineering, vol. 46, pp. 149-154, 1968.
- [77] **Hariprasad J el coll**, « Minimum fluidization velocity at elevated temperatures for Geldart's group-B powders », Experimental Thermal and Fluid Science, vol 32, pp 166–173, 2007.
- [78] **Gupta S/K et coll**, « Prediction of minimum fluidization velocity for fine tailings materials », Powder Technology, vol 196, 263–271, 2009.
- [79] **Chhabra R/ P**, « Bubbles drops, and particles in non Newtonian fluids », CRC Press, Boca Raton, PP 217-297.
- [80] **Broniarz-Press L**, « Shear-thinning fluids flow in fixed and fluidized beds », International Journal of Multiphase Flow, vol 33, pp 675–689, 2007.
- [81] **Cabral R.A.F**, « Effect of apparent viscosity on fluidized bed drying process parameters of guava pulp », Journal of Food Engineering, vol 80, pp 1096–1106, 2007.
- [82] **Midoux N** « Mécanique et rhéologie des fluides en génie chimique », technique et documentation, 1985.
- [83] **Tixier N** « Approche des propriétés rhéologiques de suspensions biologiques floculées », thèse de doctorat, l'université de Limoge, 2003.
- [84] **Fourar K** « Amélioration des propriétés rhéologiques des fluides de forage a base de biopolymères : 'application aux puits horizontaux' », thèse de doctorat, l'université M'hamed Bougara Boumerdes, 2007.

- [85] **Koffi Léon Konan**, « Interactions entre des matériaux argileux et un milieu basique riche en calcium », thèse de doctorat, Université de Limoges, 2006.
- [86] **Benchabane A** « Etude du comportement rhéologique de mélanges argiles - polymères. Effets de l'ajout de polymères », thèse de doctorat, Université Louis Pasteur – Strasbourg, 2006.
- [87] **MAHASSINE S** « Drainage des Mousses Aqueuses : Rôle de La Rhéologie du Fluide Moussant. », thèse de doctorat, Université PARIS XI UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY, 2006.
- [88] **Ibaliden K et Ahouari R**, « Rhéologie des fluides industriels le pétrole brut Algérien et la carboxyméthylcellulose », Projet de fin d'étude, Génie chimique, Université A. MIRA Bejaïa, 2006.
- [89] **Haresh KHemani**, «Effect of temperature on the viscosity of the fluid», Mechanical Engineering, 2008.
- [90] **Jean Vidal**, «Thermodynamique: applications au génie chimique et à l'industrie pétrolière», édition TECHNIP, Paris, 1997.
- [91] **Khaled B, Adel B, Abderrahmane M**, « Effet de l'ajout de polyanionique et de KCl sur le comportement rhéologique de la suspension de bentonite de Maghnia (Algérie) » 18^{ème} Congrès Français de Mécanique, Université de Boumerdès, 2007.
- [92] **Hariprasad J el coll** « Minimum fluidization velocity at elevated temperatures for Geldart's group-B powders », Experimental Thermal and Fluid Science, vol 32, pp 166–173, 2007.
- [93] **Chaal L, Zerari D**, «Expansion des lits fluidisés liquide-solide : modèle type capillaire», Projet de fin d'étude, Génie chimique, Université A. MIRA Bejaïa, 1996.
- [94] **Sehila M et Talbi L**, « Prédiction de la vitesse minimale de fluidisation liquide-solide en milieu polydispersé », Projet de fin d'étude, Génie chimique, Université A. MIRA Béjaia, 2003.
- [95] « Instruction manual viscometer VT 500/501 », HAAKE Mess-Technik gmbhu. CO, Germany (Allemagne)
- [96] **Abukhalifeh H**, « Hydrodynamics of TBC with non-Newtonian liquids: Liquid holdup », Chemical Engineering and Processing, vol 48, pp 1222–122, 2009.

[97] Kelessidis V/C, Mpandelis G, « Measurements and prediction of terminal velocity of solid spheres falling through stagnant pseudoplastic liquids », *Powder Technology*, vol 147, pp 117– 125, 2004.

[98] Comiti J, Montillet A, Seguin D, Hilal M, « Modeling of power law liquid–solid mass transfer in packed beds at Darcy regime », *Chemical Engineering Journal*, vol 89, pp 29–36, 2002.

Annexe I

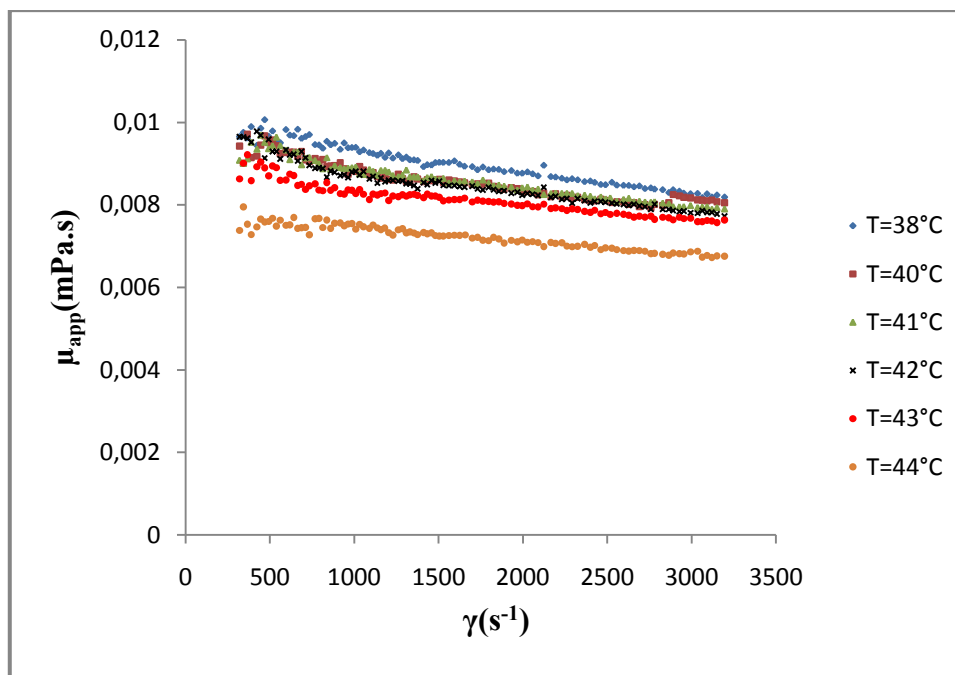


Figure (annexeI.1) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes pour le système (CMC-2mm)

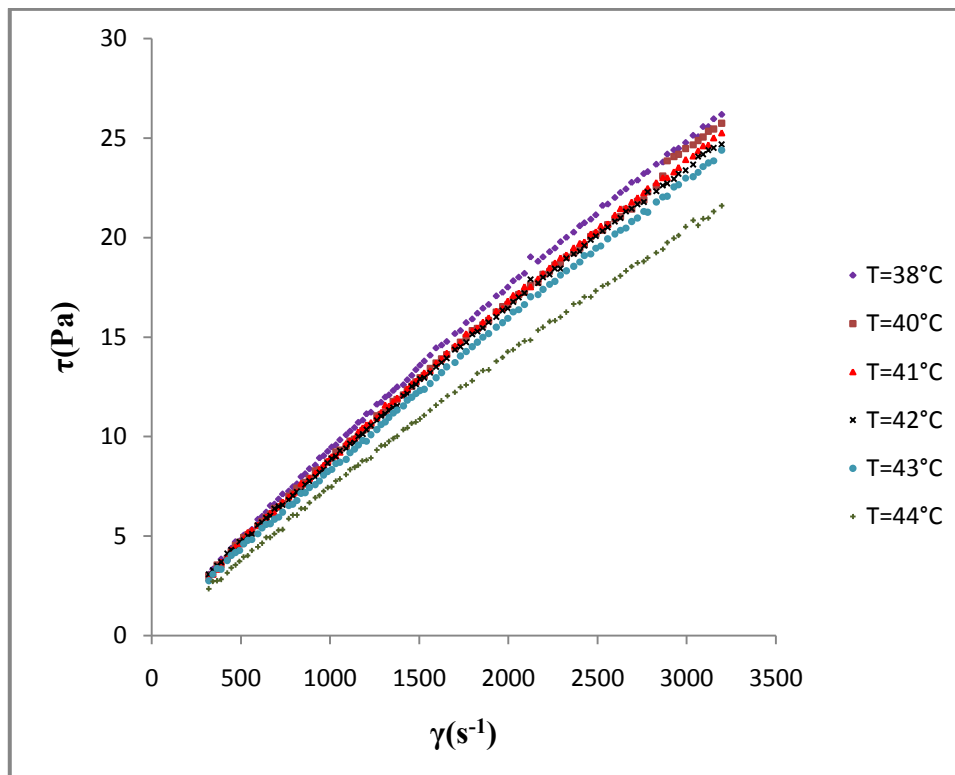


Figure (annexeI.2) : évolution de la viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes pour le système (CMC-2mm).

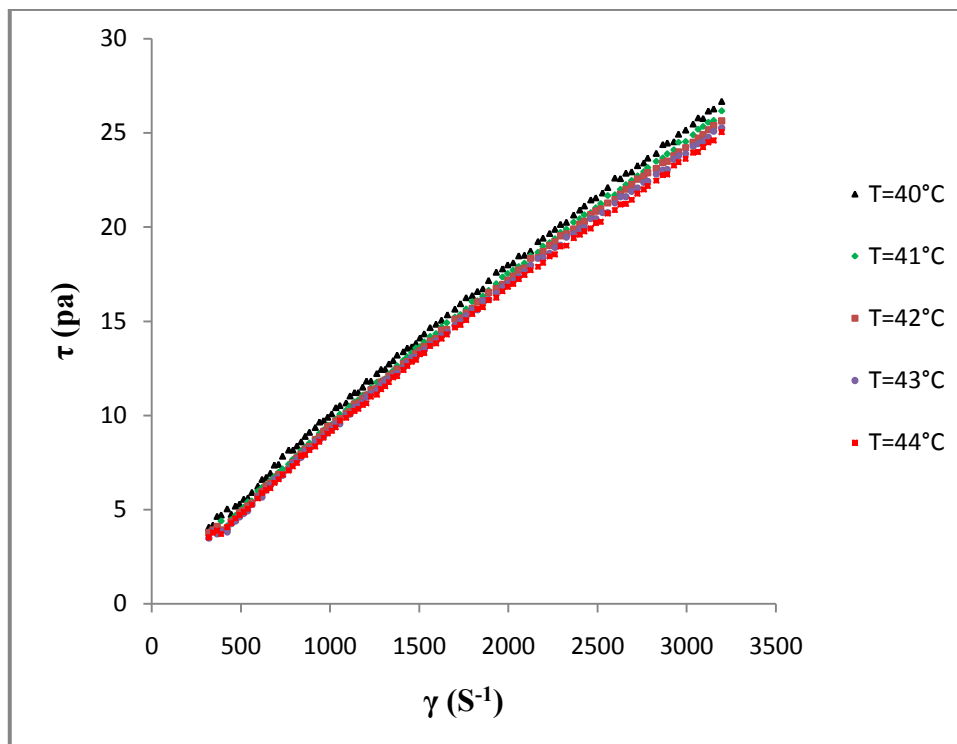


Figure (annexe 1.3) : évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes pour le système (CMC-3mm).

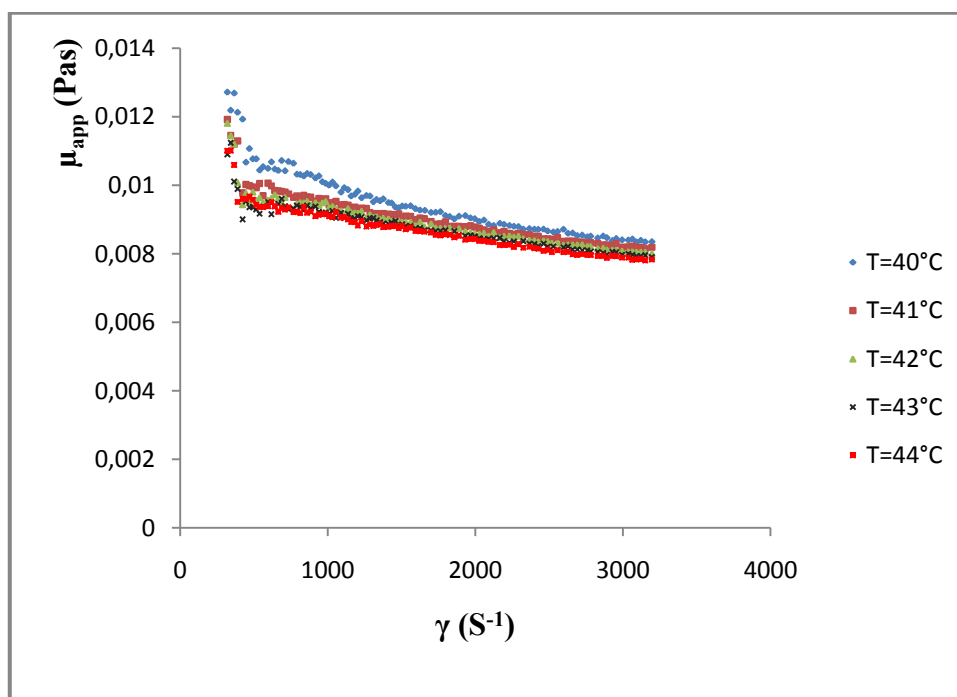


Figure (annexe I.4) : évolution de la viscosité en fonction de la vitesse de cisaillement à des températures différentes pour le système (CMC-3mm).

Tableau (annexe I.1) : variation des paramètres de la loi de puissance en fonction de la température pour le système (CMC-2mm).

T (°C)	k	n
38	0,0166	0,9152
40	0,0156	0,9179
41	0,0156	0,918
42	0,0146	0,9169
43	0,0137	0,9285
44	0,0109	0,9429

Tableau (annexe I.2) : variation des paramètres de la loi de puissance en fonction de la température pour le système (CMC-3mm).

T (°C)	k	n
40	0,03	0,841
41	0,0223	0,8763
42	0,0206	0,8848
43	0,0201	0,8844
44	0,0187	0,8956