

*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<sup>elle</sup> BOUGUERRA Nassima*

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

*Filière : Génie des Procédés*  
*Option : Génie Chimique*

# *Étude des caractéristiques hydrodynamiques globales de la fluidisation de particules sous l'effet de la variation de la viscosité du fluide*

*Devant le jury composé de :*

<b>M. BENAMOR M.</b>	Professeur (U.A. M. Béjaïa)	<b>Président</b>
<b>Mme BOUROUINA S.</b>	Professeur (U.A. M. Béjaïa)	<b>Examinatrice</b>
<b>M. SADAOUI D.</b>	Maitre de Conférences (U.A. M. Béjaïa)	<b>Examineur</b>
<b>M. BRAHIMI M.</b>	Maitre de Conférences (U.A. M. Béjaïa)	<b>Rapporteur</b>

**Année Universitaire 2010 – 2011**

## REMERCIEMENTS

*Comme le veut la tradition, je vais tenter de satisfaire au difficile exercice de la page des remerciements. C'est avec mon enthousiasme le plus vif et le plus sincère que je voudrais rendre mérite à tous ceux qui, à leur manière, m'ont aidée à mener à bien ce travail.*

*Je désire alors exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Malek BRAHIMI, Maitre de conférences à l'Université Abderrahmane MIRA de Bejaia pour avoir accepté de me diriger patiemment et sans qui cette thèse n'aurait pu avoir lieu. En m'accueillant au sein de Laboratoire d'Hydrodynamique et transferts turbulents, il a mis à ma disposition toutes les conditions nécessaires à la réalisation de ce projet de recherche. Je lui suis infiniment reconnaissante de la bienveillance dont il a fait preuve à mon égard, de ses encouragements incessants et de sa confiance qui ne s'est jamais démentie.*

*Je tiens à remercier également le professeur Mohamed. BENAMOR Professeur à l'Université Abderrahmane MIRA de Bejaia qui m'a honorée en acceptant d'être Président de ce jury. Un remerciement particulier aussi à M<sup>me</sup> Saliha. BOUROUINA, professeur et M Djamel. SADAOUI, Maitre de conférences à l'Université Abderrahmane MIRA de Bejaia qui m'ont honorée en acceptant d'être examinateurs dans ce jury.*

*Je tiens à remercier pour leur aide précieuse, les enseignants chercheurs du Laboratoire d'Hydrodynamique et transferts turbulents ; Mme BRAHIMI. F, M. TIGHZERT. H, Melle KECHROUD .N, ainsi qu'à ma collègue Melle BOUDRAHEM. N, post-graduante au sein du même Laboratoire.*

*Qu'il est agréable d'avoir face à soi des gens sympathiques et serviables ! Je tiens à cet égard à remercier l'équipe du hall de technologie à savoir M. BOUAMARA.N, M. BABA AHMED. Y, M. HADDADI. Z ET M.KERMOUCHE. A.*

## DÉDICACES

*Mes pensées vont à l'ensemble de mes proches. Leur amour, leur confiance et leur soutien m'ont aidé à surmonter bien des obstacles. Ce travail est autant le mien que le leur.*

*Je pense naturellement à mes parents si précieux. Ils m'ont toujours aidée et encouragée. Je les remercie pour leur réconfort dans les moments de doute et pour leurs prières incessantes à Dieu Tout Puissant. Ils m'ont donnée la force intérieure d'aller au bout de ce parcours. Ces quelques mots ne suffiront jamais à exprimer tout ce que je leur dois.*

*Je voudrais témoigner également toute mon affection à ma sœur Sonia et mes frères : Sofiane et Imad pour l'appui moral déterminant qu'ils m'ont apporté et toute ma famille.*

*Je n'oublie pas naturellement tous mes amis et l'ensemble des étudiants de la promo 2010-2011 en particulier H. Souaad.*



## ***Résumé***

La fluidisation est une opération unitaire d'une grande importance industrielle telle que la purification et le traitement des eaux usées. Elle consiste à mettre en suspension des particules solides par un écoulement ascendant de fluide.

Dans ce travail nous avons effectué une étude expérimentale du phénomène de fluidisation de particules sphériques en verre de différents diamètres ( $d_p=2\text{mm}$ ,  $d_p=3\text{mm}$  et  $d_p=4\text{mm}$ ) avec des fluides newtoniens « solutions aqueuses de glycérol ». Ainsi nous avons étudié l'influence de la viscosité sur quelques caractéristiques hydrodynamiques globales de la fluidisation, telles que la vitesse au minimum de fluidisation ainsi que l'expansion du lit, dans une colonne cylindrique en verre de diamètre intérieur  $D=20\text{ mm}$  et de hauteur  $H=1000\text{ mm}$ .

Le minimum de fluidisation et l'expansion du lit ont été déterminés expérimentalement pour les différents systèmes solide-liquide et les résultats expérimentaux obtenus ont été confrontés à différentes corrélations de la littérature. Nous avons constaté que nos résultats sont comparables aux prédictions de certaines de celles-ci.

**Mots Clés :** Lits fluidisés solide-liquide ; Vitesse au minimum de fluidisation ; Expansion des lits fluidisés, fluides newtoniens.

## ***Abstract***

A fluidization is a unitary operation with large industrial importance such as purification and sewage treatment. It consists to put solid particles on suspension with upward fluid flow. In this work we have conducted an experimental study of the fluidization phenomenon of spherical glasses particles of various diameters ( $d_p=2\text{mm}$ ,  $d_p=3\text{mm}$  and  $d_p=4\text{mm}$ ) with Newtonian fluids "aqueous solutions of glycerol". Thus we studied the influence of viscosity on some macroscopic hydrodynamic characteristics of fluidization such as the minimum fluidization velocity and the expansion of the bed, in a cylindrical column made of glass with internal diameter  $D=20\text{ mm}$  and height  $H=1000\text{ mm}$ .

The minimum fluidization velocity and the bed expansion of different systems fluid/particles were determined experimentally and the results were confronted with various correlations of the literature. We show that our results are comparable with some of these predictions.

**Key words:** Fluidized solid-liquid beds; minimum velocity; Expansion of fluidized beds, Newtonian fluid.

# *Sommaire*

## *Sommaire*

Liste des tableaux

Liste des figures

Nomenclature

**Introduction générale..... 1**

### **Chapitre I : Partie bibliographique**

I.1. Généralités sur la fluidisation .....	3
I.2. Description et interprétation du phénomène de fluidisation .....	4
I.3. Lit fixe.....	6
I.3.1. Lois de perte de charge d’Ergun .....	7
I.3.1.1. Fondement et expression de la loi d’Ergun .....	8
I.3.2. Equation de MACDONALD .....	9
I.3.3. Modèle type capillaire.....	10
I.4. Lit fluidisé .....	14
I.4.1. Perte de charge .....	15
I.4.2. Définition et calcul de la vitesse minimale de fluidisation .....	15
I.4.3. L’expansion des lits fluidisés.....	19
I.4.4. Vitesse terminale de chute des particules .....	21
I.4.5. Modèle de type capillaire.....	23
I.4.5.1. Construction du modèle .....	24
I.4.5.2. Détermination de la vitesse minimale de fluidisation.....	26
I.4.5.3. Expansion des lits fluidisés.....	27
I.5. Paramètres influençant la fluidisation.....	29
I.5.1. Effet de la température sur la viscosité .....	29
I.5.2. Effet de la pression sur la viscosité.....	30
I.6. conclusion .....	32

## **Chapitre II : Installation et procédure expérimentale**

II.1. Caractéristiques des phases liquides et solides.....	33
II.1.1 la phase solide.....	33
II.1.2. La phase liquide.....	34
II.1.2.1. détermination de la viscosité .....	34
II.1.2.2. détermination de la masse volumique .....	37
II.2. pilote de fluidisation .....	39
II.3. Protocol expérimental.....	45
II.3.1. Mesure des débits .....	45
II.3.2. Mesure de Pression.....	45
II.3.3. Mesure de la température .....	45
II.3.4. Mesure de la hauteur du lit (expansion) .....	46
II.4. Problèmes pratiques de la fluidisation.....	48

## **Chapitre III : Résultats et discussion**

III.1. Mesure de la viscosité du fluide.....	49
III.2. Détermination de la vitesse minimale de fluidisation .....	51
III.3. Expansion du lit fluidisé.....	61
III .4. Conclusions .....	68
<b>Conclusion générale</b> .....	70

## **Références bibliographiques**

## **Annexes**

## Liste des tableaux

<b>Tableau I.1</b>	Valeurs des constantes K1 et K2 de la relation de WEN et YU	18
<b>Tableau II.1</b>	Propriétés physiques des particules sphériques.	34
<b>Tableau II.2</b>	Caractéristiques du dispositif de mesures MVDIN	35
<b>Tableau II.3</b>	Caractéristiques des différents systèmes particules/fluide	38
<b>Tableau III.1</b>	Comparaison entre les valeurs de $U_{mf}$ expérimentales et celles calculées en utilisant le modèle Capillaire	58
<b>Tableau III.2</b>	Valeurs de $U_{mf}$ calculées à partir des corrélations proposées et comparaison avec les valeurs expérimentales du présent travail.	60
<b>Tableau III.3</b>	Ecart relatifs moyens par intervalle de porosité, entre les valeurs expérimentales de la vitesse superficielle et celles calculées par les corrélations choisies	66

## Liste des figures

<b>Figure I.1</b>	Variation de la perte de charge et de la hauteur du lit en fonction de la vitesse du fluide	6
<b>Figure II.1</b>	Dispositif de mesure MVDIN	36
<b>Figure II.2</b>	Schéma général de l'installation	41
<b>Figure II.3</b>	Schéma de la colonne de fluidisation	42
<b>Figure II.4</b>	Photo de dispositif expérimental	43
<b>Figure II.5</b>	Schéma général de l'installation à section rectangulaire.	44
<b>Figure II.6.a</b>	Lit fixe	47
<b>Figure II. 6. B</b>	Lit fluidisé	47
<b>Figure III.1</b>	Variation de la viscosité de la solution aqueuse de glycérol à 50% volumique en fonction de la température	50
<b>Figure III.2</b>	Variation de la viscosité de la solution aqueuse de glycérol à 70% volumique en fonction de la température	51
<b>Figure III.3</b>	variation de la chute de pression en fonction de la vitesse d'écoulement ( $d_p=2\text{mm}$ , solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0144\text{ Pa.S}$ ).	52
<b>Figure III.4</b>	Variation de la hauteur du lit en fonction de la vitesse d'écoulement ( $d_p=2\text{mm}$ , solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0144\text{ Pa.S}$ ).	52
<b>Figure III.5</b>	Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère $d_p=3\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0144\text{ Pa.s}$ ).	53
<b>Figure III.6</b>	Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère $d_p=4\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0144\text{ Pa.s}$ ).	54
<b>Figure III.7</b>	Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère $d_p=2\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0214\text{ Pa.s}$ ).	54

<b>Figure III.8</b>	Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère $d_p=3\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ ).	55
<b>Figure III.9</b>	Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère $d_p=4\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ ).	55
<b>Figure III.10</b>	Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères $d_p=2\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0144\text{ Pa}\cdot\text{s}$ )	62
<b>Figure III.11</b>	Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères $d_p=3\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0144\text{ Pa}\cdot\text{s}$ )	62
<b>Figure III.12</b>	Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères $d_p=4\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0144\text{ Pa}\cdot\text{s}$ )	63
<b>Figure III.13</b>	Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères $d_p=2\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ )	63
<b>Figure III.14</b>	Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères $d_p=4\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ )	64
<b>Figure III.15</b>	Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères $d_p=3\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ )	64

**NOMENCLATURES**

av	Surface mouillée sur le volume du lit	[m <sup>2</sup> /m <sup>3</sup> ]
a <sub>vs</sub>	Surface spécifique statique	[m <sup>2</sup> /m <sup>3</sup> ]
Ar	Nombre d'Archimède	
Cd	Coefficient de trainé	
D	Diamètre de la colonne de fluidisation	[mm]
Deh	Diamètre équivalent	[mm]
dp	Diamètre moyen des particules	[mm]
Fs	Force de Stokes	[N]
g	Accélération de la gravité	[m.s <sup>-2</sup> ]
Ga	Nombre de Galilée	
H	Hauteur du lit	[mm]
K	Constante de KOZENY	K
K <sub>0</sub>	Constante de Craman	K <sub>0</sub>
L	Longueur de la colonne	[m]
m	Masse des particules	[kg]
Mv	Nombre de masse volumique	
Q	Débit volumique	[m <sup>3</sup> /s]
Re	Nombre de Reynolds	Re
Re <sub>BK</sub>	Nombre de Reynolds de BLACK-KOZENY	
Re <sub>mf</sub>	Nombre de Reynold au minimum de fluidisation	Re <sub>mf</sub>
Re <sub>p</sub>	Nombre de Reynold particulaire	
Rh	Rayon hydraulique	[mm]
U	Vitesse superficielle de l'écoulement de fluide	[m/s]
U <sub>0</sub>	Vitesse en Fut vide	[m/s]
U <sub>i</sub>	Vitesse interstitielle	[m/s]
U <sub>mf</sub>	Vitesse minimale de fluidisation	[m/s]
U <sub>t</sub>	Vitesse de chute	[m/s]
Sp	Surface vraie des particules	[m <sup>2</sup> ]
T	Température de fluide	°C
T <sub>K</sub>	Température de référence	°C

---

$t$	Temps de passage	[s]
$\Delta p/H$	Perte de charge par mètre dans le lit	[Pa/m]

**Lettres grecques**

$\rho_S$	Masse volumique des particules	[kg /m <sup>3</sup> ]
$\rho_f$	Masse volumique de fluide	[kg /m <sup>3</sup> ]
$\varepsilon$	Porosité du lit	
$\varepsilon_{mf}$	Porosité au minimum de fluidisation	
$\Phi$	Facteur de sphéricité	
$\Omega$	Section droite de la colonne	[m <sup>2</sup> ]
$\mu$	Viscosité dynamique de fluide à une température quelconque	[Pa.s]
$\mu_o$	Viscosité à T=0°C	[Pa.s]
$\tau$	Tortuosité	
$\mu_K$	Viscosité du liquide à la température de référence	[Pa.s]
$\mu_o$	Viscosité à T=0°C	[Pa.s]
$\omega$	Facteur acentrique	

# *Introduction générale*

## **Introduction générale**

La fluidisation est une opération unitaire d'une grande importance industrielle [1], elle consiste à maintenir en suspension une phase solide pulvérulente par l'écoulement ascendant d'un fluide à travers ce milieu solide [2]. Le terme fluidisation vient du fait que la suspension fluide-solide est amenée dans un état semblable à celui des fluides [3, 4].

Cette technique, connue depuis fort longtemps permet de réaliser un contact intime entre une phase dispersée se présentant sous forme de grains et une phase fluide (phase continue) [1]. Elle présente un certain nombre d'avantages qui sont à la base de son véritable développement dans les années qui ont suivi la Seconde Guerre mondiale [5]. Elle connaît actuellement un regain d'intérêt dans divers domaines. En tant que procédé industriel, la fluidisation solide-liquide est beaucoup moins répandue que la fluidisation gazeuse. Cependant, l'utilisation de lits fluidisés liquides recouvre une variété étendue d'opérations de transfert de masse, comme la cristallisation, la réaction catalytique hétérogène [6], de la production d'énergie et de l'environnement [1]. Ils sont beaucoup utilisés dans diverses applications industrielles telles que les industries chimiques et pharmaceutiques, les processus qui incluent le revêtement des comprimés, le développement des lits d'adsorption des biomolécules, les fluides catalytiques de craquage et l'incinération des déchets solides (Levenspiel 1991). Ils sont aussi utilisés dans la purification du minerai par mise en suspension des particules solides, la purification et le traitement des eaux usées [7].

Le développement des procédés dans les lits fluidisés liquide-solide nécessite une amélioration des connaissances expérimentales concernant les caractéristiques hydrodynamiques locales du lit et une meilleure compréhension du comportement dynamique des deux phases, pour connaître l'énergie qu'on devra dépenser pour filtrer une solution ou pour faire passer une solution à travers un lit servant de catalyseur à une réaction particulière [8]. L'étude de ces caractéristiques hydrodynamiques locales a été systématiquement effectuée dans les travaux de N. KECHERROUD [9, 10, 11] et S. AZERRADJ [12].

Plusieurs paramètres influencent les conditions dynamiques de la fluidisation, l'un de ces paramètres est la vitesse d'écoulement du fluide au début de fluidisation ; la vitesse où le comportement du liquide-solide se développe, cette vitesse appelée vitesse minimale de fluidisation, est importante pour l'analyse des lits fluidisés [13]. Les autres paramètres souvent utilisés pour décrire les systèmes solide-liquide sont l'expansion et la variation de la

pression à l'intérieur du lit ; ces paramètres sont principalement contrôlés par trois facteurs : la forme des particules, leurs tailles et densités ainsi que les caractéristiques du fluide utilisé [9, 12].

L'étude de l'écoulement des fluides newtoniens dans les milieux poreux a fait l'objet de nombreuses études. Depuis les premiers travaux de Darcy et FORCHHEIMER [14], notamment, de nombreuses études expérimentales concernant l'évolution de la chute de pression en fonction de la vitesse d'écoulement d'un fluide newtonien ont été menées dans les années 40 et 50 [14]. L'analyse de ces travaux montre qu'une grande majorité d'entre eux concerne l'écoulement de liquide newtoniens à travers de lits de particules sphériques. Les études de l'influence de la viscosité sur les caractéristiques hydrodynamiques de la fluidisation ne sont pas nombreuses.

L'objectif de ce travail consiste justement à décrire le phénomène de fluidisation des particules sphériques de différentes tailles par des liquides newtoniens de différentes viscosités et leur impact sur les vitesses au minimum de fluidisation et l'expansion du lit. Cette étude comprend trois chapitres :

Le premier chapitre présente quelques généralités sur le phénomène de la fluidisation d'un solide par un liquide et regroupe brièvement un bilan des travaux antérieurs relatifs aux caractéristiques hydrodynamiques d'une couche fluidisée liquide-solide.

Le second chapitre décrit l'installation expérimentale, la technique de mesure utilisée et les méthodes de traitement des données expérimentales. Le dernier chapitre présente les différents résultats expérimentaux obtenus, et leur confrontation aux résultats antérieurs.

Nous terminons ce travail par une conclusion générale qui regroupe les différentes analyses des résultats obtenus au cours de ce travail. Enfin l'ensemble des éléments d'information auxquels nous avons abouti et les perspectives pour la suite de cette contribution.

*Chapitre I*  
*Partie bibliographique*

## Chapitre I : Partie bibliographique

### I.1. Généralités sur la fluidisation

La fluidisation est une technique qui consiste à mettre un produit granuleux ou pulvérulent en suspension dans un fluide formant ainsi un milieu qui possède certaines propriétés des liquides [15, 16], cela afin d'améliorer le contact fluide/solides et favoriser la cinétique des réactions chimiques et des transferts thermique et massique [5].

On dit qu'un lit de particules solides atteint un état fluidisé quand les interactions fluide particules compensent le poids des particules, de telle manière que chaque particule soit complètement supportée par le fluide [17].

Les lits fluidisés présentent des avantages considérables du fait des propriétés qu'ils confèrent au fluide et au solide en présence, aussi bien du point de vue des réacteurs de génie chimique qui peuvent en découler que du point de vue des échangeurs[18] .

Les lits fluidisés permettent de réaliser des échanges très intenses en chaleur et en masse entre le solide et le fluide ainsi que la régulation du débit de particules donc de la vitesse de réaction ou des échanges [18, 19, 20]. La distribution (le pourcentage) de solide dans un lit fluidisé est plus ou moins uniforme [18, 19]. De même que les coefficients d'échanges de chaleur, les réactions en lit fluidisé sont rendues intenses [21] du fait de l'état finement divisé des particules et de leur très forte agitation ; les particules solides sont rapidement mises en contact avec le fluide n'ayant pas encore réagi. En général, dans un lit fluidisé, la perte de charge peut être plus faible et constante qu'à travers une couche fixe de solide pour une même vitesse de fluide. La phase solide du système peut être aisément renouvelée si besoin est, même en fonctionnement, de même que la vidange et le nettoyage du lit de particules se font très facilement.

Par contre, le développement des applications des lits fluidisés a été freiné par un certain nombre d'inconvénients, tels que ; Les particules solides friables (fines) sont entraînées par le fluide et doivent être remplacées ; il y a donc une perte de produit souvent onéreuse (catalyseur par exemple) [21]. Les tuyauteries et les réacteurs peuvent être sérieusement érodés par le passage des particules broyées, érodées et fines et qui peuvent aussi constituer une source de pollution gênante ou nocive. Le mélange rapide des particules et du fluide et la présence des bulles (zones dépourvues de particules) [21] conduit à des temps de contact variés entre fluide et solide, donc à des temps de réaction très variables dans

un même réacteur [17] et le travail en continu dans un lit fluidisé est difficile lorsqu'on apporte et soutire en continu les particules solides ; ce ne sont pas les particules les premières entrées qui sortent les premières. A haute température, les particules peuvent s'agglomérer, conduire à des débuts de fusion et de frittage. La fluidisation nécessite une consommation d'énergie pour maintenir les particules en suspension.

Malgré tous ces inconvénients et malgré le cout et la complexité des lits fluidisés, un grand nombre d'applications a été réalisé dans les domaines les plus divers : le traitement thermique, les échangeurs, les appareils de combustion ou de séchage, les réacteurs chimiques et pétroliers [18]. La première grande application de la fluidisation a été réalisée aux Etats-Unis en 1940 et correspond au craquage d'hydrocarbures [16] en phase gazeuse. Depuis la technique des lits fluidisés s'est imposée et fréquemment utilisée dans un nombre croissant de domaines [22,15].

Il faut de plus distinguer les lits fluidisés utilisant un gaz de ceux utilisant un liquide. Ces deux types de lits fluidisés ont conduit à des réalisations importantes. Toutefois, dans le domaine des réactions ou des échanges thermiques (à température relativement élevées) ce sont les gaz qui ont été très largement mis en œuvre comme fluides. [18, 19].

## **I.2. Description et interprétation du phénomène de fluidisation**

La fluidisation consiste à mettre des particules solides en suspension dans un écoulement de fluide ascendant, où le fluide et le solide sont en interaction [1]. Son principe est résumé comme suit ; lors de l'écoulement à faible débit les frottements entraînent une perte de charge qui augmente avec la vitesse superficielle du fluide[17, 22, 23], mais le lit reste fixe (Figure I.1.a) ; Pour une certaine valeur de vitesse d'écoulement du fluide où la chute de pression égale le poids apparent du lit par unité de surface [24], le lit se dilate légèrement mais il reste toujours fixe ( Figure I.1.b) : c'est le point initial de fluidisation , la vitesse et la porosité correspondantes sont désignées respectivement par la vitesse minimale de fluidisation ,  $U_{mf}$  , et la porosité au minimum de fluidisation ,  $\epsilon_{mf}$  [22] . Au-delà de cette valeur  $U_{mf}$ , le lit va se soulever et les particules vont se décoller légèrement les unes des autres et seront désormais soumises à des mouvements dans toutes les directions. La hauteur du lit va donc augmenter, la perte de charge se stabilise et reste constante et le lit est ainsi fluidisé [17, 22, 23].

D'après, notamment, BOTTERILL [25], KUNII et LEVENSPIEL [26], ZABRODSKY [27], GIBILARO [28], l'interprétation de ce phénomène peut s'expliquer de la façon suivante ; lorsqu'un courant fluide passe à travers une couche de particules solides (lit fixe), il se produit une perte de charge due aux frottements et interactions du fluide sur la surface des particules, aux frottements du fluide sur lui-même et sur les parois de l'enceinte, causés par les changements de direction imposés par les particules, ces interactions ne sont pas suffisantes pour équilibrer le poids des particules [17,21].

A faible vitesse du courant le lit reste fixe, on a une simple percolation( figure I.1.a), lorsque la vitesse augmente, les forces de viscosité augmentent également et deviennent suffisantes pour équilibrer le poids des particules [16] qui ont tendance à être entraînées, le gradient de pression en résultant tend à compenser exactement le poids apparent de la suspension [21]; et les particules solides s'éloignent légèrement les unes des autres et se mettent en suspension, la vitesse minimale de fluidisation ' $U_{mf}$ ' est atteinte, la section de passage de fluide augmente, et la vitesse diminue, ainsi que les frottements, la suspension reste homogène ; les particules qui s'étaient soulevées ont tendance à retomber, diminuant la section de passage donc augmentant la vitesse, et le cycle recommence, les particules forment alors une sorte de couche mobile non jointive et se comportent globalement comme un fluide , d'où l'expression lit fluidisé ; a des vitesses de fluidisation élevées, les particules sont entraînées par le fluide et s'échappent de la colonne. On appelle ce régime le "lit transporté" [17, 19].

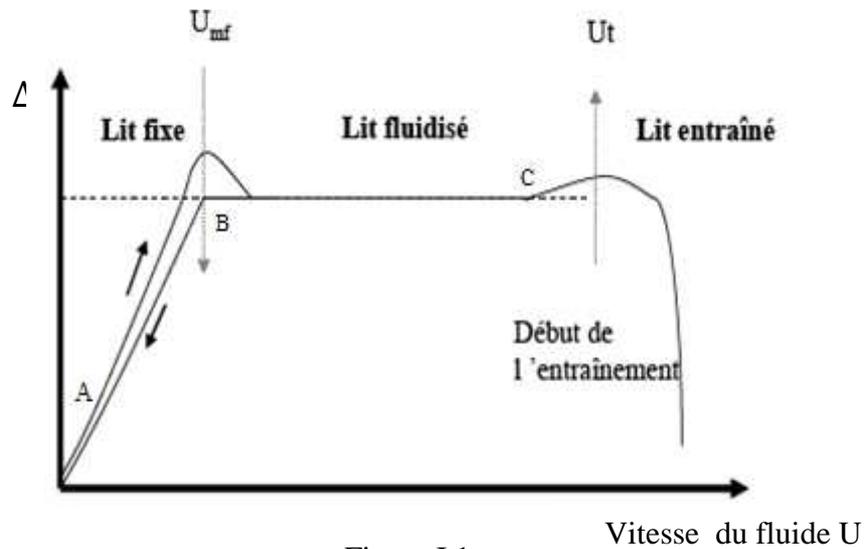


Figure I.1 .a

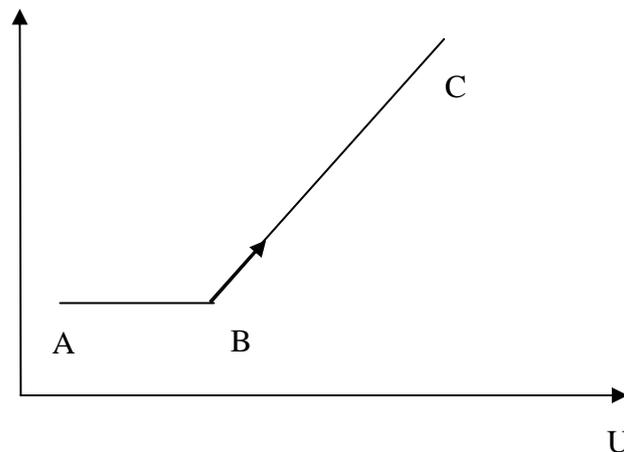


Figure I. 1 .b

**Figure I.1 : Variation de la perte de charge et de la hauteur du lit en fonction de la vitesse du fluide [19, 20, 29, 30, 31]**

### I.3. Lit fixe

Les écoulements dans les milieux poreux sont a priori très difficiles à modéliser compte tenu de l'extrême complexité de la géométrie de ces milieux. Néanmoins, il est possible d'établir une relation simple entre la vitesse moyenne du fluide  $U$  et le gradient de pression moyen  $\frac{\Delta p}{H}$ . Ce sujet a fait l'objet d'analyses théoriques et d'études expérimentales

[22]. Beaucoup d'efforts ont été développés dans le but d'établir des expressions prédictives satisfaisantes pour l'écoulement de fluides newtoniens incompressible dans les lits fixes de particules sphériques [22].

Pour un écoulement en régime établi dans un milieu poreux, on observe expérimentalement et à des faibles nombres de Reynolds de telle manière que les effets d'inertie peuvent être négligés, une relation linéaire entre la chute de pression et la vitesse superficielle du fluide [32]. Cette linéarité a été mise en œuvre par Darcy qui en 1856, a proposé la loi suivante [22, 33, 34]:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu U_0}{K} \quad (1)$$

Où  $U_0$  est la vitesse en fût vide,  $\Delta P$  est la chute de pression correspondante à un écoulement dans un tronçon de longueur  $L$ ,  $K$  est la perméabilité du milieu qui dépend de sa structure et  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide.

A partir d'une certaine valeur de la vitesse  $U_0$ . Cette relation n'est pas valable, on parle de non linéarité ou de déviation par rapport à la loi de DARCY [22].

Les premières relations tenant compte des effets de non linéarité furent proposées par REYNOLDS [35], en 1900, puis par FORCHHEIMER [36], en 1901, par analogie avec les écoulements dans les conduites. Ces relations se présentent sous la forme :

$$\frac{\Delta p}{L} = a\mu u_0 + b\rho u_0^2 \quad (2)$$

Où  $a$  et  $b$  sont des constantes caractéristiques du milieu étudié et  $\rho$  la masse volumique du fluide. Depuis, de nombreux travaux ont été réalisés. Parmi les corrélations déduites de ces travaux, nous nous proposons de citer celle d'ERGUN qui a été souvent utilisée, puis celle de MACDONALD [22].

### I.3.1. Lois de perte de charge d'Ergun

Diverses expressions permettent de calculer la perte de charge occasionnée par le passage d'un fluide visqueux incompressible en écoulement à travers un milieu granulaire, une revue de ces lois est proposée par DULLIEN [37]. Parmi les plus populaires, nous avons la relation de CARMAN-KOZENY et de RUMPF-GUPTE [38] dans le cas d'écoulement

laminaire, la relation de BURKE- PLUMMER dans le cas d'écoulement turbulent et la loi d'ERGUN [38, 39] qui couvre les écoulements laminaires, turbulents et intermédiaires. Ces lois ont toutes une origine phénoménologique et sont obtenues à partir d'expériences réalisées à une échelle macroscopique. L'une d'entre elles, la loi d'ERGUN, est couramment utilisée sous une forme locale dans des modèles de couplage fluide solide pour réaliser le transfert de quantité de mouvement entre les deux phases [40].

A ce sujet, aucune justification n'est faite quand au caractère local de cette loi et du volume élémentaire représentatif, le travail de V. KOMIWES, P. MEGE, Y.MEIMON et H.J.HERRMANN [40] propose l'utilisation de la simulation numérique directe des équations de Navier-Stokes pour vérifier le caractère local de la loi d'ERGUN [39]. Et définir un volume élémentaire représentatif, ce type d'approche a été déjà utilisé dans les différents travaux de FRESHNEIDER et al [41], BIRD et al [37] et TSUJI et al [42] dans le cadre d'écoulement de Stokes et a permis de vérifier la loi de [40].

### I.3.1.1. Fondement et expression de la loi d'ERGUN

Le domaine de validité de cette loi concerne les écoulements de fluide à travers des milieux poreux constitués d'un assemblage de particules sphériques homogènes et fixes allant des régimes laminaires aux régimes turbulents. Cette loi s'obtient par l'addition des lois de BLAKE-KOZENY et de Burke-Plummer valables respectivement dans le cas limite des écoulements laminaire et turbulent. Le fondement théorique de ces lois provient de l'analogie avec l'expression de la perte de charge dans un tube cylindrique. Cette analogie permet d'obtenir des expressions théoriques corrigées expérimentalement par un facteur multiplicatif proche de '2' en raison de la tortuosité pour donner en définitive les lois respectives de BLAKE-KOZENY et de BURKE-PLUMMER [31, 40]:

$$\frac{\Delta p}{H} = 150 \frac{\mu_f}{d_p^2} \frac{\varepsilon^2}{(1 - \varepsilon)^3} U \quad (3)$$

Valable en régime laminaire:  $Re \ll 20$

$$\frac{\Delta P}{H} = 1,75 \frac{\rho_f}{d_p} \frac{\varepsilon}{(1 - \varepsilon)^3} U^2 \quad (4)$$

Valable en régime turbulent:  $Re > 1000$

Où  $Re$  désigne le nombre de Reynolds particulaire défini comme suit :

$$Re_p = \frac{d_p U \rho_f}{\mu_f}$$

Et où  $d_p$ ,  $\rho_f$ ,  $\mu_f$ ,  $U$ ,  $H$  et  $\varepsilon$  désignent respectivement : le diamètre des particules, la masse volumique du fluide, la viscosité du fluide, la vitesse superficielle du fluide, la hauteur du milieu granulaire et la fraction volumique de solide.

La somme des expressions de ces deux lois permet d'obtenir la loi de perte de charge d'ERGUN donnée ci-dessous et vérifiée expérimentalement [1, 21, 22, 31, 33, 40, 43, 44, 45].

$$\frac{\Delta P}{H} = 150 \frac{\mu_f}{d_p^2} \frac{\varepsilon^2 U}{(1 - \varepsilon)^3} + 1,75 \frac{\rho_f}{d_p} \frac{\varepsilon}{(1 - \varepsilon)^3} U^2 \quad (5)$$

Les termes linéaires et quadriques avec la vitesse superficielle du fluide  $U$  correspondent respectivement aux pertes d'énergie visqueuse et cinétique du fluide.

### I.3.2. Equation de MACDONALD

MACDONALD et *coll* [46] ont, à partir d'expériences plus récentes concernant des particules de formes beaucoup plus diverses : sphères et mélange des sphères, fibres, divers matériaux grossiers de type granulaire, cylindres, matériaux divers et milieux consolidés, proposé une équation de même type que celle d'ERGUN [22] :

$$\frac{\Delta P}{H} = A \frac{\mu_f}{d_p^2} \frac{(1 - \varepsilon)^2 U}{(\varepsilon)^3} + B \frac{\rho_f}{d_p} \frac{(1 - \varepsilon)}{(\varepsilon)^3} U^2 \quad (6)$$

Avec  $A=180$  et  $1,8 \leq B \leq 4$ ,  $\varepsilon$  : taux de vide (fraction fluide).

La valeur  $B=1,8$  correspond à des particules lisses et  $B=4$  à des particules rugueuses. Il faut noter que les auteurs ne proposent aucune méthode pour évaluer la rugosité du milieu.

La caractérisation de l'écoulement d'un fluide dans un milieu poreux est très importante dans plusieurs domaines industriels pour connaître l'énergie qu'on devra dispenser. Différents

modèles permettant de prédire, pour un milieu donné, la perte d'énergie, c'est-à-dire la perte de charge en fonction de la vitesse d'écoulement du fluide, seront décrits. Ces modèles caractérisent la résistance du milieu poreux à l'écoulement. Celle-ci est fonction des paramètres géométriques du milieu [8]. Suivant la complexité du modèle, ces paramètres sont : la porosité du milieu ( $\epsilon$ ), la tortuosité du milieu ( $\tau$ ) et la surface spécifique du milieu ( $a_v$ ).

Dans ce qui suit, on représente d'une façon détaillée un modèle type capillaire qui rend compte de la chute de pression à travers les lits fixes et de leur expansion.

### I.3.3. Modèle type capillaire

La représentation capillaire des milieux poreux a été très souvent utilisée pour la détermination des chutes de pression lors de l'écoulement de fluides newtoniens et non newtoniens. La plupart des auteurs utilisent la représentation simple de KOZENY [31, 38]. Celui-ci a proposé qu'un lit fixe de particules soit équivalent à un faisceau de capillaires parallèles ayant un rayon hydraulique commun et une section moyenne droite de pore. De plus les capillaires sont inclinés et leur longueur  $L$  est supérieure à la hauteur  $H$  du milieu poreux qui correspond à sa projection dans la direction de l'écoulement [22] :

$$L = K_1 H \quad (7)$$

On suppose que la dimension des particules est faible par rapport au diamètre de la colonne.

Le rayon hydraulique du milieu poreux est défini par l'expression suivante [16]:

$$\begin{aligned} R_h &= \frac{\text{Section de passage de l'écoulement dans les capillaires}}{\text{périmètre moyen mouillé}} \\ &= \frac{\text{Volume engendré par le passage du fluide}}{\text{Surface totale mouillée}} \\ &= \frac{\frac{\text{Volume de vide}}{\text{Volume du lit}}}{\frac{\text{Surface mouillée}}{\text{Volume du lit}}} = \frac{\epsilon}{a_v} \end{aligned}$$

Le rapport  $a_v$  de la surface mouillée sur le volume du lit, en supposant que toute la surface des particules est atteinte par le fluide, peut être relié à la surface spécifique géométrique ou statique de la particule  $a_{vs}$  par la relation suivante :

$$a_v = (1 - \varepsilon)a_{vs} \quad (8)$$

avec

$$a_{vs} = \frac{\text{Surface géométrique des particules}}{\text{Volume des particules}}$$

Dans le cas des particules sphérique de diamètre  $d_p$  :  $a_{vs} = \frac{6}{d_p}$

Le rayon hydraulique du lit est alors donné par l'expression :

$$R_h = \frac{d_p}{6} \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (9)$$

On constate que le rayon hydraulique ainsi défini est égal au quart du diamètre équivalent habituellement utilisé en mécanique des fluides [47, 48] :

$$D_{eh} = \frac{4 \times \text{aire de passage}}{\text{périmètre mouillé}}$$

Pour une conduite circulaire de rayon  $R$  :  $R_h = \frac{R}{2}$

A partir de cette représentation, on peut distinguer deux approches différentes permettant d'évaluer les chutes de pression en régime de DARCY.

- **Approche dite de BLAKE-KOZENY**

BLAKE fut le premier à introduire les nombres adimensionnels suivants qui permettaient de corréler les données obtenues lors de l'écoulement de fluides newtoniens en régime turbulent [22]:

Le facteur de frottement modifié [22] :

$$f_{BK} = \frac{\Delta P}{\rho u_0^2} \frac{d_p}{H} \frac{\varepsilon^3}{(1 - \varepsilon)} \quad (10)$$

Le nombre de Reynolds modifié :

$$Re_{BK} = \frac{u_0 d_p \rho}{\mu(1 - \varepsilon)}$$

L'approche de BLAKE-KOZENY, qui a été reprise et popularisée ultérieurement par BIRD et coll [49], est basée sur une expression très simplifiée de la vitesse de pore qui est considérée comme égale à la vitesse interstitielle :

$$u_i = \frac{u_0}{\varepsilon} \quad (11)$$

On peut noter que cette vitesse correspond à la vitesse moyenne de pore, si les capillaires sont droits et parallèles à la direction de l'écoulement.

L'équation de HAGEN-POISEUILLE [50], pour l'écoulement laminaire d'un fluide newtonien dans une conduite circulaire de rayon R et de longueur L, peut s'écrire :

$$U = \frac{\Delta P R^2}{8\mu L} \quad (12)$$

En combinant cette équation avec (7), (8), et (11), on obtient :

$$\frac{\Delta p}{H} = A \frac{\mu}{d_p^2} \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} u_0 \quad (13)$$

Où  $A=36K$

$K=2K_1$  est appelée constante de KOZENY.

La valeur de A peut être déterminée expérimentalement. Des valeurs différentes ont été proposées par différents auteurs mais aucun accord sur cette valeur n'existe encore aujourd'hui. Les valeurs les plus habituellement utilisées sont  $A_K=150$ , qui est en accord avec l'étude expérimentale d'ERGUN concernant des lits de particules sphériques, et a été également reprise par BIRD et coll [49].

En l'utilisant le coefficient du BLAKE-KOZENY, on obtient l'équation adimensionnelle dite de BLAKE-KOZENY valable en régime de DARCY :

$$f_{BK} = \frac{150}{Re_{BK}} \quad (14)$$

- **Approche dite de KOZENY-CARMAN**

Le modèle développé par KOZENY – CARMAN [38] assimile le milieu poreux à un faisceau de N pores identiques, droits et indépendants et de diamètre ( $d_p$ ). Cette approche diffère de l'approche de BLAKE-KOZENY par la prise en compte de la tortuosité des capillaires dans la vitesse moyenne de pore [22].

$$U = \frac{U_0 L}{\varepsilon H} = \frac{U_0}{\varepsilon} K_1 \quad (15)$$

CARMAN a associé cette expression à celle de l'équation de HAGEN-POISEUILLE [50] dans un pore de géométrie quelconque :

$$U = \frac{R_h^2 \Delta p}{K_0 \mu L} \quad (16)$$

$K_0$  Représente une constante qui varie avec la forme de la conduite entre 1, 2 et 3 pour les géométries étudiées par CARMAN ; la valeur  $K_0=2$  représente une conduite circulaire.

En utilisant les équations (15) et (16), on obtient :

$$\frac{\Delta p}{H} = 36K \frac{\mu}{d_p^2} \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} U_0 \quad (17)$$

Cette équation est identique à l'équation (13), mais l'expression de la constante de KOZENY est différente :

$$K = K_0 K_1^2 \quad (18)$$

CARMAN propose d'utiliser la valeur fixe  $K_1 = \sqrt{2}$  pour les lits de sphères. Se basant sur une valeur expérimentale  $K \approx 5$  de la constante de KOZENY, CARMAN a opté pour une valeur de la constante de circularité  $K_0=2$ , (qui correspond à un canal, rectangulaire étroit).

L'équation (17) s'écrit alors sous forme adimensionnelle :

$$f_{BK} = \frac{A_c}{Re_{BK}} = \frac{180}{Re_{BK}} \quad (19)$$

- **Approche de COMITI ET RENAUD**

D'après COMITI [47], la mauvaise corrélation entre les résultats expérimentaux et le modèle de KOZENY-CARMAN [38] provient du fait que ce dernier ne tient pas compte de l'empilement des particules. Si, dans le cas de particules sphériques, cet empilement est toujours le même pour des sphères identiques, ce n'est pas le cas pour des particules non sphériques [8]; Il propose donc d'introduire un facteur correctif qui tient compte de la surface spécifique mise en contact avec le fluide (surface spécifique dynamique). Cette surface tient compte de l'empilement des particules.

Ce modèle est aussi appelé modèle capillaire et demeure correct pour un écoulement turbulent ou laminaire [8]. Il est toujours valable pour le cas particulier d'un empilement de particules sphériques. Dans ce cas, le rapport des surfaces spécifiques vaut 1. Cette relation présente l'avantage d'être applicable aussi bien en régime laminaire qu'en régime turbulent [8]. Nous présentons l'extension de ce modèle aux lits fluidisés dans ce qui suit.

#### **I.4. Lit fluidisé**

Un lit fluidisé peut exister entre la vitesse au minimum de fluidisation et la vitesse terminale de chute d'une particule [51]. Son principe est de compenser le poids apparent des particules en imposant un flux ascendant de fluide avec une vitesse débitante supérieure à la vitesse au minimum de fluidisation [52]. La fluidisation est causée par la force de traînée exercée sur le lit des particules [48] ; celle-ci est liée aux contraintes visqueuses exercées par le fluide sur la surface des particules [53].

De très nombreux travaux sont concernés la fluidisation de particules solides par des fluides newtoniens. Une revue de ces travaux est présentée dans l'ouvrage de KUNI et LEVENSPIEL [31] et dans l'article de COUDERC [54]. Dans ce paragraphe nous présentons uniquement les principales approches classiquement utilisées pour évaluer la vitesse minimale de fluidisation, et analyser les propriétés d'expansion des couches constituées de particules sphériques [22].

### I.4.1. Perte de charge

La perte de charge à travers un lit fluidisé est le paramètre essentiel dans la détermination de la puissance à consommer dans ce lit.

La figure (I.1.a) montre la variation de la perte de charge en fonction de la vitesse d'écoulement pour le cas des particules solides uniformes [53, 54].

Lors du passage du courant liquide à travers la couche fixe, il se produit une différence de pression  $P-P_0$ , cette dernière augmente (dans le régime laminaire) quand la vitesse croit. Ceci est représenté par la courbe AB. Au point B la perte de charge atteint son maximum pour une valeur de  $U_{mf}$  de la vitesse du fluide ; cette perte de charge se stabilise et reste constante et égale à  $\frac{P}{S}$  (poids apparent des particules par unité de surface) [52]. Certains auteurs disent que la perte de charge est supérieure au poids apparent des particules (LEWIS et al. [7]), alors que d'autres disent qu'elle est égale à 85 % du poids apparent (WHITEHEAD et DENT [55]). La hauteur du lit au contraire augmente comme le montre la figure (I.1.b)

### I.4.2. Définition et calcul de la vitesse minimale de fluidisation

La vitesse minimale de fluidisation n'est pas seulement la limite minimale de la vitesse d'écoulement des lits fluidisés, mais c'est aussi un des paramètres fondamentaux le plus important pour caractériser le procédé de fluidisation [56, 57, 13] ; elle peut être influencée par les paramètres expérimentaux et géométriques [58]. Celle-ci correspond à la transition de l'état fixe à l'état fluidisé [59]. Cette vitesse minimale de fluidisation  $U_{mf}$  est généralement décrite dans la littérature comme la plus petite vitesse superficielle du fluide pour laquelle la chute de pression du fluide à la traversée du lit est égale au poids de solides par unité de surface [24, 44, 59, 60, 61]. Cette correspondance entre la vitesse minimale de fluidisation et la chute de pression à travers le lit des particules est basée sur l'équilibre entre des forces telle que la force de gravité, la force de frottement exercée par le fluide sur les particules et la totalité du poids effectif des particules [62].

Ainsi JEAN et FAN (1992) indiquent que l'expérience montre qu'en cas de fluidisation il y a égalité entre l'opposé du gradient de pression et le poids volumique du lit, sous réserve d'une porosité uniforme (équation 20) [59]:

$$\frac{-\Delta p}{L} = [(1 - \varepsilon_{mf})\rho_p - \varepsilon_{mf}\rho]g \quad (20)$$

L'équation (20) peut aussi s'écrire selon équation (21), c'est-à-dire que la chute de pression motrice P par unité de longueur est égale au poids apparent volumique des solides

$$\frac{-\Delta p}{L} = (1 - \varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho)g \quad (21)$$

De nombreuses corrélations empiriques existent dans la littérature pour calculer la vitesse minimale de fluidisation d'un lot de particules par un fluide dans des conditions données de pression et de température (tableau I annexe II). Ces corrélations sont souvent obtenues en éliminant la chute de pression du fluide par unité de hauteur de lit entre l'équation (21) et une équation donnant ce même gradient de pression pour un écoulement en lit fixe en fonction de la vitesse du fluide. Des caractéristiques des solides, (essentiellement taille et sphéricité) et de celles du fluide (masse volumique et viscosité) [59]. A ce titre, la corrélation proposée par ERGUN (1952) est d'un usage très fréquent qui est souvent formulée selon l'équation (22) [19, 59, 22, 45, 21, 30, 3] :

$$\frac{\Delta p}{H} = 150 \frac{(1 - \varepsilon)^2 \mu_f}{d_p^2 \Phi^2} \frac{U_{mf}}{\varepsilon_{mf}^3} + 1,75 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})\rho_f}{d_p \varepsilon_{mf}^3} \frac{U_{mf}^2}{\Phi} = (1 - \varepsilon_{mf})(\rho_p - \rho)g \quad (22)$$

Le premier terme, en  $U_{mf}$ , correspondant à la dissipation d'énergie visqueuse, prédomine et pour les écoulements laminaires ( $Re_{mf} < 10$ ) et découle de l'équation de KOZENY. Le deuxième terme, en  $U_{mf}^2$ , représente la dissipation d'énergie cinétique et prédomine pour les écoulements turbulents ( $Re_{mf} > 200$ ) [16].

$d_p$  est le diamètre de particule et  $\Phi$  est le facteur de sphéricité,  $U_{mf}$  et  $\varepsilon_{mf}$  sont respectivement la vitesse superficielle et la porosité du lit au minimum de fluidisation.

$$\Phi = \frac{4d_p^4}{S_p} \quad (23) \quad [17]$$

$S_p$  est la surface vraie des particules.

Sous sa forme adimensionnelle [22, 45] :

$$\frac{Ar}{Re_{mf}} = \frac{150(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \Phi^2} + \frac{1,75 Re_{mf}}{\varepsilon_{mf}^3 \Phi} \quad (24)$$

Ar est le nombre d'Archimède et  $Re_{mf}$  est le nombre de Reynolds de particule définis respectivement par les relations suivantes :

$$Ar = \frac{d_p^3 \rho (\rho_s - \rho) g}{\mu^2} \quad \text{et} \quad Re_{mf} = \frac{\rho d_p U_{mf}}{\mu}$$

Beaucoup d'auteurs ont utilisé l'équation d'ERGUN, pour s'affranchir les valeurs de la porosité  $\varepsilon_{mf}$  et du facteur de sphéricité  $\Phi$ , ils se sont basés sur des données de la littérature pour évaluer les deux coefficients :

$$\frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \Phi^2} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\Phi \varepsilon_{mf}^3}$$

et proposer des formes particulières simples. Ces formes ont l'inconvénient d'être fortement sensibles aux valeurs de  $\varepsilon_{mf}$  et  $\Phi$ , par conséquent elles ne peuvent pas être généralisées à tous les types de particules. Parmi les auteurs qui ont adopté cette méthode pour des systèmes solide-liquide, nous citons WEN et YU (1966) [63, 64]; qui ont déterminé expérimentalement les valeurs des deux coefficients [19, 22, 45, 59] sus-cités, ils obtiennent la relation suivante :

$$Ar = K_2 Re_{mf} + K_1 Re_{mf}^2 \quad (25)$$

Où:

$$K_1 = \frac{1,75}{\Phi \varepsilon_{mf}^3} \quad K_2 = 150 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \Phi^2}$$

Soit :

$$Re_{mf} = \left[ \left( \frac{K_2}{2K_1} \right)^2 + \frac{1}{K_1} Ar \right]^{0,5} - \frac{K_2}{2K_1}$$

L'équation (25) est fondée sur le calcul de la chute de pression subie par le fluide à travers une couche de particules. Les valeurs de  $K_1$  et  $K_2$  sont déduites de l'expérience [19].

Cette expression a été reprise par d'autres chercheurs pour déterminer la vitesse au minimum de fluidisation. Le tableau I.1 présente les valeurs des deux constantes K1 et K2 [60], proposées par différents auteurs. L'équation d'ERGUN ainsi que les travaux de WEN et YU [64] ont été établis à température ambiante, pour des fluides isothermes et incompressibles. Cependant, ces équations sont fréquemment utilisées à haute température, parfois en liaison avec des protocoles expérimentaux [19].

**Tableau I.1 : Valeurs des constantes K1 et K2 de la relation (25)**

Auteurs	K2/2K1	1/K2
WEN et YU [62]	33,7	0,0408
RICHARDSON [52]	25,7	0,0365
BABU et al. [63]	25,3	0,0651
GRACE [64]	27,2	0,0408
CHITESTER et al. [65]	28,7	0,0494
HARTMAN et al. [66]	17,32	0,0215
HARTMAN et al. [66]	7,02	0,0101
KOZANOGLU et al [67]	33,6	0,0598
KOZANOGLU et al [68]	24,55	0,0651

D'où l'équation de WEN et YU [19, 20, 22, 44, 45, 60, 64] s'écrit :

$$Re_{mf} = \sqrt{[(33,7)^2 + 0,00408 Ar]} - 33,7 \quad (26)$$

Pour  $0,1 < Re < 1000$

D'autres corrélations empiriques sont basées sur l'analyse dimensionnelle des résultats expérimentaux pour l'estimation de la vitesse minimale de fluidisation en particulier la relation de RIBA et Couderc (1978) [36]. Cette corrélation, contrairement à celles rencontrées dans la bibliographie, ne fait pas intervenir la porosité minimale de fluidisation en

introduisant le nombre de Galilée  $Ga$  et le nombre de masse volumique  $Mv$  [22, 36, 45, 54, 71] :

$$Re_{mf} = 1,54 \cdot 10^{-2} \cdot Ga^{0,66} Mv^{0,7} \quad (27)$$

pour  $10 < Re_{mf} < 1000$

Où  $Ga$  et  $Mv$  sont définis par les relations suivantes :

$$Ga = \frac{d_p^3 \rho^2 g}{\mu^2} \qquad Mv = \frac{\rho_s - \rho}{\rho}$$

Dans le cadre de notre travail, nous comparons nos résultats expérimentaux avec ceux obtenus à partir de l'équation d'Ergun et des deux corrélations de WEN et Yu et RIBA et coll.

De nombreuses autres corrélations permettant d'obtenir la vitesse minimum de fluidisation dans le cas de la fluidisation de liquides newtoniens-solide [22, 45] qui ont été rapportés par COUDERC (1985) [54] (voir tableau annexe III).

#### I.4.3. L'expansion des lits fluidisés

Les systèmes lit fluidisé solide-liquide sont généralement caractérisés par l'expansion régulière du lit lorsque la vitesse du liquide croit de la vitesse au minimum de fluidisation (porosité au minimum de la fluidisation) jusqu'à la vitesse proche de la vitesse terminale de chute de la particule [72]. L'expansion est caractérisée par la porosité ou le taux de vide [19]. Comme il a été représenté auparavant sur la figure (I.1.b), l'augmentation de la vitesse entraîne une augmentation de la hauteur du lit, c'est le phénomène d'expansion [19, 22].

Une des méthodes utilisables pour la détermination de la porosité ou le degré de vide au minimum de fluidisation, est basée sur la mesure de  $H_{mf}$ . La porosité au minimum de la fluidisation est proche de la porosité du lit fixe. [19, 22, 45, 73, 74].

$$\varepsilon_{mf} = 1 - \frac{m_p}{H_{mf} A \rho_p} \quad (28)$$

Une autre méthode est liée à la connaissance de la perte de charge  $\Delta p_{mf}$  entre deux niveaux de la couche distants de  $\Delta h$  MURACHMAN [75]:

$$\varepsilon_{mf} = 1 - \frac{\Delta P_{mf}/\Delta h}{(\rho_p - \rho_f)g} \quad (29)$$

De nombreux travaux ont analysé les caractéristiques de l'expansion de lits constitués de particules sphériques.

Sur un plan général, le comportement de l'expansion des lits fluidisés est souvent représenté par une corrélation entre la porosité du lit et le rapport entre la vitesse superficielle du liquide  $U_0$  et la vitesse limite de chute  $U_t$  qu'atteindrait une des particules constituant la couche si elle était isolée, cette relation est trouvée semblable aux liquides newtoniens et non newtoniens pour la fluidisation des sphères uniformes [70], et décrite par une expression de la forme [22, 45, 72, 76, 77]:

$$\frac{U_0}{U_t} = \varepsilon^Z \quad (30)$$

Cette relation reste jusqu'à présent la base des analyses empiriques et théoriques, malgré l'absence de toute justification physique ; elle a été employée à l'origine par LEWIS et coll [7], qui ont trouvé que cette relation (30) est aussi valable pour la fluidisation de particules uniformes et lorsque la particule chute sous les conditions où la loi de STOKES est valide,  $Z$  prend une valeur proche de 4,65 [7], mais actuellement, elle est généralement associée aux travaux de RICHARDSON et ZAKI [76], qui ont montré à l'aide de l'analyse dimensionnelle que pour des particules uniformes le paramètre  $Z$  dépend seulement des effets de parois pour les deux régimes laminaire et turbulent, et des effets de parois et de la valeur du nombre de Reynolds de chute  $Re_t$  (basé sur la vitesse terminale de chute d'une particule isolée) dans le régime intermédiaire [22, 78].

De nombreux travaux ont été réalisés sur l'expansion et cela pour différentes formes et tailles de particules. L'étude de l'expansion des couches fluidisées par des liquides fait apparaître un comportement différent selon que le degré de vide est inférieur ou supérieur à 0,85 [79]. Dans ces deux domaines de degré de vide, les auteurs proposent et comparent entre elles deux formes de relation rendant compte de l'expansion des couches fluidisées [79].

Ces travaux ont abouti à différentes corrélations. Dans le tableau annexe IV nous avons regroupé un certain nombre de ces corrélations proposées dans la littérature.

Par ailleurs, RIBA et coll, ont conclu que certaines formes de fonctions mathématiques conviennent mieux pour représenter le phénomène d'expansion, la plus simple des représentations proposées par ces auteurs s'écrit de la façon suivante [22] :

$$\varepsilon = \lambda \text{Re}^\alpha \text{Ga}^\beta \left[ \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \right]^\gamma \quad (31)$$

Où Ga est défini par :

$$\text{Ga} = \frac{d_p^3 \rho^2 g}{\mu^2}$$

Par une analyse régressive multilinéaire, les coefficients et les exposants de cette équation ont été déterminés :  $\lambda = 1,58$ ,  $\alpha = 0,33$ ,  $\beta = -0,21$ , et  $\gamma = -0,22$

WEN et YU (1966) se basant sur l'équilibre des forces lors de l'expansion [45], ils ont proposé la relation suivante :

$$\varepsilon^{4,7} \text{Ar} = 18 \text{Re} + 2,7 \text{Re}^{1,687} \quad (32)$$

COUDERC (1985) [40] a aussi répertorié de nombreuses corrélations pour caractériser l'expansion de sphères fluidisées par des fluides newtoniens [22, 80].

La plupart des expressions proposées dans la littérature font intervenir la vitesse terminale de chute  $U_t$ , il est donc nécessaire de connaître avec précision la valeur de celle-ci pour caractériser l'expansion [22, 80].

Dans le paragraphe suivant, nous nous proposons de donner un bref aperçu sur cette grandeur.

#### **I.4.4. Vitesse terminale de chute des particules**

La vitesse terminale ou vitesse de chute d'une particule solide dans un fluide est une caractéristique essentielle de la particule, c'est la vitesse maximale permise pour l'opération, entrainement ou le transfert de particule. La vitesse terminale d'une particule solide limite la plage de sa vitesse de fluidisation [80].

La force hydrodynamique de traînée exercée sur une particule sphérique isolée en mouvement dans un milieu supposé infini peut être exprimée par une relation entre le

coefficient de trainé et le nombre de Reynolds de la particule [20], d'où La vitesse terminale de chute de la particule peut être exprimée par la relation suivante [19] :

$$U_t = \left[ \frac{4gd_p(\rho_p - \rho_f)}{3\rho_f C_d} \right]^{1/2} \quad (33)$$

Où :  $C_d$  est le coefficient de trainée qui est fonction du nombre de Reynolds rapporté à la particule  $Re_p$ .

$$\text{si } Re_p < 0,4 \quad C_d = \frac{24}{Re_p} \quad (33. a)$$

$$\text{si } 0,4 < Re_p < 500 \quad C_d = \frac{10}{\sqrt{Re_p}} \quad (33. b)$$

$$\text{si } 500 < Re_p < 200000 \quad C_d = 0,43 \quad (33. C)$$

On peut aussi calculer le nombre de Reynolds particulaire par la corrélation de HAIDER et LEVENSPEIL pour un nombre d'Archimède  $Ar$  et le facteur de forme  $\phi$  donnés :

$$Re_p = \frac{Ar^{1/3}}{\left( \frac{18}{Ar^{2/3}} + \frac{2,335 - 1,744 \phi}{Ar^{1/6}} \right)} \quad 0,5 < \phi < 1 \quad (34)$$

La vitesse terminale de chute est calculée par la relation suivante :

$$U_t = \frac{\mu_f Re_p}{\rho_f d_p} \quad (35)$$

Pour un régime d'écoulement visqueux, la loi de STOKES s'écrit [22, 72, 20] :

$$F_S = 3 \pi \mu d_p u_0 \quad (36)$$

Avec  $F_S$  la force hydrodynamique exercée sur une sphère isolée en mouvement dans un milieu supposé infini.

Quant la sphère est à sa vitesse de chute libre  $U_t$ , on a aussi à l'équilibre :

$$F_s = \left( \frac{\pi d_p^3}{6} \right) (\rho_s - \rho) g \quad (37)$$

D'où

$$U_t = \frac{(\rho_s - \rho) g d_p^2}{18\mu} \quad (38) \quad [30]$$

Notons que la corrélation de base qui permet d'estimer  $Re_t$  moyennant la connaissance de  $C_D$  (voir annexe IV) et la relation (33).

De nombreuses corrélations permettent d'obtenir la vitesse terminale de chute de particules lors de la fluidisation, un certain nombre de ces corrélations est regroupé dans le tableau annexe V.

#### I.4.5. Modèle de type capillaire

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, le lit fluidisé est un milieu poreux particulier dans lequel les particules sont en mouvement ; durant toute la fluidisation la chute de pression  $\Delta p$  reste constante par rapport à la vitesse du fluide  $U_0$ . D'après COMITI et al [22, 80, 47, 75], la mauvaise corrélation entre les résultats expérimentaux et le modèle de KOZENY-CARMAN provient du fait que ce dernier ne tient pas compte de l'empilement des particules. Si, dans le cas de particules sphériques, cet empilement est toujours le même pour des sphères identiques, ce n'est pas le cas pour des particules non sphériques.

Cependant, dans la pratique, il est indispensable d'introduire les paramètres structuraux du lit fluidisé tels que la surface spécifique dynamique et le coefficient de diffusion exprimé en termes de tortuosité [22, 74, 78, 63]. Ces deux paramètres sont fonction de la porosité.

Notons que ce modèle a été proposé pour l'écoulement à travers des lits de particules parallélépipédique anisotrope et qu'il a été testé avec succès sur des lits de sphères [78], dans les deux écoulements laminaire et turbulent [81]. Il est bien claire que les conditions d'application du ce modèle dépendent de la porosité qui est généralement testé mais aussi du nombre de Reynolds dans le cas du régime turbulent [81].

Dans l'état fluidisé les particules sont dissociées les une des autres, la surface des particules vue par l'écoulement est donc égale à la surface géométrique de celles-ci, en l'absence de recouvrement mutuels, la surface spécifique dynamique  $a_{vd}$  est donc égale à la surface spécifique statique  $a_{vs}$ , par contre la tortuosité du milieu diminue avec l'augmentation de la porosité du lit fluidisé pour tendre vers 1 quand la porosité tend vers 1 [8]. COMITI et RENAUD [8, 47] ont montré que pour différents types de lit fixes la variation de la tortuosité en fonction de la porosité est représentée de façon satisfaisante par une équation de type [22, 21]:

$$\tau - 1 = p \ln\left(\frac{1}{\varepsilon}\right) \quad (39)$$

La valeur du paramètre  $p$  est fonction du type de lit étudié.

Cette équation respecte la condition à la limite énoncée ci-dessus. Nous utiliserons cette forme générale pour représenter le comportement des lits fluidisés, le choix de la valeur du paramètre  $p$  sera précisé dans chaque cas.

Cette équation nous permet d'évaluer la tortuosité au minimum de fluidisation connaissant  $\varepsilon_m$ .

#### I.4.5.1. Construction du modèle

Pour l'établissement de leur modèle, COMITI et RENAUD [45] ont utilisé la représentation capillaire générale que nous avons présentée au paragraphe I.2.3. D'après ces auteurs la vitesse moyenne d'écoulement  $U_i$  dans le pore (vitesse interstitielle) peut être déterminée à partir du temps de passage ( $t$ ) du fluide dans le milieu poreux [78]:

$$t = \frac{\varepsilon V}{Q} = \frac{\varepsilon V}{\Omega U} = \frac{\varepsilon H}{U} \quad (40)$$

$Q$  étant le débit volumique,  $\Omega$  la section de la cellule de mesure et  $U$  la vitesse superficielle du fluide.

En considérant que les pores sont identiques, on a aussi la relation :

$$\tau = \frac{n\pi\left[\frac{d_p^2}{4}\right]l}{n\pi\left[\frac{d_p^2}{4}\right]U_i} = \frac{l}{U_i} \quad (41)$$

A partir des deux relations précédentes, on obtient :

$$U_i = \frac{U l}{\varepsilon H} = \frac{U}{\varepsilon} \tau \quad (42)$$

Dans ce modèle développé par COMITI et RENAUD [47], la chute de pression est considérée, comme étant la somme de deux termes :

- le premier terme correspond à la chute de pression due à la résistance visqueuse à la paroi des pores (régime visqueux)

Dans le cas d'écoulement laminaire dans un tube de diamètre  $D$  et de longueur  $l$ , la perte de charge est donnée par la relation de Hagen-Poiseuille [50]:

$$\Delta p = \frac{32 \mu l U_i}{D^2} \quad (43)$$

En remplaçant la vitesse moyenne dans le pore (ou capillaire) par son expression donnée par la relation (42) et  $d$  par le diamètre hydraulique  $D_H$  ou diamètre des pores donné par la relation (9), on obtient la chute de pression due aux frottements visqueux :

$$\frac{\Delta p}{H} = 2\mu \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} A_{vd}^2 \tau^2 U \quad (44)$$

Ce terme est prépondérant en régime purement visqueux.

- Le second terme correspond à la dégradation de l'énergie lors de nombreux passages du fluide autour d'obstacles (particules) à l'intérieur du milieu poreux en régime turbulent.

La perte de charge, dans ce cas, est obtenue en assimilant les pores à des tuyaux très rugueux dont la rugosité  $E$  a le même ordre de grandeur que le diamètre des pores.

Dans un écoulement à travers un tube, la perte de charge est reliée au facteur de frottement par la relation suivante [78] :

$$\Delta p = 4\left(\frac{f'}{2}\right) \frac{l}{d_p} \rho U_i^2 \quad (45)$$

Ces auteurs évaluent ce facteur grâce à la formule de NIKURADSe cité par [78] valable pour les conduites circulaire [78] :

$$\frac{1}{\left(\frac{f'}{2}\right)^{1/2}} = 2,46 \ln \frac{d_p}{2E} + 4,92 \quad (46)$$

Avec  $E = d_p$ , on a [6] :

$$\frac{f'}{2} = 0,0968$$

Nous faisons remarquer que le facteur de frottement est constant quelque soit l'expansion  $\varepsilon$ . En outre, ils remplacent  $d_p$  et  $U_i$  par leurs expressions données par les relations (9 et 42) respectivement pour obtenir le terme correspondant aux pertes d'énergie [47] :

$$\frac{\Delta p}{H} = 0,0968 \tau^3 A_{vd} \frac{(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3} \rho U^2 \quad (47)$$

Ce terme est prépondérant en régime turbulent (hydrauliquement rugueux).

#### I.4.5.2. Détermination de la vitesse minimale de fluidisation

Au minimum de fluidisation, la chute de pression occasionnée par la couche poreuse est égale au poids apparent du lit par unité de surface [22], d'où :

$$\Delta p = (1 - \varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho)H \quad (48)$$

Au début de la fluidisation, le lit est légèrement défait, mais il peut toujours être considéré comme restant fixe puisque, les particules sont encore en contact les unes aux autres, ainsi on peut appliquer le modèle donnant la chute de pression dans un lit fixe.

Dans le cas des fluides newtoniens, en remplaçant la chute de pression dans l'équation (48) par sa valeur calculée selon le modèle sans effets de bord, on obtient l'expression suivante :

$$U_{mf} = \left[ 10,27 \left( \frac{\varepsilon_{mf}}{\tau} \right)^3 \frac{(\rho_s - \rho)}{\rho} \frac{g}{a_{vd}} + 106,2 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})^2}{\tau^2} \mu^2_0 \frac{a_{vd}^2}{\rho^2} \right]^{0,5} - 10,29 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{\tau} \frac{\mu a_{vd}}{\rho} \quad (49)$$

Dans le cas de particules sphériques, l'équation (49) se réduit à :

$$Ar = 72 \tau^2 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}} Re_{mf} + 0,581 \left( \frac{\tau}{\varepsilon_{mf}} \right)^3 Re_{mf}^2 \quad (50)$$

Où  $Re_{mf}$  est le nombre de Reynolds de la particule défini au minimum de fluidisation par

$$Re = \frac{\rho u_{mf} d_p}{\mu}$$

En donnant à  $\tau$  sa valeur correspondant à la porosité minimale de fluidisation estimée par la corrélation (39), on peut calculer la vitesse minimale de fluidisation pour un système (sphère-fluide) donné à partir de l'équation (50).

### I.4.5.3. Expansion des lits fluidisés

Quand la vitesse superficielle du liquide excède la vitesse minimale de fluidisation, la porosité moyenne du lit augmente progressivement et la chute de pression le long de la couche poreuse reste constante et égale à son poids apparent par unité de surface [22].

$$D'où \quad \Delta p = (1 - \varepsilon)(\rho_s - \rho)gH \quad (51)$$

H est la hauteur du lit et  $\varepsilon$  la porosité correspondante,  $\rho_s$  et  $\rho$  les masses volumiques respectives des particules et du fluide.

L'application aux lits fluidisés des équations générales présentées auparavant, évaluant la chute de pression en fonction de la vitesse superficielle dans les lits fixes à partir d'une représentation capillaire, permet de proposer des relations générales caractéristiques de l'expansion pour les fluides newtoniens, en tenant compte de l'évolution de la tortuosité en fonction de la porosité à l'aide de l'équation  $\tau = f(\varepsilon)$  [21, 22].

Dans le cas d'un fluide newtonien, l'égalité entre le poids apparent du lit et la valeur du gradient de pression  $\frac{\Delta p}{H}$  évaluée à partir de la représentation capillaire de COMITI et RENAUD [47], conduit à l'expression suivante :

$$\frac{\Delta p}{H} = 2\tau^2 a_{vd}\mu \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} U_0 + 0,0968 \tau^3 \rho a_{vd} \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} U_0^2 = (1-\varepsilon)(\rho_S - \rho)g \quad (52)$$

En remplaçant dans l'équation (51) le gradient de pression  $\frac{\Delta p}{H}$  par sa valeur donnée par l'équation (52) on obtient l'équation générale suivante caractéristique de l'expansion :

$$U_0 = \left[ 10,27 \left(\frac{\varepsilon}{\tau}\right)^3 \frac{(\rho_S - \rho)}{\rho} \frac{g}{a_{vd}} + 106,2 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\tau^2} \mu^2_0 \frac{a^2_{vd}}{\rho^2} \right]^{0,5} - 10,29 \frac{(1-\varepsilon)}{\tau} \frac{\mu a_{vd}}{\rho} \quad (53)$$

Cette équation permet d'évaluer la vitesse superficielle  $U_0$  nécessaire pour obtenir une porosité  $\varepsilon$  ou une hauteur de lit  $H$  données.  $\varepsilon$  est reliée à  $H$  par la relation :

$$\varepsilon = 1 - \frac{m}{\rho_S \Omega H} \quad (54)$$

Où  $m$  représente la masse des particules et  $\Omega$  la section de la colonne. Dans le cas des sphères,  $a_{vd} = a_{vs} = \frac{6}{d_p}$  est l'équation (53) devient :

$$\frac{\rho(\rho_S - \rho)}{\mu^2} g d_p = 72 \frac{\tau^2 (1-\varepsilon)\rho U_0 d_p}{\varepsilon^3} + 0,5808 \frac{\tau^3}{\varepsilon^3} \left(\frac{\rho U_0 d_p}{\mu}\right)^2 \quad (55)$$

En faisant intervenir le nombre de Reynolds  $Re$  et le nombre d'Archimède  $Ar$ , l'équation (55) peut s'écrire sous la forme adimensionnelle suivante :

$$Ar = 72 \tau^2 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon} Re + 0,581 \left(\frac{\tau}{\varepsilon}\right)^3 Re^2 \quad (56)$$

La résolution de l'équation (56) permet d'obtenir l'expression suivante donnant le nombre de Reynolds  $Re$  en fonction de la porosité :

$$Re = \left[ 1,722 Ar \left(\frac{\varepsilon}{\tau}\right)^3 + 3842 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\tau^2} \right]^{0,5} - 62 \frac{(1-\varepsilon)}{\tau} \quad (57)$$

Les équations (56) et (53), seront utilisées pour les prédictions de la valeur de  $U_0$  respectivement pour les sphères et pour des particules de forme quelconque dans le cas des fluides newtoniens.

## I.5. Paramètres influençant la fluidisation

### I.5.1. Effet de la température sur la viscosité

Plusieurs expressions complexes ont été proposées pour la représentation de la viscosité d'un liquide en fonction de la température avec l'objectif principal de représenter les données expérimentales disponibles. Nous mentionnerons les différentes formes de la dépendance de la viscosité avec la température proposée sous formes de corrélations.

Ces corrélations ont une base théorique mais sont souvent basées sur le comportement observé et la représentation optimale des données. Nous présentons ci-dessous plusieurs corrélations proposées et examinées dans l'ordre de leur complexité.

La plus simple corrélation pour la représentation de la viscosité du liquide en fonction de la température est la relation suivante [82]:

$$\mu = Ae^{B/T} \quad (58)$$

Où A et B sont des constantes positives, et sont des caractéristiques de chaque substance. A l'origine proposé par de GUZMAN cité par [80], elle est populairement connue comme équation d'Andrade.

DUHNE [cité par 82] a représenté la relation (58) sous la forme logarithmique comme suit :

$$\ln\mu = A' + B/T \quad (59)$$

Il a évalué les constantes A et B pour un certain nombre de substances en incluant des valeurs expérimentales de viscosité ( $C_p$ ) à une température spécifique T (°C) pour chaque substance.

La corrélation (58) peut être utilisée pour l'évaluation de la viscosité de liquide selon les formes proposées par LEWIS et SQUIRES [cité par 82] et VAN VELZEN et al [cité par 82] ; celles-ci et quelques autres formes semblables sont décrites ci-dessous.

LEWIS et SEQUIRES [cité par 82] ont présenté la dépendance de la viscosité du liquide en fonction de la température selon l'équation (58) sous forme de graphiques, son exploitation nécessite la connaissance de la valeur de la viscosité à n'importe quelle température de référence ( $\mu_K$ ). Cette méthodologie peut être exprimée sous la forme suivante :

$$\mu^{-0,2661} = \mu_K^{-0,2661} + \left[ \frac{(T - T_K)}{233} \right] \quad (60)$$

Où  $\mu$  : La viscosité du liquide à la température T en Cp

$\mu_K$  : La viscosité du liquide connue à la température  $T_K$ . T et le  $T_K$  peuvent être exprimés en °C ou K.

Pour plus de 70 substances, JAGANNATHAN et al [cité par 82] ont déterminé les constantes A et B de la relation (59) et ont développé des corrélations généralisées basées sur la relation de ces constantes au point d'ébullition pour chacun des composés.

D'autres ont également proposé une corrélation généralisée donnant la variation de la viscosité sans dimensions  $\mu^* = \mu/\mu^{ref}$  en fonction de la température sans dimensions  $T^* = \frac{T}{T^{ref}}$  où  $\eta^{ref}$  est la viscosité du liquide à la température de référence  $T^{ref}$ .

La variation de la viscosité à basses températures peut s'exprimer de la manière suivante [83] :

$$\mu = \mu_o / (1 + \alpha t + \beta t^2) \quad (61)$$

Où:  $\mu$  : Viscosité du fluide à la température T en poiseuille

$\mu_o$  : Viscosité du fluide à 0° C en poiseuille.

$\alpha, \beta$  : sont des constantes.

### I.5.2. Effet de la pression sur la viscosité

La viscosité d'un certain nombre de fluides a été expérimentalement mesurée, mais les corrélations donnant en particulier la variation de la viscosité des liquides en fonction de la pression sont plutôt rares. Le livre de STEFAN et de LUCAS [cité par 82] est probablement

la première monographie pour énumérer la variation de la viscosité d'un liquide en fonction de la température et de la pression pour 50 fluides [82]. Nous mentionnerons la corrélation la plus importante ici.

LUCAS [82] a proposé la corrélation suivante pour l'effet de la pression sur la viscosité des liquides :

$$\frac{\mu}{\mu_{SL}} = \frac{1 + D \left( \frac{\Delta P_R}{2,118} \right)^A}{1 + C \omega \Delta P_R} \quad (62)$$

Où  $\mu$  : La viscosité du liquide à la pression P

$\mu_{SL}$  : La viscosité du liquide saturé à la température T

$$\Delta P_R = (P - P_{VP})P_C$$

$P_{VP}$  : La pression de vapeur saturée à la température T

$P_C$  : La pression critique

$\omega$  : Facteur acentrique

Le facteur acentrique est défini comme suit [83]:

$$\omega = -\log_{10} Pr^\sigma - 1$$

$Pr^\sigma$  Étant la tension de vapeur réduite

Le facteur acentrique c'est un paramètre qui mesure l'allongement l'acentricité d'une molécule [84]. En effet il est pratiquement nul pour les composés dont la molécule est sphérique (gaz rares) [83, 84], et pour les hydrocarbures il croit régulièrement avec la longueur de la chaîne [83].

$$A = 0,9991 - \left[ \frac{4,674 * 10^{-4}}{((1,0523 T_R - 0,3877 - 1,0513))} \right]$$

$$D = \left[ \frac{0,3257}{(1,0039 - T_R^{2,573})^{0,2906}} \right] - 0,2086$$

$$C = -0,0792 + 2,1616T_R - 13,4040 T_R^2 + 44,1706T_R^3 - 84,8291T_R^4 + 96,1209T_R^5 - 59,8127T_R^6 + 15,6719T_R^7$$

$$T_R : \text{La température réduite} = \frac{T}{T_C}$$

Les valeurs prévues de la viscosité du liquide suivent des méthodes de LUCAS sont généralement à moins de 10% de leurs valeurs expérimentales.

## **I.6. conclusion**

Dans ce chapitre nous avons présenté une procédure générale basée sur le modèle capillaire pour caractériser l'écoulement de fluide newtoniens à travers les milieux fluidisés. Ce modèle est basé sur la généralisation de la corrélation d'ERGUN établie pour des lits fixes de particules sphériques. Son application nécessite la connaissance des deux paramètres caractérisant la structure du milieu poreux étudié : la surface spécifique dynamique et la tortuosité.

L'objectif de cette étude consisté à décrire le phénomène de fluidisation de particules sphériques (différent diamètres), avec deux fluides newtonien de différentes viscosités (solution aqueuse de glycérol). En caractérisant la vitesse minimale de fluidisation et l'expansion des couches fluidisées. Plusieurs corrélations sont utilisées par les auteurs précités pour exprimer ces caractéristiques hydrodynamiques en fonction des conditions expérimentales (types de particules, types de fluides, régime d'écoulement etc...). Dans cette étude nous avons rappelé les corrélations que nous confrontons par la suite à nos résultats expérimentaux.

## *Chapitre II*

### *Installation et procédure expérimentale*

## Chapitre II : Installation et procédure expérimentale

Dans ce chapitre, nous décrivons l'installation expérimentale que nous avons conçu, réalisé et mis au point. Nous présentons aussi l'ensemble des systèmes liquides-solides et des données expérimentales que nous avons utilisés par la suite pour tester les différents modèles et équations proposées auparavant afin de déterminer la vitesse au minimum de fluidisation et de caractériser l'expansion dans le cas de la fluidisation monodimensionnelle.

IL est nécessaire de respecter certaines exigences telles que :

- La facilité de visualisation du phénomène, à savoir le mouvement des particules, le commencement de la fluidisation et l'expansion du lit ;
- Possibilité de charge et décharge facile du lit (partie démontable) ;
- Mesures des paramètres hydrodynamiques tels que : pertes de charges, expansion et débit du liquide.

Pour répondre à ces exigences, des calculs préalables ont été faits pour le choix des dimensions les sections de la colonne de fluidisation, d'un distributeur de liquide, d'une pompe et des débitmètres répondant à la marge de vitesses prévues.

### II.1. Caractéristiques des phases liquides et solides

#### II.1.1. la phase solide

Concernant la phase solide, des particules en verre ont été employées dans cette étude en raison de sa densité élevée, plus favorable à l'objectif recherché en termes de plage de Stokes et de Reynolds particulière. Leurs propriétés physiques sont représentées dans le tableau (II.1).

Les propriétés physiques des sphères utilisées ont été déterminées par N. KECHROUD et S. AZZERRADJ [9, 12], sur un échantillon de cent particules. La mesure du diamètre des particules est effectuée, avec un pied à coulisse et leur densité a été déterminée par la méthode pycnométrique.

**Tableau II.1 : Propriétés physiques des particules sphériques**

dp(mm)	2	3	4
$\rho$ (kg /m <sup>3</sup> )	2554	2565	2595

Après la caractérisation de la phase solide, une masse M correspondante à la hauteur H égale à 15cm est pesée, puis introduite dans la colonne de la fluidisation par sa sortie en utilisant un entonnoir.

### II.1.2. La phase liquide

Les fluides utilisés sont des solutions de glycérol à 50% et 70% volumique. Cinq litres de chacune d'elles sont préparés en ajoutant le volume nécessaire d'eau distillée et laissés sous agitation à vitesse constante pendant une durée suffisante pour un mélange complet. Leurs propriétés physiques intervenant dans l'exploitation des résultats ; à savoir la masse volumique ( $\rho_f$ ) et la viscosité dynamique ( $\mu_f$ ), sont déterminées pour chaque condition opératoire.

#### II.1.2.1. détermination de la viscosité

La viscosité est définie pour un fluide newtonien comme étant le rapport de la contrainte de cisaillement  $\tau$ , sur la vitesse de cisaillement  $\gamma$ ,

$$\mu = \frac{\tau}{\gamma}$$

Elle représente alors la résistance à l'écoulement d'un fluide [85, 86].

Les viscosités des deux solutions newtoniennes de glycérol utilisées à différents pourcentages, ont été mesurées à l'aide d'un rhéomètre HAAKE. Ce dernier a une géométrie de Couette et constitué principalement de deux cylindres coaxiaux MVDIN. Le cylindre intérieur de rayon  $R_i$  et de hauteur H constitue le rotor, il est prolongé à sa partie inférieure par un cône de révolution et à sa partie supérieure par un arbre cylindrique. Un alésage réalisé à l'extrémité de l'arbre permet de le rendre solidaire par l'intermédiaire

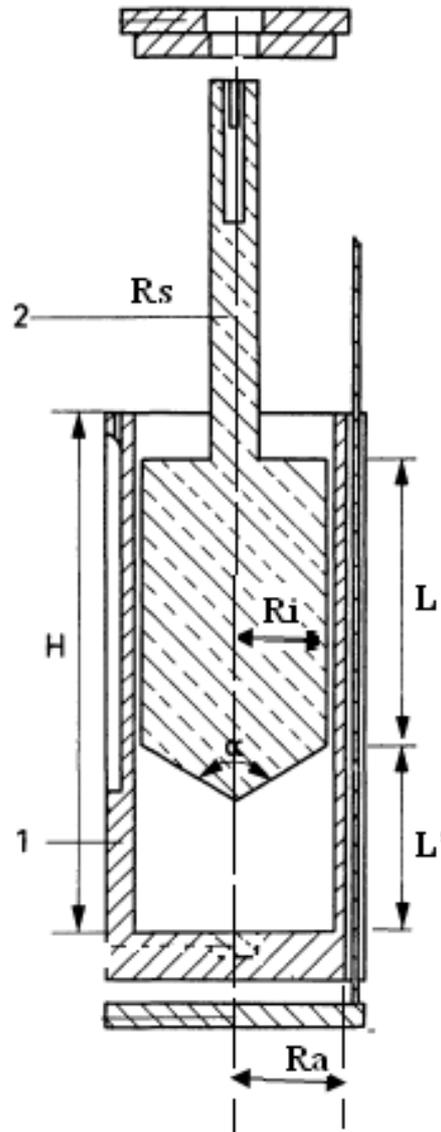
d'un axe muni d'un ergot avec le moteur d'entraînement. Le cylindre extérieur de rayon ( $R_a=R_i+e$ ) et de hauteur H constitue le stator (voire la figure (II.1)).

Le rhéomètre est lié à son tour à un bain thermostaté qui permet de maintenir la température constante lors des mesures. Il est couplé aussi à un micro-ordinateur muni du logiciel HAAKE, nous permettant d'une part la programmation, l'exécution de diverses mesures, l'acquisition et le traitement des données fournies par l'appareillage de mesure. D'autre part de calculer les différents paramètres rhéologiques selon la modélisation choisie pour l'écoulement ainsi qu'une visualisation instantanée des rhéogrammes.

Le dispositif de mesure MVDIN suivant les normes DIN 53019 est utilisé dans l'industrie alimentaire, dans l'industrie cosmétique et pharmaceutique, dans l'industrie de la peinture et enfin dans l'industrie chimique. Notre fluide fait partie de cette gamme. Les caractéristiques de ce dispositif sont présentées dans le tableau II.2:

**Tableau II.2 : Caractéristiques du dispositif de mesures MVDIN**

Dispositif de mesure (DIN 53019)	MV-DIN
Cylindre intérieur (rotor)	
Rayon $R_i$ (mm)	19,36
Hauteur L (mm)	58,08
Cylindre extérieur (stator)	
Rayon $R_a$ (mm)	21,00
Rapport des rayons $R_a/R_i$	1,0847
Largeur du vide (mm)	1,64
Volume d'échantillon ( $\text{cm}^3$ )	46,00
Température ( $^{\circ}\text{C}$ )	-30 - 100
Facteur de dispositif $f_M$	[615- 1290]



1)-Stator 2)- Rotor

**Figure II.1 : Dispositif de mesure MVDIN**

Les caractéristiques des rapports géométriques de ce dispositif sont définies comme suit :

$$\frac{R_a}{R_i} = 1,0847$$

$$\frac{R_s}{R_i} = \leq 0,3$$

$$\frac{L}{R_i} = 3$$

$$\frac{L'}{R_i} = 1$$

$$\alpha = 120^\circ (2,094 \text{ rad}) \mp 1^\circ$$

Pour accéder expérimentalement à la viscosité de notre fluide, il est généralement réalisé un écoulement en cisaillement simple. Pour ce faire, il suffit de confiner le fluide entre les deux cylindres du rhéomètre en respectant le volume nécessaire de remplissage, l'un étant en rotation par rapport à l'autre grâce à l'application d'une force. Dans un tel dispositif, on mesure la contrainte appliquée (force tangentielle divisée par l'aire du fluide) en fonction du gradient de vitesse.

Une fois l'échantillon placé, on fixe la température du bain thermostaté à une valeur bien définie, et on la laisse se stabiliser, pendant ce temps on démarre le logiciel de travail à partir du répertoire HAAKE, en introduisant les précisions concernant le type de dispositif choisi, le fluide à étudier, les paramètres de mesure comme la vitesse de cisaillement ( $\dot{\gamma}$ ) notée D sur le logiciel en ( $S^{-1}$ ), la température T en ( $^{\circ}C$ ) et le temps de mesure t en (S). Nos mesures ont été effectuées à des taux de cisaillement imposés allant de  $500 S^{-1}$  jusqu'à  $700 S^{-1}$  ( $500 \leq \dot{\gamma} \leq 700$ ) et un temps fixé à deux minutes ( $t=2min$ ).

Le type de dispositif (MVDIN) et la gamme de la vitesse de cisaillement choisis sont précisés dans le manuel de viscosimètre HAAKE, où il existe des abaques qui délimitent sur une échelle logarithmique les gammes de vitesse de cisaillement et celles des viscosités apparentes pour chaque dispositif.

Les mesures ont été effectuées au moins trois fois pour chaque température, et à chaque essais on sauvegarde les résultats obtenus qui serviront par la suite à déterminer la viscosité du fluide en fonction de la température.

### **II.1.2.2. détermination de la masse volumique**

La masse volumique des deux solutions de glycérol utilisées a été mesurée à différentes températures. En utilisant un pycnomètre taré, de volume 25 ml rempli de la solution de travail et immergé pendant un temps suffisant (temps nécessaire pour avoir une température homogène) dans un bain thermostaté à la température souhaitée, puis on pèse le pycnomètre; pour chaque température choisie. La masse volumique se déduit alors :

$$\rho = \frac{m_{\text{moy}}}{V}$$

$m_{\text{moy}}$  : Masse moyenne du pycnomètre.

$V$  : Volume du pycnomètre.

L'ensemble des propriétés déterminées pour les différents systèmes (solide/fluide) utilisés pour la fluidisation sont représentées dans le tableau suivant :

**Tableau II. 3. Caractéristiques des différents systèmes particules/fluide**

<b>Particules sphérique en verre</b>	<b>fluide</b>
$D_p=2\text{mm}$ $\rho_s =2554\text{kg/m}^3$	Solution aqueuse de glycérol à50% : $\rho = 1128\text{kg/m}^3, \mu=0,0144 \text{ Pa.s}$ Solution aqueuse de glycérol à70% : $\rho = 1148\text{kg/m}^3, \mu=0,0214 \text{ Pa.s}$
$D_p=3\text{mm}$ $\rho_s =2565\text{kg/m}^3$	Solution aqueuse de glycérol à50% : $\rho = 1128\text{kg/m}^3, \mu=0,0144 \text{ Pa.s}$ Solution aqueuse de glycérol à70% : $\rho = 1148\text{kg/m}^3, \mu=0,0214 \text{ Pa.s}$
$D_p=4\text{mm}$ $\rho_s =2595\text{kg/m}^3$	Solution aqueuse de glycérol à50% : $\rho = 1128\text{kg/m}^3, \mu=0,0144 \text{ Pa.s}$ Solution aqueuse de glycérol à70% : $\rho = 1148\text{kg/m}^3, \mu=0,0214 \text{ Pa.s}$

## II.2. pilote de fluidisation

Les expériences du processus de la fluidisation des particules sphériques par une solution newtonienne de glycérol ont été menées à l'aide d'une installation expérimentale présentée sur les figures (II.2 et II.4), celle-ci est composée d'une colonne cylindrique (2) en verre, de diamètre intérieur  $D$  de 20 mm et de hauteur  $H$  de 1000 mm, où différents lits de particules sont étudiés. Ces derniers sont supportés par un distributeur (4) (grille à mailles fines) qui sépare la colonne d'une section d'homogénéisation (1).

Le liquide est mis en circulation à partir d'un réservoir d'alimentation grâce à une pompe (6) centrifuge (35 l/min). Ce réservoir est en plastique transparent de forme parallélépipédique fermé et une capacité de cinq litres, un thermomètre qui plonge directement dans la solution de travail permet de contrôler la température. Le circuit d'alimentation de la colonne est muni d'un by-pass (8) (vanne qui permet de renvoyer vers le réservoir d'alimentation le surplus de liquide ne passant pas dans la colonne) et comporte deux débitmètres placés en parallèle et disposés en aval de la pompe. Une fois la colonne traversée, le liquide est récupéré dans le réservoir, en passant par une section de sortie de forme conique (collecteur) (12) afin d'éviter la formation de bulles d'air lors du déversement du liquide dans le réservoir. Le déversement se fait par l'intermédiaire d'un tuyau de faible diamètre.

La présence d'inhomogénéité au sein de l'écoulement (passage préférentiel du liquide), nécessite que l'amont de la colonne de fluidisation soit constitué d'une zone d'homogénéisation (calmante). Celle-ci, de même diamètre que la colonne et de hauteur 100 mm, est munie à sa sortie d'une grille à mailles fines qui la sépare de la colonne et repose sur une partie de forme conique (11) (collecteur). Un tel système assure une distribution plus au moins uniforme du liquide à la base du lit. KECHROUD [9] a détaillé dans son travail qui a été effectué au sein de laboratoire d'hydrodynamique à l'université de Bejaia le choix du distributeur.

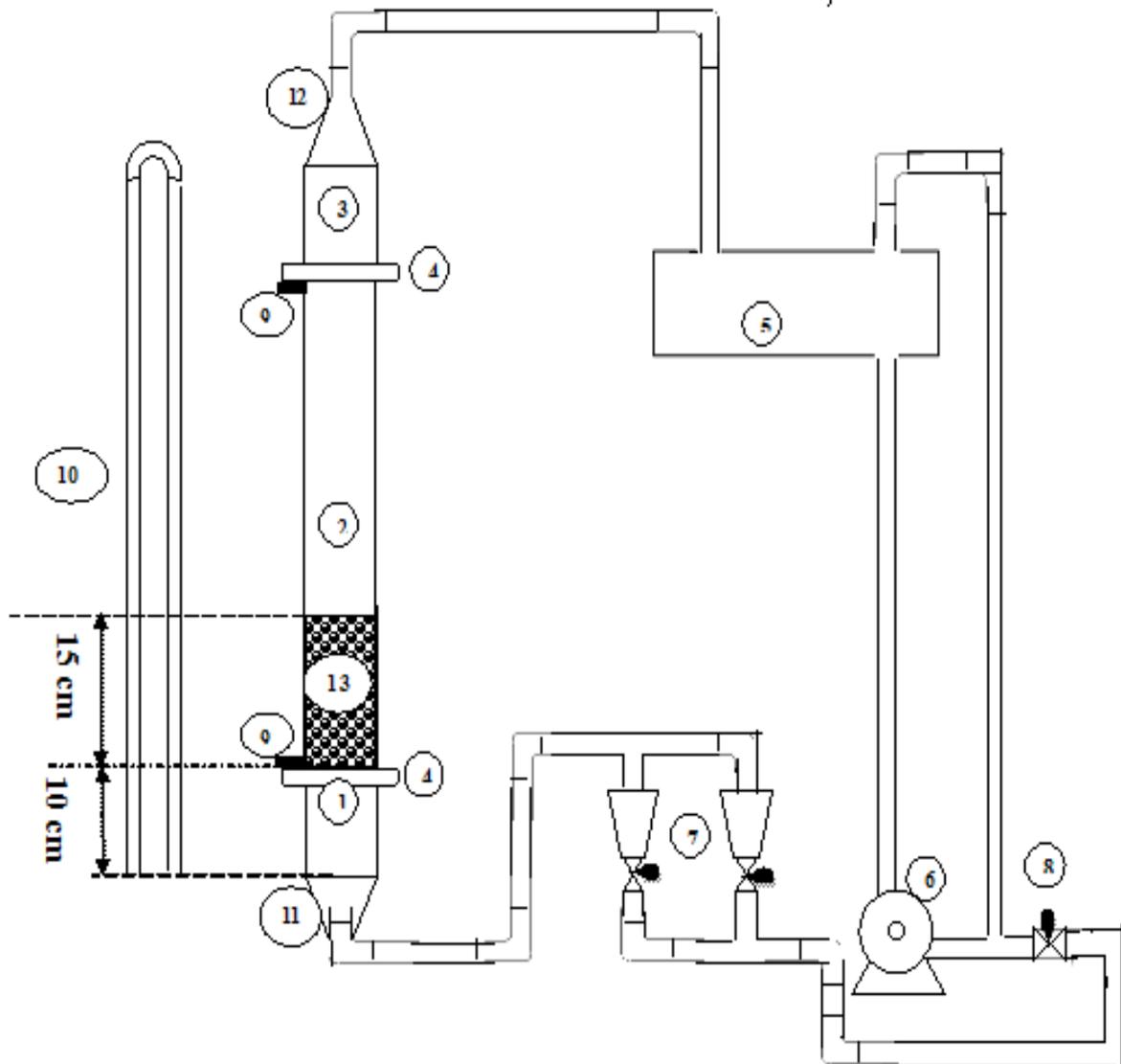
La colonne est assemblée aux deux autres sections (entrée et sortie) par un système de brides, maintenues par serrage « goujon-écrou ».

Le dispositif expérimental comporte, en outre un système de mesure de pression (10) à travers le lit fluidisé ;( c'est un tube manométrique de forme U en verre de longueur 870 mm et de diamètre 10mm), une règle métallique graduée est fixée entre les deux cotés

du tube, les extrémités de ce dernier sont branchées par l'intermédiaire de tuyaux aux prises de pression (9) correspondantes sur la colonne.

Notons aussi qu'avant l'utilisation du pilote de fluidisation cité précédemment, une installation semblable à celle-ci est réalisée. Cette dernière est représentée dans la figure (II.5). Elle est composée d'une colonne rectangulaire en plexy glass de largeur  $L$  de 150mm, d'une épaisseur  $E$  de 20mm et d'une hauteur  $H$  de 900mm.

Les essais préliminaires ont été effectués à différentes conditions opératoires pour les différents systèmes (solide / fluides). A savoir les débitmètres, la hauteur du lit fixe, la puissance des différentes pompes testées et la taille du distributeur (grille à différentes mailles). Nous indiquent que le redimensionnement de la section d'homogénéisation est nécessaire. En effet, des phénomènes ont été observés tels que la recirculation du liquide avec des zones mortes à différents endroits de cette section. En raison de non uniformité de l'écoulement à l'entrée de la colonne, le phénomène de fluidisation n'a pas été obtenu. Cependant, un léger entrainement des particules qui se trouvent au centre a été observé.



1)-Section d'homogénéisation, 2)-Section de test, 3)-Section d'évacuation, 4) –Distributeur, 5)-Réservoir, 6)-Pompe, 7)- Débitmètres , 8)- By-pass, 9)-Prises de pressions, 10)- Manomètre en U, 11)- collecteur d'entrée, 12)-Collecteur de la sortie, 13)- lit fixe.

**Figure II.2 : Schéma général de l'installation**

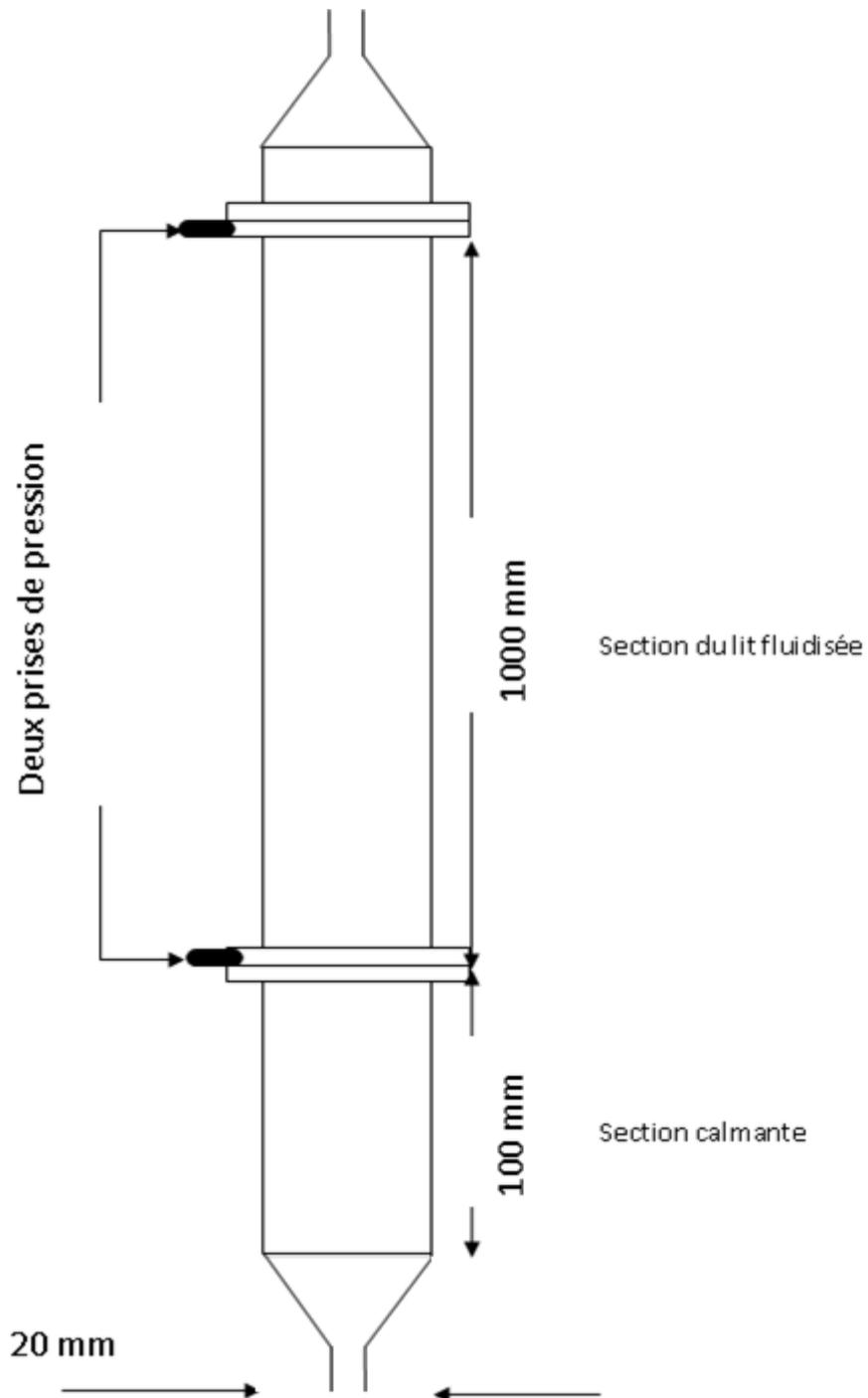
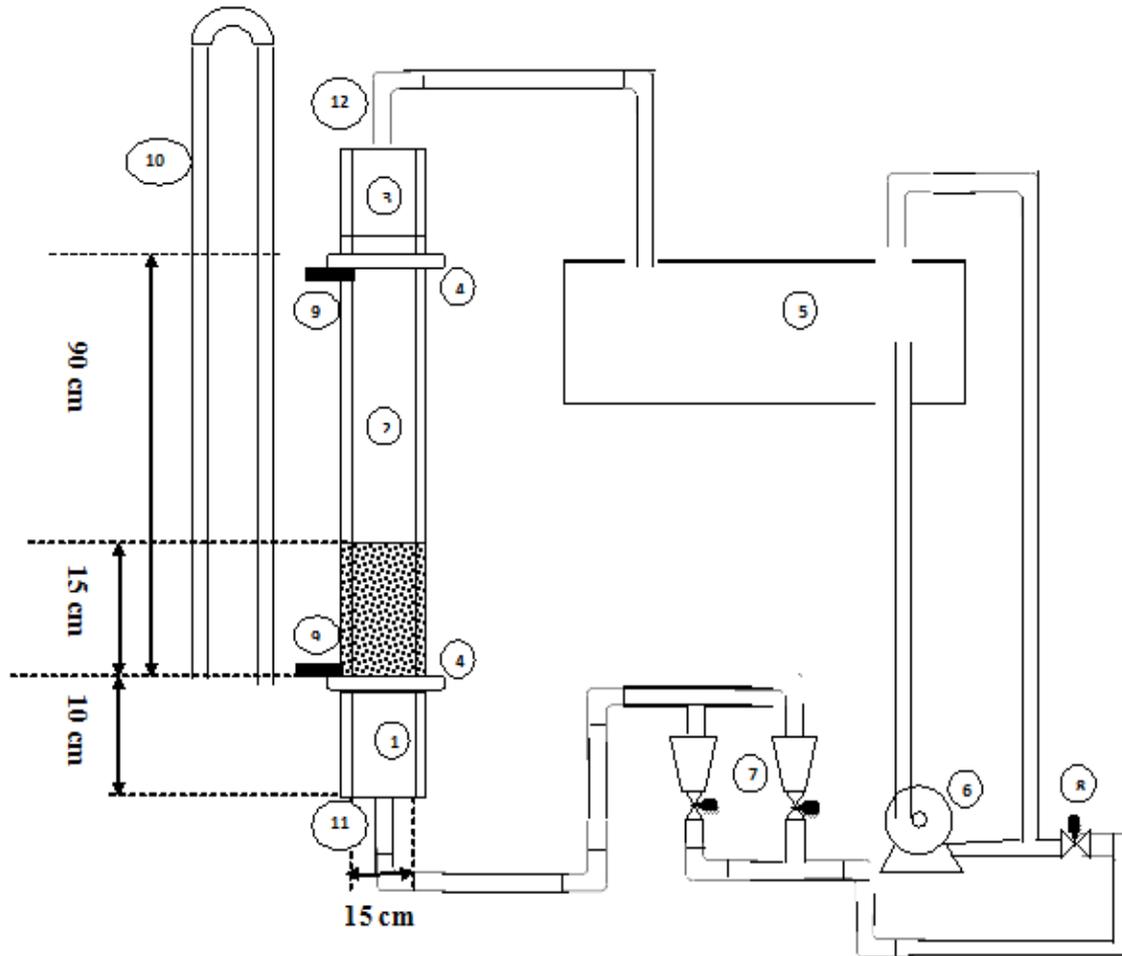


Figure II.3 : schéma de la colonne de fluidisation (les dimensions sont données en mm)



Figure II.4 : Photo de dispositif expérimental



1)-Section d'homogénéisation, 2)-Section de test, 3)-Section d'évacuation, 4) –Distributeur, 5)-Réservoir, 6)-Pompe, 7)- Débitmètres , 8)- By-pass, 9)-Prises de pressions, 10)- Manomètre en U, 11)- collecteur d'entrée, 12)-Collecteur de la sortie.

**Figure II.5 : Schéma général de l'installation à section rectangulaire**

### II.3. Protocol expérimental

Pour chaque système (particules/ fluides) les caractéristiques hydrodynamiques sont déterminées à savoir la vitesse superficielle du liquide et la porosité. Pour chaque diamètre, une charge de particules est pesée avant d'être introduite dans la colonne, selon la hauteur du lit fixe qui est stabilisée dans cette étude à 15cm.

A chaque expérience la hauteur manométrique (pression de référence dans le manomètre) doit être d'abord stabilisée et relevée ainsi que la température atteinte par le fluide. Ensuite il est procédé aux mesures suivantes :

- Pour chaque débit fixé, la hauteur manométrique correspondante à la pression dans la colonne (la pression entre le bas et le sommet de la colonne), la hauteur du lit en expansion et la température sont notées.
- La plage des débits est balayée dans le sens croissant à l'aller et décroissant au retour.
- Pour la reproductibilité des résultats, nous avons effectué trois séries de mesures pour chaque système (solide/fluide) étudié.

Les techniques de mesure utilisées pour ces expériences sont résumées comme suit:

#### II.3.1. Mesure des débits

Pour la mesure du débit du liquide, l'installation dispose de deux débitmètres pour lesquels on a établi les courbes d'étalonnages avec les deux solutions de glycérol utilisées pour la fluidisation. Il est à noter que les deux débitmètres sont placés en parallèle de telle manière que les faibles débits soient mesurés par le plus petit et dès qu'on atteint son maximum l'autre débitmètre sera mis en fonctionnement.

#### II.3.2. Mesure de Pression

La variation de la pression le long de la colonne est mesurée en utilisant un tube manométrique (10) connecté aux prises de pression vissées à l'entrée et à la sortie de la colonne de fluidisation de la manière indiquée dans la figure II.2.

#### II.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, à savoir la masse volumique et la viscosité, on la note pendant toute la durée des mesures. Ainsi on contrôle la température pendant la

circulation du liquide à travers la colonne, à l'aide d'un thermomètre plongé à l'intérieur du réservoir d'alimentation, et l'intervalle de température opératoire durant toutes nos expériences est compris entre  $(32^{\circ} \pm 3^{\circ}\text{C}$  et  $41 \pm 1^{\circ}\text{C}$ ).

#### II.3.4. Mesure de la hauteur du lit (expansion)

Pour évaluer expérimentalement la porosité de la couche fluidisée, nous avons procédé comme suit :

Pour chaque débit nous avons enregistré la hauteur H (hauteur moyenne des deux expansions minimale et maximale) voir la figure (II.6) atteinte par le lit de particules en expansion. Les valeurs relevées, serviront au calcul de la porosité.

La porosité moyenne  $\varepsilon$  du milieu est déduite de la hauteur H ainsi enregistrée à partir de la relation :

$$\varepsilon = 1 - \frac{m}{\rho_s \Omega H}$$

Où m est la masse des particules et  $\Omega$  l'aire de la section de la colonne.



Figure II.6.a : Lit fixe



Figure II. 6. b: Lit fluidisé

## II.4. Problèmes pratiques de la fluidisation

Plusieurs phénomènes sont fréquemment rencontrés lors du fonctionnement d'un lit fluidisé:

- **le bullage:** des micro- bulles se forment dans la région de la grille de distribution de liquide au bas de la colonne, s'élèvent dans le lit, elles grossissent par coalescence. Quelques-unes rentrent dans les prises de pression et viennent finalement dans le tube manométrique et d'autres arrivent au bac d'alimentation en surface où elles sont aspirées par la pompe.

En réalité ce phénomène est très complexe et très étudié. La plupart des installations de fluidisation fonctionnent sous ce régime, ce qui mène au phénomène du pistonnage c'est-à-dire on aura alternance dans le lit de passage des bulles et de lit stable et la surface du lit se soulève et retombe de manière très régulière.

- **le renardage:** les particules s'agglomèrent et créent des passages préférentiels pour le fluide.

- **l'entraînement de particules:** l'érosion mécanique et les contraintes thermiques du distributeur (à l'entrée et à la sortie de la colonne de fluidisation) finissent par aboutir à l'entraînement des particules hors du lit.

- **Température :** à force de recycler la solution de travail, sa température augmente et influe légèrement sur les propriétés physiques du fluide à savoir la masse volumique et la viscosité.

En plus de l'ensemble des problèmes déjà cités, il existe d'autres gênants au cours de nos expériences tel que les fuites dans la tuyauterie et son aplatissement lors de l'augmentation de la température. La rouille provoquée par la pompe salit nos solutions de travail et rend la visibilité confuse ainsi que la complexité de la recharge et de la décharge de la colonne de fluidisation par les particules qui nécessite à chaque fois le démontage de celle-ci.

*Chapitre III*  
*Résultats et discussion*

## Chapitre III : Résultats et discussion

Dans ce chapitre nous présentons l'ensemble des résultats obtenus pour chaque système solide-liquide utilisé. Nous avons déterminé pratiquement la vitesse minimale de fluidisation et l'expansion du lit à partir d'enregistrement des variations de la perte de charge  $\Delta P$  subie par le liquide et de la porosité du lit en fonction de la vitesse superficielle d'écoulement du liquide. La rhéologie du fluide a aussi été étudiée pour plusieurs températures, les résultats obtenus sont synthétisés ci-dessous.

### III.1. Mesure de la viscosité de fluide

Au premier lieu, nous avons étudié l'influence de la température sur les propriétés (masse volumique et viscosité) des deux solutions aqueuses de glycérol à 50% et à 70% volumiques, et cela dans un intervalle de température allant de  $[25^{\circ}\text{C} - 45^{\circ}\text{C}]$ , les températures initiales et maximales atteintes au cours de chaque expérience sont incluses dans cette gamme.

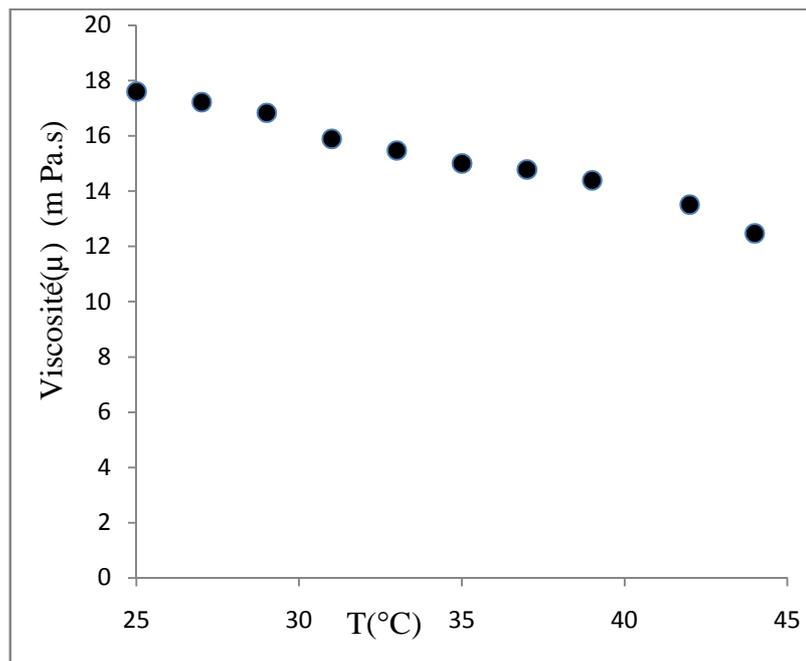
Les figures (III.1 et III.2), représentent la variation de la viscosité des deux solutions aqueuses de glycérol utilisées pour la fluidisation en fonction de la température.

D'après les résultats obtenus, il peut être constaté que pour une variation de température comprise entre  $10^{\circ}\text{C}$  et  $15^{\circ}\text{C}$  ( $10^{\circ}\text{C} \leq \Delta T \leq 15^{\circ}\text{C}$ ), l'écart entre les viscosités maximales et minimales atteintes est de 19,7% et 24,7% pour les deux solutions aqueuses de glycérol à 50% et à 70% respectivement.

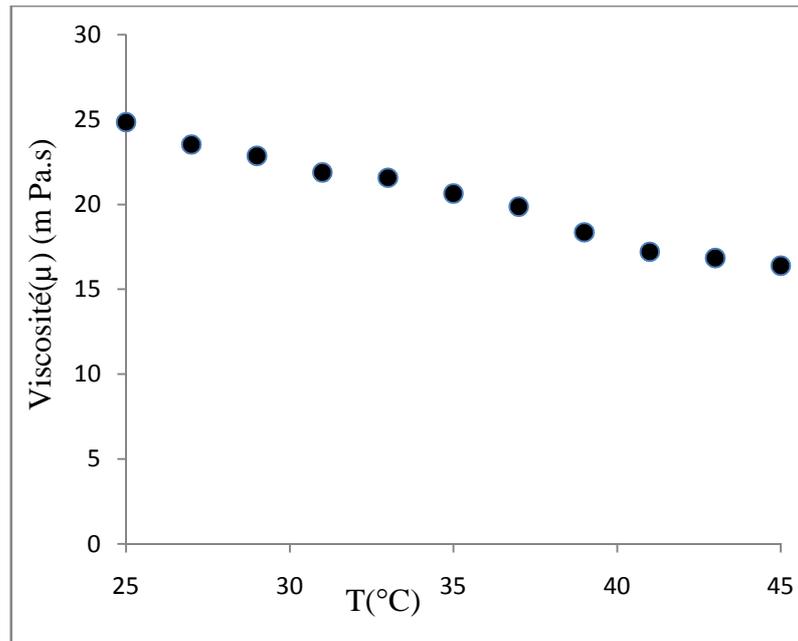
Au cours de nos expériences de fluidisation, nous constatons que l'écart de la température entre le début et la fin de l'expérience ne dépasse pas  $6^{\circ}\text{C}$  ; pour cela nous avons calculé l'écart relatif moyen entre la viscosité maximale (début de l'expérience) et la viscosité minimale (fin de l'expérience) pour chaque solution. Nous avons noté que pour la solution aqueuse de glycérol à 50% volumique et pour tous types de sphères étudiés la température initiale de l'expérience est de  $34 \pm 2^{\circ}\text{C}$  et la température finale est de  $40 \pm 2^{\circ}\text{C}$  ; dans cette gamme de température l'écart relatif moyen entre les viscosités atteintes est de 12,9%. Pour la solution aqueuse de glycérol à 70% volumique, l'expérience de fluidisation de tous types de sphères étudiés débute à  $30 \pm 1^{\circ}\text{C}$  et se termine à  $36 \pm 1^{\circ}\text{C}$  ; l'écart relatif moyen entre les viscosités atteintes dans cette gamme de température est de 12%.

Les mesures de la viscosité des deux solutions aqueuses de glycérol, ont été effectuées avant et après chaque expérience de fluidisation ; il apparait que les résultats obtenus sont reproductibles.

Nous avons noté aussi que l'écart de la température entre le minimum de fluidisation et la fin de l'expérience ne dépasse pas 4°C; dans cette gamme de température les écarts relatifs moyens entre les viscosités atteintes sont de 7,2% et 4,3% pour les deux solutions de glycérol à 50% et 70% volumique respectivement. Ainsi lors de l'exploitation des modèles de corrélations pour la comparaison, nous estimons la viscosité moyenne entre le minimum de fluidisation et l'expansion finale pour les deux solutions aqueuses de glycérol.



**Figure III.1 : Variation de la viscosité dynamique de la solution aqueuse de glycérol à 50% volumique en fonction de la température**



**Figure III.2: Variation de la viscosité dynamique de la solution aqueuse de glycérol à 70% volumique en fonction de la température**

### III.2. Détermination de la vitesse minimale de fluidisation

Pour évaluer expérimentalement la vitesse minimale de fluidisation, pour un système (solide- liquide) donné, nous avons adopté la méthode standard souvent utilisée, qui consiste à déterminer  $U_{mf}$  à partir du graphe  $(\Delta P-U_0)$  [44]. Cette méthode nécessite de tracer l'évolution de la chute de pression  $\Delta P$  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.

Sur les deux figures (III.3) et (III.4) ci-dessous, nous présentons un exemple décrivant les différentes étapes pendant la fluidisation d'un lit de particules par un liquide. La région AB est obtenue à débit croissant pour une couche fixe de porosité  $\epsilon$ , dans cette région, la chute de pression augmente avec la vitesse superficielle d'écoulement. Au point B la fluidisation commence, les particules se mettent en mouvement lentement et se désolidarisent les unes des autres ; si le débit augmente encore, la chute de pression se stabilise et reste relativement constante, par contre la hauteur du lit augmente ; c'est le phénomène d'expansion, qui est une caractéristique des lits fluidisés. Cette figure illustre ce comportement pour des lits de sphères de diamètre 2mm fluidisées avec la solution

aqueuse de glycérol à 50% dans un intervalle de température allant de  $34 \pm 1^\circ\text{C}$  jusqu'à  $40 \pm 2^\circ\text{C}$ . Le débit diminue à partir du point C, une nouvelle courbe CDE est observée, la partie DE correspond à une couche fixe obtenue en déposant très lentement une couche fluidisée par diminution progressive du débit. La partie DE est bien reproductible.

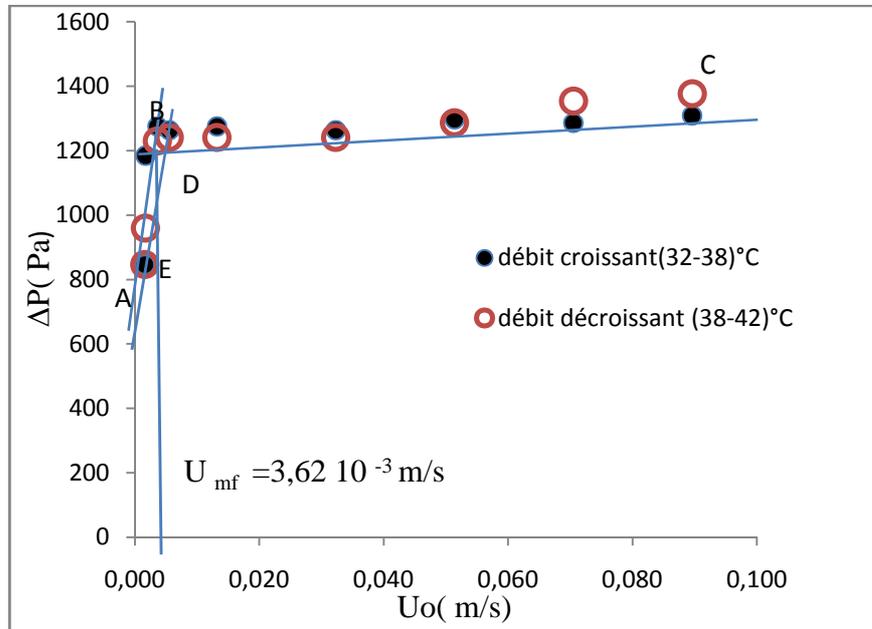


Figure III.3 : variation de la chute de pression en fonction de la vitesse d'écoulement ( $d_p=2\text{mm}$ , solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0144 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ).

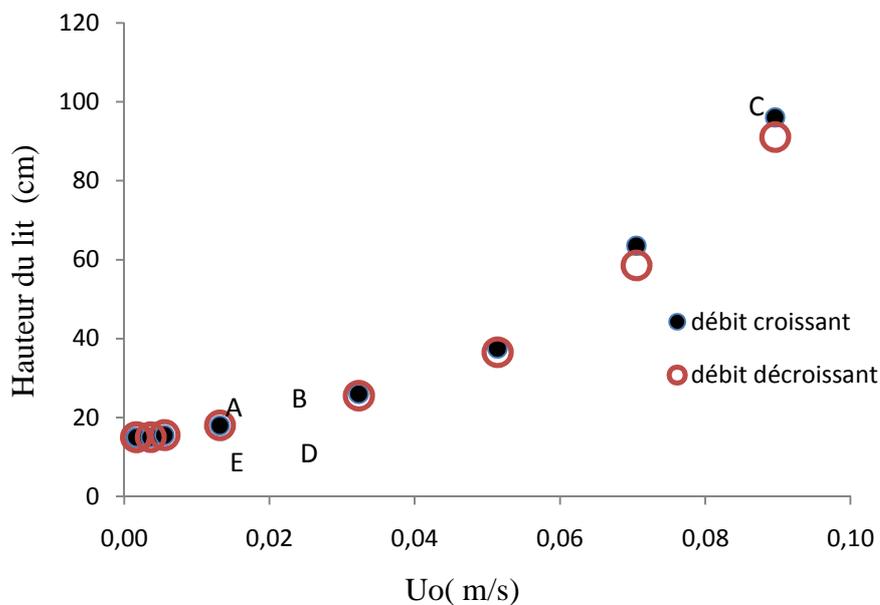
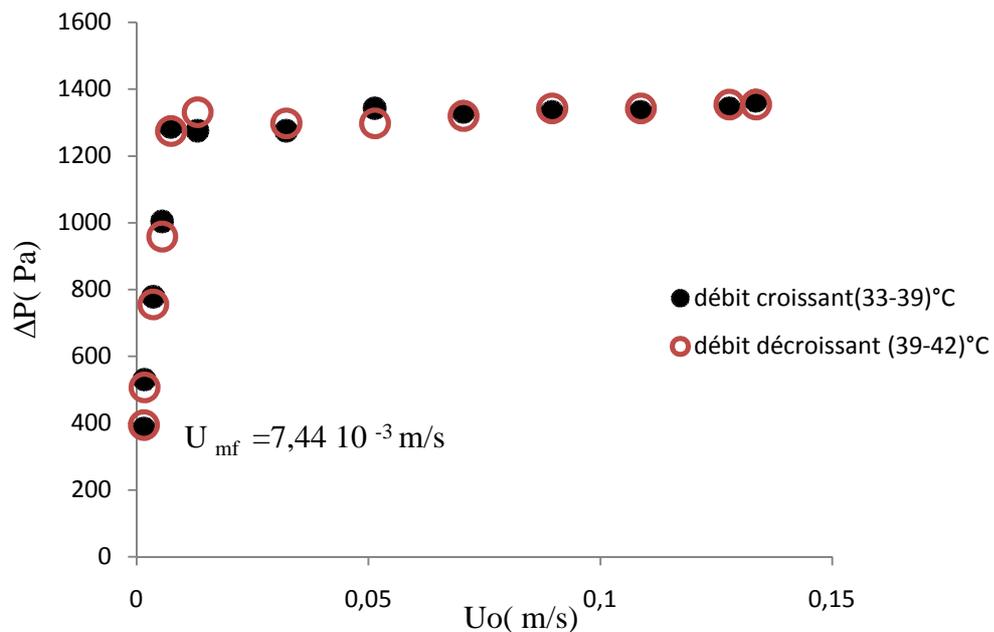


Figure III.4: Variation de la hauteur du lit en fonction de la vitesse d'écoulement ( $d_p=2\text{mm}$ , solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0144 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ).

Pour les six systèmes (sphères-liquide) étudiés, nous avons noté la variation de la perte de charge en fonction de la vitesse superficielle de fluide. Nous avons constaté que la chute de pression varie linéairement avec la vitesse de fluide dans la région correspondante au lit fixe puis elle reste pratiquement constante dans la région correspondante au lit fluidisé et équivalente au poids apparent des particules. Nous avons représenté la variation de la chute de pression en fonction de la vitesse superficielle du liquide, et nous avons déterminé graphiquement la vitesse minimale de fluidisation (voir les figures III.5, III.6, III.7, III.8 et III.9).



**Figure III.5 : Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère  $d_p=3$ mm-solution aqueuse de glycérol de viscosité 0,0144 Pa.s).**

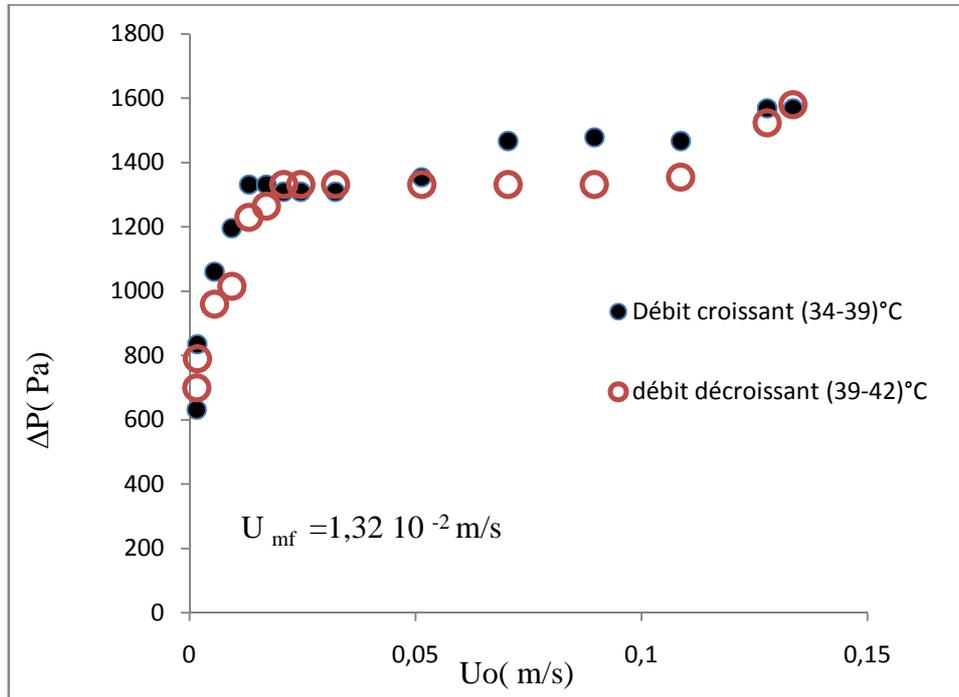


Figure III.6 : Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère  $d_p=4\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité 0,0144 Pa.s).

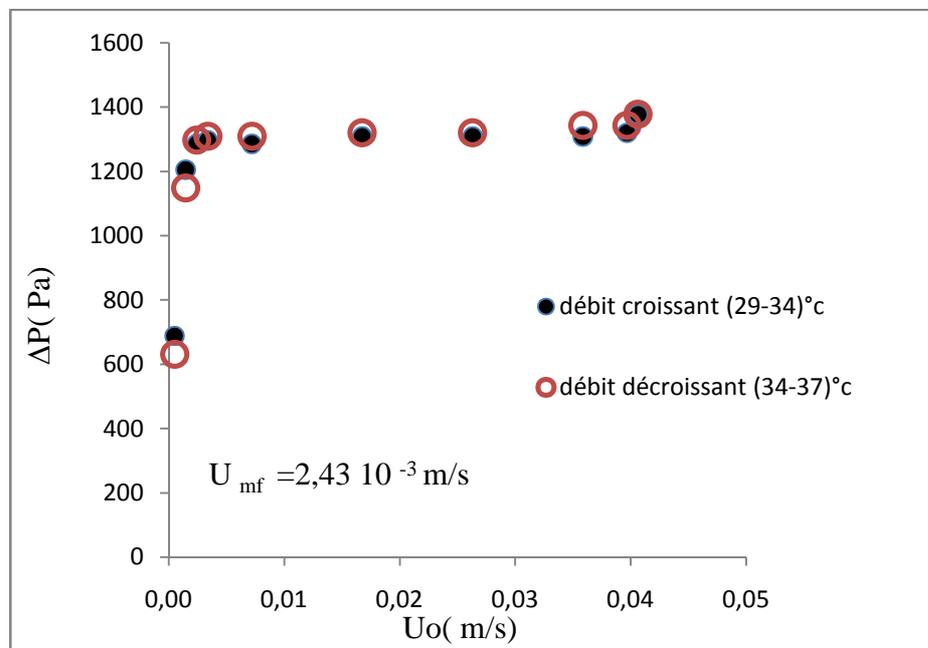


Figure III.7 : Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère  $d_p=2\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité 0,0214 Pa.s).

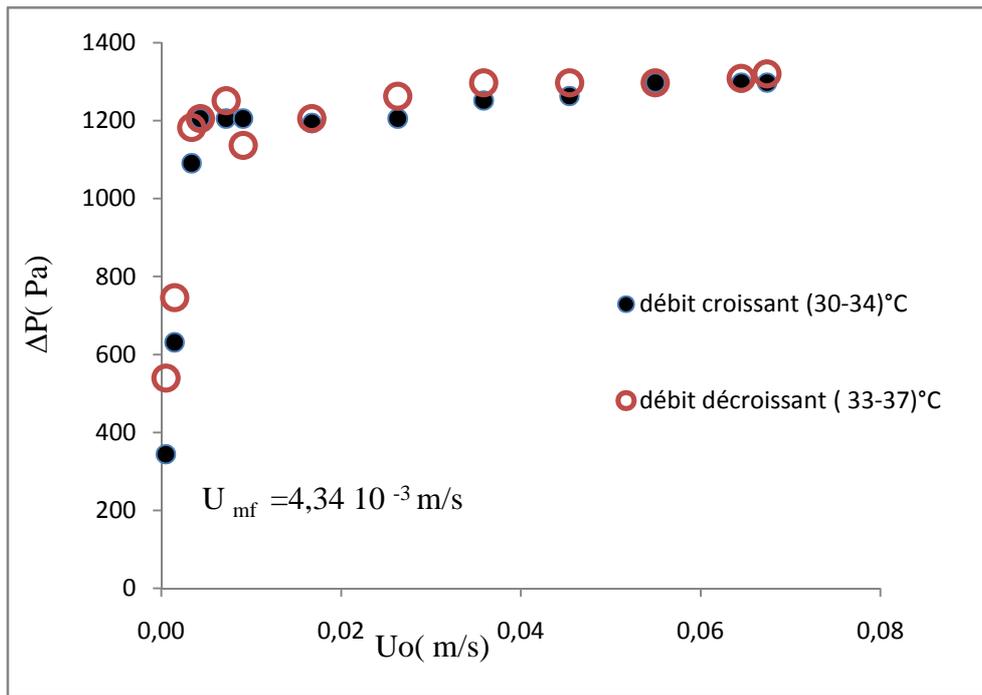


Figure III.8 : Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère  $d_p=3\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ ).

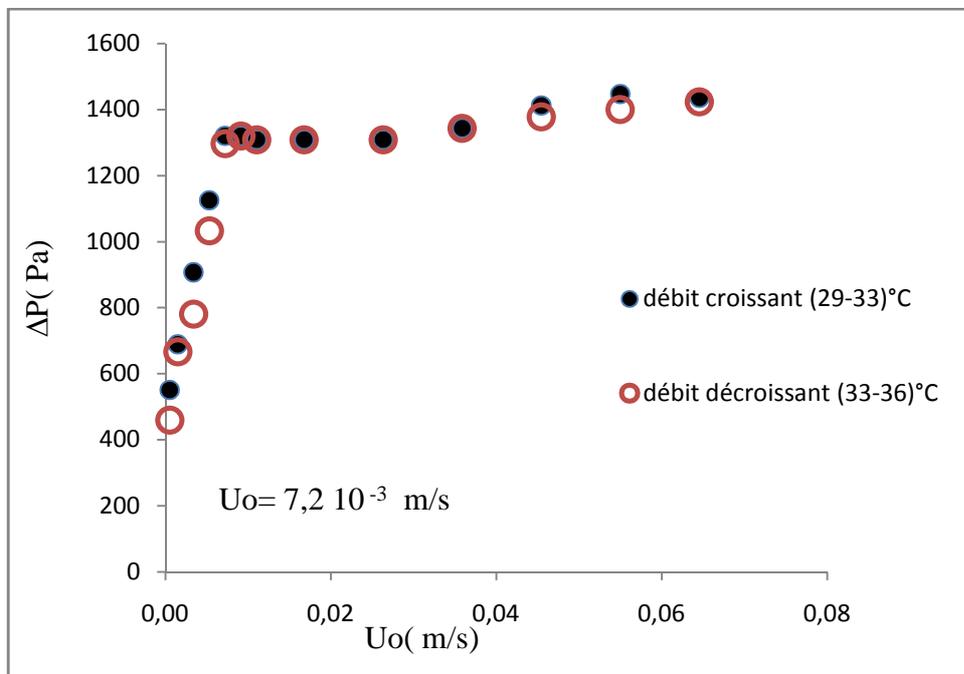


Figure III.9 : Chute de pression en fonction de la vitesse superficielle (Sphère  $d_p=4\text{mm}$ -solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ ).

Nous avons appliqué le modèle capillaire qui a été établi par COMITI et RENAUD [79] (équation 49) pour le calcul de la vitesse minimale de fluidisation en remplaçant  $\varepsilon$  par  $\varepsilon_{mf}$ . Pour évaluer la tortuosité de lit de sphère en fonction de la porosité, nous nous proposons d'utiliser deux corrélations suivant la forme de l'équation (39) correspondant à deux valeurs de paramètre P légèrement différentes. Ce dernier dépend directement de la géométrie et de la forme des particules [85] et de leur orientation moyenne dans le lit [8].

\*La première s'écrit :

$$\tau - 1 = 0,41 \ln \left( \frac{1}{\varepsilon} \right) \quad (63)$$

Elle a été établie par COMITI et RENAUD [79] à partir de valeur de tortuosités hydrauliques et électriques. Cette corrélation est valable pour des porosités plus ou moins faibles [79] et le rapport des surfaces spécifiques ne peut qu'augmenter avec la porosité.

\*La deuxième correspond à P= 0,49 a été proposée récemment par MAURET [79], elle est utilisée pour des particules sphériques [87].

$$\tau - 1 = 0,49 \ln \left( \frac{1}{\varepsilon} \right) \quad (64)$$

MAURET [79] parvient à expliquer cette augmentation en considérant simplement que l'empilement entre les particules change en fonction de la porosité. Une porosité plus faible demande un empilement plus compact. Cela entraîne une surface spécifique dynamique nettement inférieure à la surface spécifique géométrique et donc une tortuosité plus importante. Pour des porosités plus élevées, l'empilement est moins important, les particules sont plus désolidarisées et la surface spécifique dynamique augmente tandis que la tortuosité diminue. Le cas limite est atteint lorsque les particules sont libres les unes par rapport aux autres. Dans ce cas, les surfaces spécifiques sont égales et la tortuosité est minimale.

Ensuite nous avons exprimé l'écart relatif  $\delta'$  entre les valeurs expérimentales de  $U_{mf}$  et celles calculées à partir de l'équation (49), qui est défini comme suit :

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

avec  $U_{mf,exp}$  : vitesse minimale de fluidisation déterminée expérimentalement, et  $U_{mf,cal}$  : vitesse minimale de fluidisation calculée selon l'équation (49) et les deux corrélations de la tortuosité en fonction de la porosité (63) et (64).

Le tableau suivant illustre les valeurs d'  $U_{mf}$  et les écart relatifs  $\delta'$  obtenues par les deux corrélations de MAURET et de RENAUD et COMITI donnant la tortuosité en fonction de la porosité :

**Tableau III.1: Comparaison entre les valeurs de  $U_{mf}$  expérimentales et celles calculées à partir de l'équation (49) en utilisant successivement les deux corrélations (63) et (64).**

ystème	Ar	$U_{mf\ exp}$	$Re_{mf,exp}$	$U_{mf\ cal}$ Equations (49) et (64)	$U_{mf\ cal}$ Equations (49) et (63)	$\delta'$ Equations (49) et (64)	$\delta'$ Equations (49) et (63)
Dp=2mm $\mu=0,0144\ Pa.S$ $\rho = 1128kg/m^3$	620,574	0,00362	0,567	0,00277	0,00307	23%	15 ,2%
Dp=3mm $\mu=0,0144\ Pa.S$ $\rho = 1128kg/m^3$	2110,594	0,00744	1,748	0,00616	0,00683	17,2%	8,1%
Dp=4mm $\mu=0,0144\ Pa.S$ $\rho = 1128kg/m^3$	5107,333	0,01317	4,126	0,01079	0,01194	18%	9 ,33%
Dp=2mm $\mu=0,0214\ Pa.S$ $\rho = 1148kg/m^3$	281,961	0,00243	0,261	0,00185	0,00205	23,86%	15,6%
Dp=3mm $\mu=0,0214\ Pa.S$ $\rho = 1148kg/m^3$	959,065	0,00434	0,698	0,00461	0,00415	6,22%	4 ,37%
Dp=4mm $\mu=0,0214\ Pa.S$ $\rho = 1148kg/m^3$	2321,469	0,00720	1,545	0,00821	0,00741	14%	-2,9%

La précision de la détermination de la vitesse minimale de fluidisation  $U_{mf}$  à partir de l'équation (49), et les deux corrélations de la tortuosité (63) et (64), est satisfaisante. Toute fois ces résultats montrent que l'emploi de la corrélation de COMITI et RENAUD ( $P=0,41$ ), conduit à des valeurs de la vitesse plus proches des valeurs expérimentales et donne une meilleure estimation de  $U_{mf}$  par rapport à celle de MAURET ( $P=0,49$ ). Les écarts absolus relatifs maxima respectifs aux deux valeurs ( $P=0,41$ ) et ( $P=0,49$ ), sont de l'ordre de 16% et de 24% respectivement; nous choisissons donc d'évaluer la tortuosité en utilisant la

corrélation de COMITI et RENAUD [79]. Nous faisons remarquer que cette corrélation est extrapolée pour un domaine de porosité non exploré expérimentalement pour son établissement.

SABIRI [22] a suggéré après une étude expérimentale sur la détermination de la vitesse minimale de fluidisation, que l'emploi de la corrélation de MAURET donne une estimation meilleure par rapport à celle de COMITI et RENAUD avec des écarts absolus relatifs moyens respectifs 4,7% et 8%.

On remarque aussi, lorsque la viscosité de la solution augmente que la vitesse minimale de fluidisation diminue, les valeurs expérimentales obtenues pour les sphères 2, 3 et 4 mm pour les deux solutions aqueuses de glycérol à 50% et à 70% le montrent clairement; Cela peut être expliqué par le fait que les forces visqueuses deviennent importantes pour supporter le poids apparent des particules, et un faible débit d'écoulement sera suffisant pour les mettre en suspension.

Nous avons choisi de comparer nos résultats expérimentaux avec les vitesses minimales de fluidisation calculées en utilisant les trois corrélations (24), (26) et (27) proposées respectivement par ERGUN [39], WEN et YU [63, 64] et RIBA [36] et coll. Ces prédictions sont confrontées à nos résultats expérimentaux, en évaluant les écarts relatifs entre les valeurs de  $U_{mf}$  calculées à partir des trois équations et les valeurs expérimentales.

Le tableau ci-dessous résume les prédictions de la vitesse minimale de fluidisation calculée avec les relations d'ERGUN, WEN et YU et RIBA et comparées à celles obtenues par nos expériences.

**Tableau III.2 : Valeurs de  $U_{mf}$  calculées à partir des corrélations proposées et comparaison avec les valeurs expérimentales du présent travail.**

Système particule /fluide	Equation d'ERGUN $U_{mf,cal}$ (m/s) et $\delta'$	Equation de WEN et YU $U_{mf,cal}$ (m /s) et $\delta'$	Equation de RIBA $U_{mf,cal}$ (m /s) et $\delta'$
Dp=2mm $\mu=0,0144$ $\rho = 1128\text{kg/m}^3$	0,00279 (-29,7%) <b>Eqt d'ERGUN sans le terme d'Inertie</b> 0,00282 (-22%)	0,00238 (34,25%)	0,00692 (-91,16%)
Dp=3mm $\mu=0,0144$ $\rho = 1128\text{kg/m}^3$	0,00621 (-19,8%) <b>Eqt d'Ergun sans le terme d'Inertie</b> 0,00638 (-14,24%)	0,00534 (28 ,22%)	0,01035 (-39,11%)
Dp=4mm $\mu=0,0144$ $\rho = 1128\text{kg/m}^3$	0,01087 (17,46%) <b>Eqt d'ERGUN sans le terme d'Inertie</b> 0,01159 (12%)	0,00945 (28,25%)	0,01392 (-5,69%)
Dp=2mm $\mu=0,0214$ $\rho = 1148\text{kg/m}^3$	0,00186 (23,45%) <b>Eqt d'ERGUN sans le terme d'Inertie</b> 0,00187 (23%)	0,00159 (34,58%)	0,00599 (-146,5%)
Dp=3mm $\mu=0,0214$ $\rho = 1148\text{kg/m}^3$	0,00418 (3,68%) <b>Eqt d'ERGUN sans le terme d'Inertie</b> 0,00423 (2,5%)	0,00358 (17,51%)	0,00896 (-106,45%)
Dp=4mm $\mu=0,0214$ $\rho = 1148\text{kg/m}^3$	0,00746 (-3,6) <b>Eqt d'ERGUN sans le terme d'Inertie</b> 0,00769 (-6,8%)	0,00642 (10,83%)	0,01206 (-67,5%)

Les résultats de cette comparaison montrent que les prédictions de l'équation d'ERGUN sont meilleures et en accord avec l'expérience par rapport à celles de corrélation de WEN et YU et de RIBA et coll. On remarque aussi que l'équation de RIBA et coll [36] donne des écarts relatifs très élevés surtout pour la solution aqueuse de glycérol la plus visqueuse, et cela s'explique par le fait que les nombres de Reynolds au seuil de fluidisation pour les deux solutions aqueuses de glycérol 50% et 70% volumiques et dans le cas des sphères 2, 3 et 4 mm qui sont respectivement égaux à (0,93 et 0,55), (2,05 et 1,2) et (3,6 et 2,1), sont à l'extérieur du champ d'application (10-1000) de la corrélation de RIBA et coll [36]. Notons aussi que les écarts relatifs obtenus généralement avec les deux corrélation d'ERGUN et WEN et YU pour la solution aqueuse de glycérol à 50% volumique sont plus importants par rapport à ceux obtenus pour la solution aqueuse de glycérol à 70% volumique pour les mêmes sphères.

Les vitesses minimales de fluidisation obtenues expérimentalement sont plus proches de celles calculées par la relation d'Ergun en négligeant le terme d'inertie, et donne des écarts relatifs moyens moins importants par rapport à ceux obtenus si les deux termes (visqueux et inertie) dans la relation d'ERGUN sont pris en compte. Et cela peut s'explique par le fait que toutes nos expériences ont été effectuées sous le régime laminaire (nombre de Reynolds faibles), et que l'effet visqueux l'emporte sur l'effet d'inertie au début de la fluidisation.

### III.3. Expansion du lit fluidisé

A partir du seuil de mise en fluidisation, la porosité du lit augmente avec la vitesse d'écoulement du liquide. Nous avons enregistré cette variation pour les six systèmes étudiés.

Sur les figures (III.10, III.11, III. 12, III.13, III.14 et III.15), nous avons présenté la variation de la vitesse superficielle  $U_0$  en fonction de la porosité pour les différents systèmes (solide-liquide), ainsi que les prédictions de l'équation (49) déduite du modèle de RENAUD et COMITI, en utilisant les deux corrélation proposées par RENAUD et COMITI équation (63) et par MAURET équation (64) pour la variation de la tortuosité en fonction de la porosité et les prédictions obtenues par les deux corrélation de RIBA équation(31) et celles de WEN et YU équation (32).

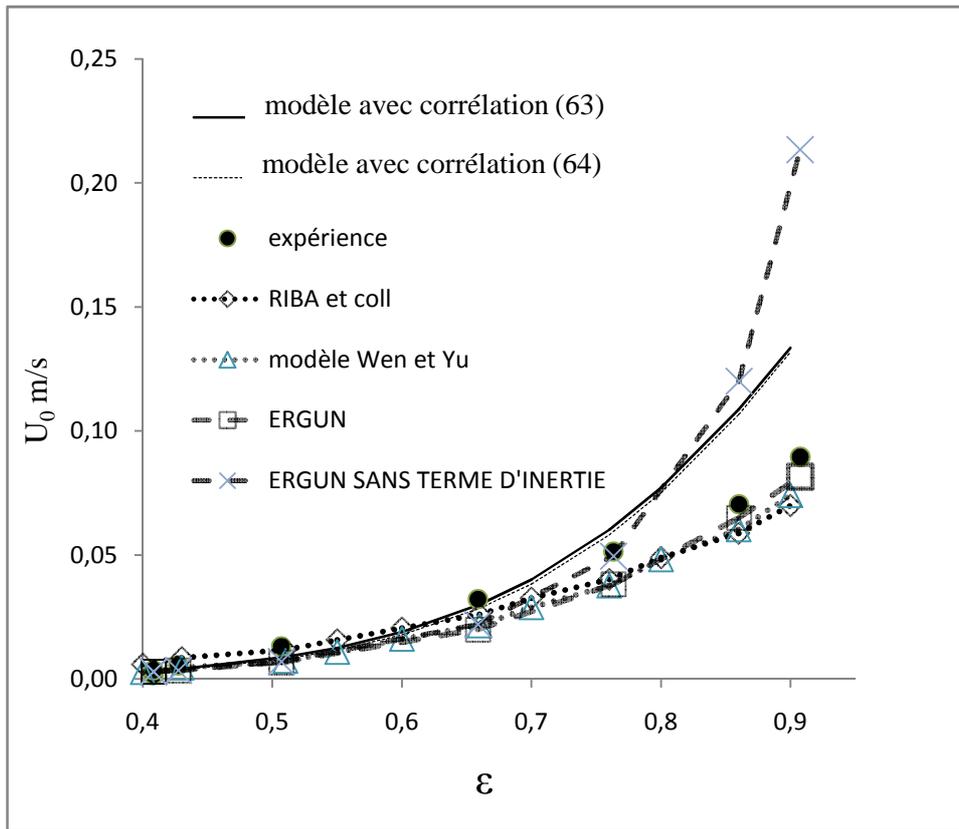


Figure III.10 : Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères  $d_p=2\text{mm}$ - solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0144 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ )

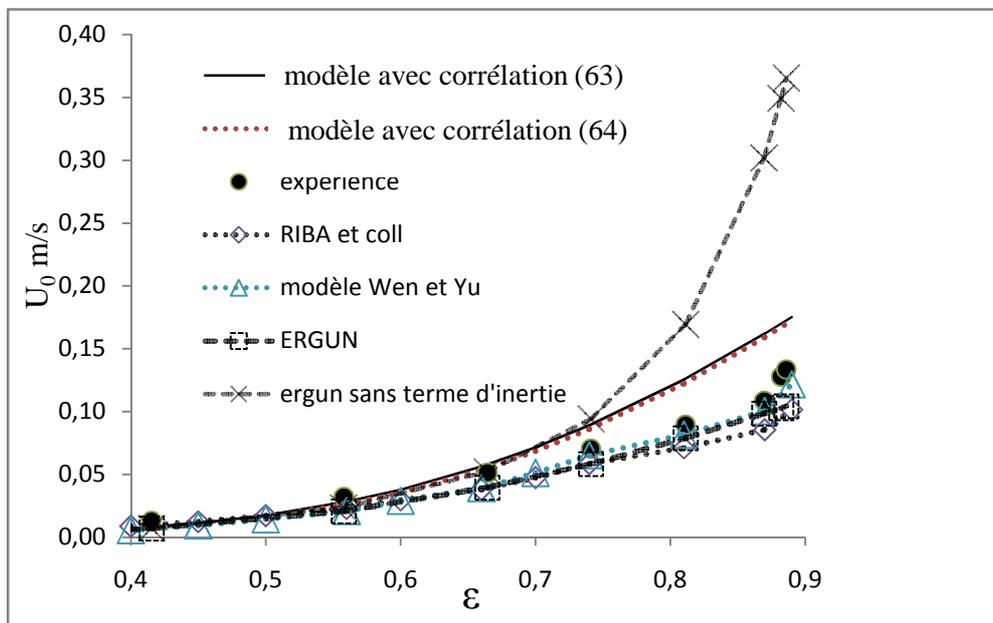


Figure III.11: Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères  $d_p=3\text{mm}$ - solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0144 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ )

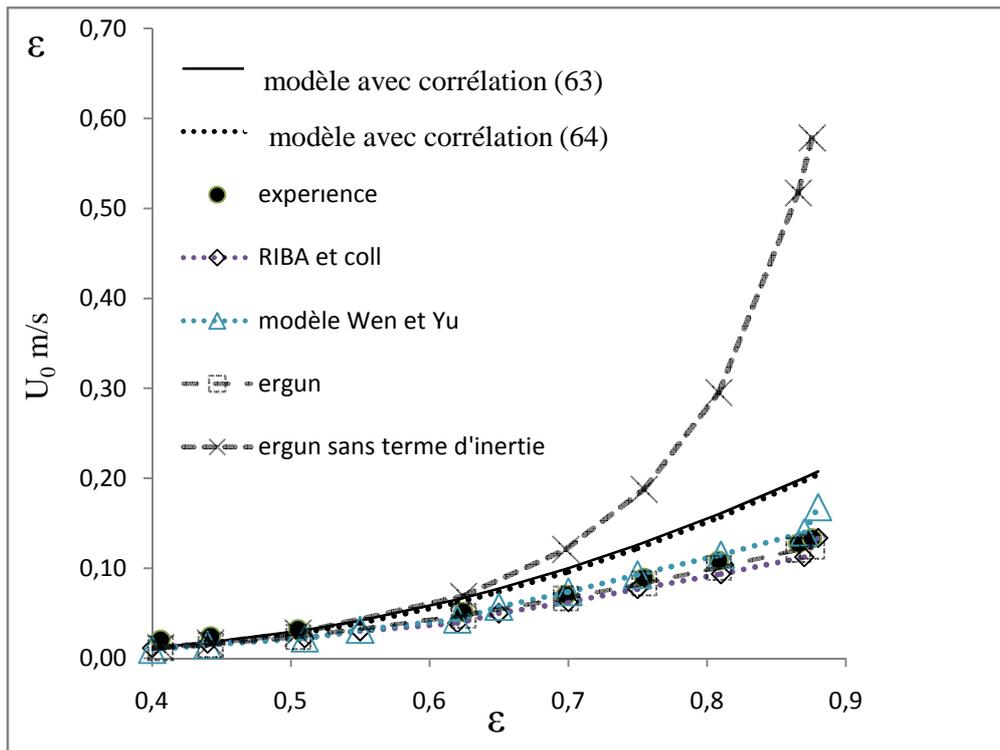


Figure III.12 : Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères  $d_p=4\text{mm}$ - solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0144\text{ Pa}\cdot\text{s}$ )

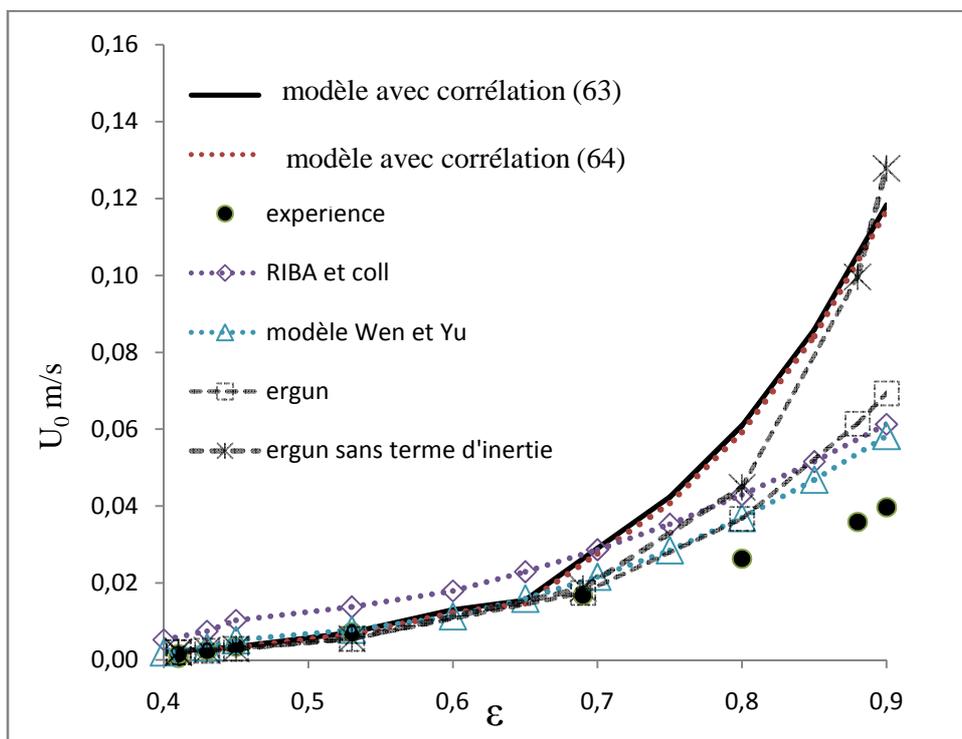


Figure III.13: Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères  $d_p=2\text{mm}$ - solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ ).

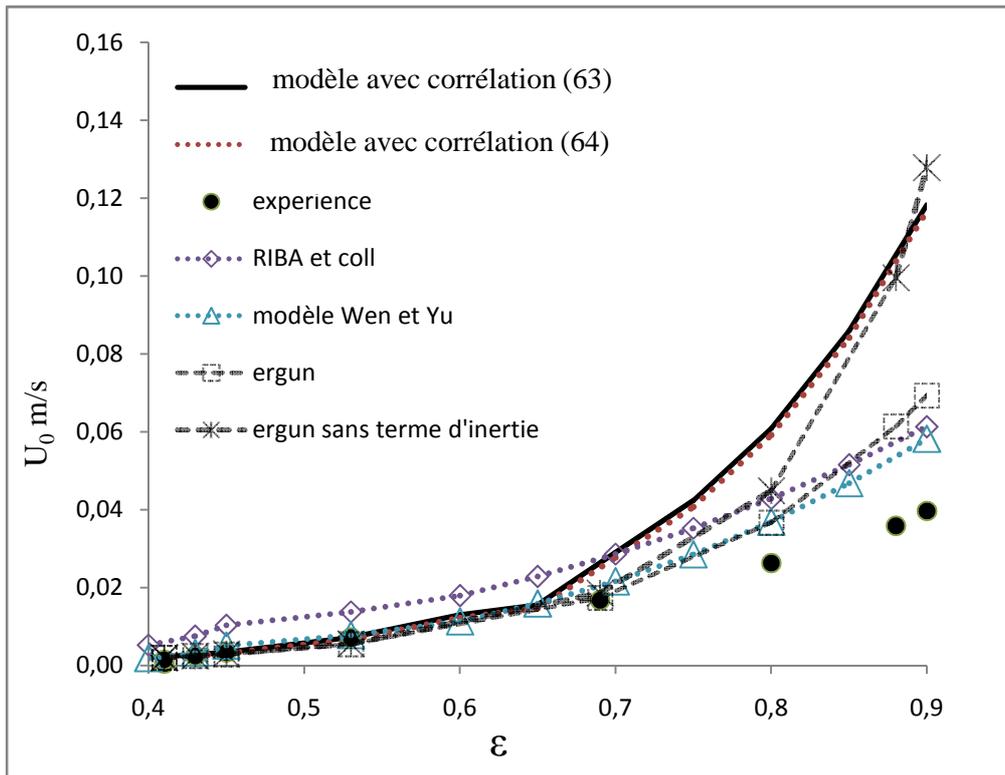


Figure III.14: Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères  $d_p=3\text{mm}$ - solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ )

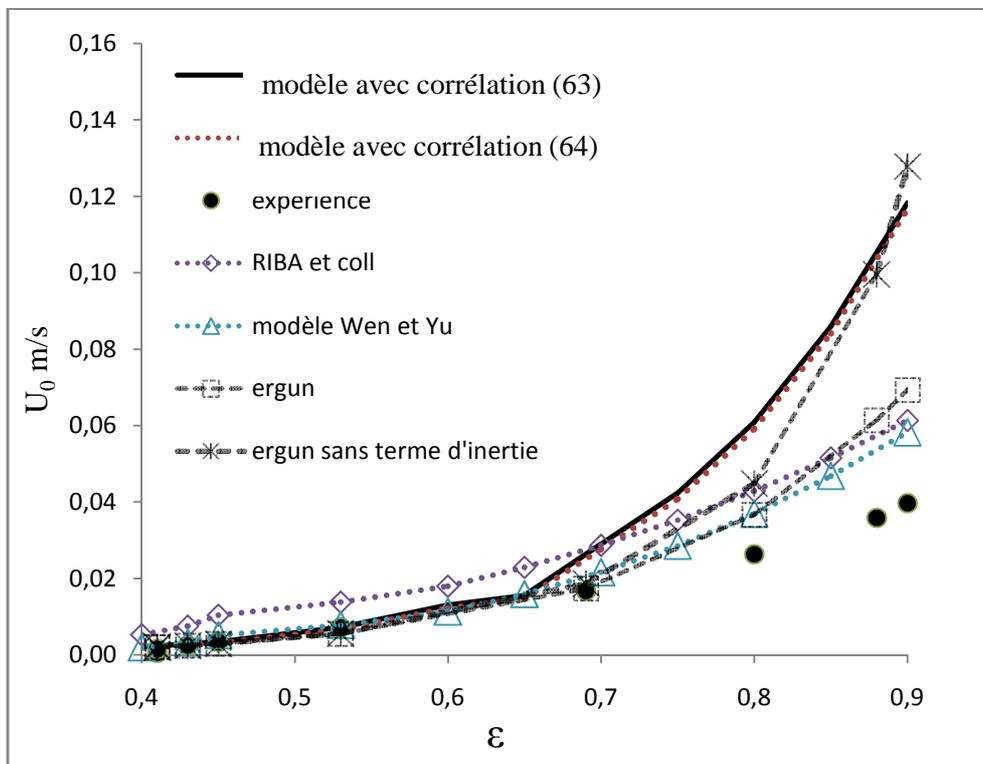


Figure III.15 : Vitesse superficielle en fonction de la porosité (Sphères  $d_p=4\text{mm}$ - solution aqueuse de glycérol de viscosité  $0,0214\text{ Pa}\cdot\text{s}$ )

Afin de connaître la gamme de porosité dans laquelle les prédictions peuvent être considérées comme satisfaisantes, nous avons choisi de calculer pour chaque système (solide-liquide) l'écart relatif moyen entre les valeurs expérimentales et celles calculées par le modèle de COMITI et RENAUD par intervalle de porosité.

L'erreur relative moyenne  $\delta$  est définie comme suit :

$$\delta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{U_{\text{exp}} - U_{\text{cal}}}{U_{\text{exp}}} \right|$$

Où :  $U_{\text{exp}}$  : valeur de la vitesse superficielle mesurée expérimentalement.

$U_{\text{cal}}$  : valeur de la vitesse superficielle calculée à partir de corrélation choisie.

$N$  : nombre de points de mesure.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau suivant :

**Tableau III.3 : Ecart relatif moyen par intervalle de porosité, entre les valeurs expérimentales de la vitesse superficielle et celles calculées par les corrélations choisies.**

Système particule /fluide	$(\epsilon_{mf} - 0,55)$	$(\epsilon_{mf} - 0,70)$	$(\epsilon_{mf} - 0,80)$	$(\epsilon_{mf} - 0,90)$	RIBA et coll	WEN et YU
Dp=2mm $\mu=0,0144 \text{ Pa} \cdot \text{S}$ $\rho = 1128 \text{ kg/m}^3$	24,01%	19,74%	19,20%	19,35%	30,02%	25,48%
Dp=3mm $\mu=0,0144 \text{ Pa} \cdot \text{S}$ $\rho = 1128 \text{ kg/m}^3$	11,77 %	11,41 %	14,40 %	24 ,00 %	19, 94%	19,70 %
Dp=4mm $\mu=0,0144 \text{ Pa} \cdot \text{S}$ $\rho = 1128 \text{ kg/m}^3$	20,75%	26,30%	28,71%	36,86%	19,89%	19,54%
Dp=2mm $\mu=0,0214 \text{ Pa} \cdot \text{S}$ $\rho = 1148 \text{ kg/m}^3$	13,66%	25,52%	43,19%	62,62%	102,7%	26,44%
Dp=3mm $\mu=0,0214 \text{ Pa} \cdot \text{S}$ $\rho = 1148 \text{ kg/m}^3$	18,74%	43,62%	59,76%	94,78%	15,09%	32,18%
Dp=4mm $\mu=0,0214 \text{ Pa} \cdot \text{S}$ $\rho = 1148 \text{ kg/m}^3$	57,09%	89,63%	111,04%	124 %	41,67%	48,03%

$\delta(\epsilon_{mf} - X)$  est l'écart relatif moyen entre les prédictions et l'expérience pour des porosités comprises entre la valeur de  $\epsilon_{mf}$  et X.

Dans les deux dernières colonnes du tableau III.3, sont données les valeurs des écarts absolus relatifs moyens entre l'expérience et les prédictions des corrélations de RIBA et coll et de WEN et YU respectivement, obtenues sur toute la gamme de porosités explorées expérimentalement pour chaque système (solide-liquide) étudié.

On constate en général une augmentation des écarts relatifs moyens entre l'expérience et la prédiction de la corrélation déduite par le modèle de COMITI et RENAUD [81] lorsque la gamme de la porosité augmente. Ces deux auteurs ont supposé que dans des lits des sphères à porosité importante et pour des nombres de Reynolds importants, le flux de fluide n'est pas de type canal, car les perturbations produites par des particules sont fortes. Ce phénomène est plus faible quand le nombre de Reynolds diminue.

Il apparaît que les prédictions sont satisfaisantes pour tous types de sphères utilisés dans le cas de la solution aqueuse de glycérol la moins visqueuse jusqu'aux porosités maximales atteintes lors de l'expérience. Par contre dans le cas de la solution aqueuse de glycérol de viscosité importante, les écarts relatifs moyens restent plus ou moins satisfaisants jusqu'à une valeur de porosité égale à 0,55.

A partir de  $\varepsilon = 0,55$ , la déviation de la valeur calculée de  $U_0$  par rapport à la valeur expérimentale croit de façon importante pour des diamètres identiques en passant de la solution la moins visqueuse à la solution la plus visqueuse.

Par ailleurs, nous constatons que les écarts relatifs moyens entre l'expérience et les prédictions de corrélation de WEN et YU pour tous types de sphère utilisés dans le cas de la solution aqueuse de glycérol moins visqueuse sont plus ou moins satisfaisants sur toute la gamme de porosité et proches de ceux obtenus par la corrélation de RIBA.

### III .4. Conclusions

Dans ce travail nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec des prédictions établies par le modèle capillaire de RENAUD et COMITI, ainsi que les prédictions des corrélations proposées dans la littérature telles que la relation d'ERGUN, WEN et YU et RIBA et nous avons tiré les conclusions suivantes :

Pour la vitesse au minimum de fluidisation nous avons constaté que nos résultats expérimentaux sont comparables à ceux prédits par les différentes corrélations proposées ; en effet l'écart relatif moyen ne dépasse pas 16 % pour le modèle capillaire de RENAUD et COMITI ,et de 15% pour la corrélation d'ERGUN sauf pour les fines particules ( $d_p=2\text{mm}$ ). Les corrélations établies par WEN et YU donnent des écarts relatifs moyens plus ou moins importants mais qui ne dépassent pas 35% ; par contre les prédictions de RIBA donnent des écarts relatifs moyens plus élevés.

Le modèle capillaire de Renaud et de COMITI permet de caractériser l'expansion pour tous types de sphères utilisées dans le cas de la solution de glycérol moins visqueuse et que les comparaisons effectuées sont satisfaisantes ; en effet les écarts relatifs moyens modèle-expérience ne dépassent pas 24% (sauf pour les grosses particules dont l'écart relatif moyens ne dépassent pas 37%).

Par contre dans le cas des sphères-solution aqueuses de glycérol de viscosité importante ce modèle permet de caractériser l'expansion jusqu'à la porosité limite de 0,55 sauf pour les grosses particules ( $d_p=4\text{mm}$ ).

Le modèle de WEN et YU permet de caractériser l'expansion de tous types système-fluide avec des prédictions plus ou moins satisfaisantes et des écarts relatifs moyens qui ne dépassent pas 32% (sauf pour les particules  $d_p=4\text{mm}$  fluidisées avec la solution aqueuse de glycérol de viscosité importante).

La corrélation proposée par ERGUN permet de caractériser la totalité de l'expansion pour tous types de particule – solution aqueuse de glycérol de faible viscosité. En effet les écarts relatifs moyens entre l'expérience et la relation d'ERGUN ne dépassent pas 20% et 45% pour les vitesses proches de la vitesse minimale de fluidisation et les vitesses

superficielles importantes respectivement. Par contre dans le cas de la solution aqueuse de glycérol de viscosité importante, la relation d'ERGUN permet de caractériser l'expansion jusqu'à une porosité limite proche de 0,75 (où la vitesse superficielle de fluide est importante par rapport à la vitesse minimale de fluidisation) avec un écart relatif moyen qui ne dépasse pas 40%. La corrélation d'ERGUN sans le terme d'inertie donne des précisions satisfaisantes pour les faibles vitesses superficielles de fluide (vitesses proches à celles du début de fluidisation), mais conduit à une imprécision importante sur les résultats quand les vitesses deviennent importantes.

## *Conclusion générale*

## **Conclusion générale**

Le développement des procédés industriels des lits fluidisés liquide-solide, nécessite une amélioration des connaissances concernant les caractéristiques hydrodynamiques et une meilleure compréhension des phénomènes physiques ayant lieu dans ces systèmes.

L'étude réalisée dans ce travail a contribué à améliorer ces connaissances et nous a fourni les résultats que nous rappelons ci-dessous.

En premier lieu, nous avons analysé le comportement hydrodynamique du lit fixe, et l'évolution des pertes de charge en fonction de la vitesse superficielle du fluide. La variation de ces dernières en fonction du nombre de Reynolds montre une contribution des deux termes visqueux et inertiel. Au-delà du point de transition du lit fixe au lit fluidisé la perte de charge est constante et équivalente au poids apparent des particules.

En deuxième lieu nous nous sommes intéressés au comportement hydrodynamique du lit fluidisé; l'évolution des pertes de charges, l'expansion globale ainsi que la vitesse caractéristique (vitesse minimale) de fluidisation ont été observées et déterminées pour chaque système (solide-fluide). La vitesse minimale de fluidisation a été déterminée de l'évolution des pertes de charge.

On a aussi constaté que la vitesse minimale de fluidisation augmente avec l'accroissement du diamètre des particules et diminue pour les mêmes particules quand celles-ci sont fluidisées avec un fluide de viscosité importante. Ceci peut être expliqué par le fait que les forces visqueuses deviennent importantes pour supporter le poids apparent des particules, et un faible débit d'écoulement sera suffisant pour les mettre en suspension.

Les porosités observées à des débits croissants sont généralement égales à celles enregistrées à débits décroissants.

Les résultats expérimentaux obtenus concernant les vitesses caractéristiques de fluidisation, et l'expansion ont été confrontés à différentes corrélations de la littérature ; nous avons constaté que nos résultats sont comparables aux prédictions de celles-ci. En effet pour les vitesses au minimum de fluidisation les écarts relatifs moyens ne dépassent pas 16% pour le modèle capillaire de Renaud et Comiti, et 20% pour la corrélation d'Ergun sauf pour les

fines particules ( $d_p=2\text{mm}$ ). Les corrélations établies par Wen et Yu donnent des écarts relatifs moyens plus ou moins importants mais ne dépassent pas 35%.

En ce qui concerne l'expansion, la corrélation établie par Ergun permet de caractériser la totalité de l'expansion pour tous types particules – solution aqueuse de glycérol de faible viscosité. En effet les écarts relatifs moyens entre l'expérience et la relation d'Ergun ne dépassent pas 20% pour les vitesses proches de la vitesse minimale de fluidisation et 45% pour les vitesses superficielles importantes. Par contre dans le cas de la solution aqueuse de glycérol de viscosité importante, la relation d'Ergun est relativement satisfaisante jusqu'à une porosité limite proche de 0,75.

Pour développer cette étude, il serait intéressant d'étudier plusieurs systèmes solide-liquide de différentes caractéristiques physiques (particules et fluides de propriétés diverses) et l'influence de la géométrie de la colonne sur les caractéristiques hydrodynamiques de fluidisation (colonne rectangulaire).

Effectuer des mesures locales de la vitesse du fluide dans différentes conditions opératoires nous permettrons une caractérisation approfondie du comportement dynamiques des lits fluidisés.

Mesurer la vitesse de chute des particules et introduire des modèles qui prennent en compte ce paramètre.

## *Références bibliographiques*

## Références bibliographiques

- [1] DALLOZ-DUBRUJEAUD B., FAURE R., TADRIST L., GIRAUD G., “Perte de pression et vitesse minimum de fluidisation dans un lit de particules 2D”, C. R. Acad. Sci. Paris, t. 328, Série II b, p. 231–236, 2000.
- [2] BERTRAND D., “Mise en place et validation d’un modèle in vitro pour l’étude des propriétés mécaniques, diffusives et métaboliques d’un Foie bioartificiel à lit fluidisé”, thèse de Doctorat, Université de Technologie de Compiègne, 2002.
- [3] MCCABE W.L., SMITH J. C. and HARRIOT P., “Unit Operations of Chemical Engineering”, McGraw Hill, New York, 1985.
- [4] OUNNAR A., KAIDI F., BENHABYLES L., RIHANI R., “production de l’hydrogène en utilisant la technique des lits fluidisés”, 2IWH 27-29, Ghardaïa – Algeria 27-29 October 2007.
- [5] CHAKOURZADEH K., “Technique de fluidisation”, Docteur d’Etat en Sciences physiques, Enseignant chercheur au département de génie des procédés industriels de l’Université de Technologie de Compiègne, Technique de l’Ingénieur Techniques d’Ingénieur, 2002.
- [6] AGUILAR CORONA A., “ Agitation des particules dans un lit fluidisé liquide. Etude expérimentale”, thèse de Doctorat de l’université de Toulouse, 2008.
- [7] LEWIS W. K., GILLILAND E.R. and BAUER W. C., “Characteristics of fluidized particles” Industrial and Engineering Chemistry, 41, p.1104, 1949.
- [8] OLIVIER V.V., “ 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.
- [9] KECHROUD N., “Contribution à l’étude de la structure de l’écoulement à la sortie d’un lit fluidisé liquide-solide par vélocimétrie laser”, thèse Magister, Université de Bejaia, 2000.

- [10] KECHROUD N., BRAHIMI M., DJATI A.H., “Charactérisation of dynamic behaviour of the continuous phase in liquid fluidized bed”, *Powder Technology*, pp 149-157, 2010.
- [11] KECHROUD N., BRAHIMI M., DJATI A.H., “ Spectacl analysis of the dynamic behaviour of the continuous phase in liquid fluidized bed”, 7<sup>th</sup> International Conference on Multiphase Flow, University of Florida, 5may-30 juin 2010.
- [12] AZERRADJ S., “ Contribution à l’étude expérimentale de la fluidisation liquide-solide en milieu polydispersé ”, thèse Magister, Université de Bejaia, 1997.
- [13] COLTTERS R., et RIVAS A.L., “Minimum fluidization velocity correlations in particulate systems”, *Powder Technology*, Vol 147, Issus 1-3; PP34-38, 2004.
- [14] RICHARDSON J .F et ZAKI W .N., “Sedimentation and fluidization”. Part 1. *Trans. Inst. Chem. Eng.* 32:35-53, 1954.
- [15] ROGER D., “ Les Applications Industrielles Des Lits Fluidisés”, Edition Masson-Paris, 1980.
- [16] GIBILARO L.G., “Fluidization-Dynamics: the formulation and applications of predictive theory for the fluidized state”, university of L’Aquila, Italy, 2001.
- [17] HOUDE M., “Conception d’un réacteur triphasé à fluidisation gaz-solide Application à la synthèse en continu des magnésiens d’halogénures gazeux”, thèse, l’UTC, 1990.
- [18] MASSOL A., “ Simulation numériques d’écoulement à travers des réseaux fixes de sphères monodispersés et bidispersés, pour des nombres de Reynolds modérés”, thèse de doctorat, institut national polytechniques de Toulouse, 2004.
- [19] 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 à Paris, 2008.
- [20] CRC Press LLC, “Fluid Bed Technology in Materials Processing”, 1999.

- [21] RANDRIANARIVELO T., “étude numérique des interactions hydrodynamiques fluides/solides: application aux lits fluidisés ”, Ecole Doctorale Des Sciences Physiques et de l'Ingénieur, L'Université BORDEAUX 1, thèse Doctorat, 2005.
- [22] SABIRI N.D., “Etude de l'écoulement des fluides newtoniens et non newtoniens à travers les milieux poreux : lits fixes et lits fluidisés”, thèse de Doctorat, I.U.T de SAINT NAZAIRE FRANCE, 1995.
- [23] WEN C. Y., “Handbook of fluidization and fluid particles systems ”, Taylor and Francis group LLC, New York. Basel, 2003.
- [24] GAUZZELLE E., “Mobile Particles Systems”, vol 395, 1995.
- [25] BOTTERILL J.S.M., “Fluid-bed heat transfer”, Academic Press, Londres 1975.
- [26] KUNII D., LEVENSPIEL O., “Gross behaviour of fluidized beds” in “Fluidization engineering”, chap.3. Wiley, New-York, 1969.
- [27] ZABRODSKY S.S., “Hydrodynamics and heat transfer in fluidized beds”. MIT Press, Cambridge, Mass, 1966.
- [28] Gibilaro L.J., Hossain G. “Aggregate behaviour of liquid fluidized beds”. Can. J. Chem. Eng., 64, pp 931- 938, 1986.
- [29] JIMENEZ MUNGUIA M.T., “Agglomération de particules par voie humide en lit fluidisé”, thèse de DOCTORAT, Spécialité génie des procédés, Ecole nationale Supérieure des Industries Agricoles et Alimentaires, 2007.
- [30] GELDART D., “Gas Fluidization Technology”, University of Bradford, UK, 1986.
- [31] KUNII D et LEVENSPIEL O., “Fluidization engineering”, 2<sup>nd</sup> Edition Butterworth, Boston, 1990.
- [32] MAXIME N., “Ecoulements dans les Milieux Poreux”, DEA Mécanique Energétique, Ecole Doctorale Mécanique, Physique et Modélisation Université de Provence, Marseille, 2003.

- [33] RAMANATHAN V.G., “ Estimating pressure drop in two-phase flow through porous media”, Heat Transfer and Thermal Power Laboratory, Department of Mechanical Engineering, Indian Institute of Technology Madras, Chennai 600 036, India, 2010.
- [34] RAHUL V., PAMELA B.L., ABDEL-FATTAH S., “New Approach for Determining Tortuosity in Fibrous Porous Media”, Journal of Engineered Fibers and Fabrics Volume 5, Issue 3, pp 7-15, 2010.
- [35] LIPPENS B.C. et MULDER J., “Prediction of minimum fluidization velocity”, Powder Technology, Vol 75, PP 67-78, 2003.
- [36] RIBA J.P., ROUTIE R., COUDERC J. P., “Conditions minimales de mise en fluidisation par un liquide ”, Canadian journal of Chemical Engineering, Volume 56, Issue 1, pages 26–30, (February 1978), article N° 10.1002/cjce.5450560104, publié 26 MARS 2009.
- [37] DULLIEN F.A.L., “Fluid transport and Pore structure Academic press”, Porous Media, New York, 1979.
- [38] CHARPENTIER, J.C., “ Eléments de mécanique des fluides - Application aux milieux poreux. Modèle de Kozeny”. p., ed. T.d. l'ingénieur. Vol. Volume JB1, dossier J1065. Paris. 1999.
- [39] Ergun S., “Fluid flow through packed Columns”, Chemical Engineering Progress Vol 48, N° 2, 1952.
- [40] KOMIWES V., MEGE P., MEIMON Y. <sup>1</sup>et HERRMANN<sup>2</sup> H.J., “ Sur le volume élémentaire représentatif de la loi de perte de charge d'ERGUN ”, Institut Français du Pétrole<sup>1</sup> et Ecole de physique et de chimie industrielle de Paris<sup>2</sup>, 1999.
- [41] FERSCHNEIR G., MÈGE P., “Eulerian Simulation of Dense Phase Fluidized Bed”, Revue de l'IFP, vol51, N°2, 1996.
- [42] TSUJI Y., TANAKA T., “ Discrete Particle Simulation of Flow Patterns in Two-Dimensional Gas Fluidized Beds ”, International Journal of Modern PhysicsB, vol7, N° 9 et 10, pp 1189-1898, 1993.

- [43] KEVIN D. SEIBERT and MARK A. B., “Simulation of Fluidized Beds and Other Fluid-Particle Systems Using Statistical Mechanics”, Particle Technology and Fluidization, Vol. 42, No. 3, 1996.
- [44] SUKSANKRAISON K., PATUMSAWAD S., B. FUNGTAMMASAN B., “Prediction of Minimum of fluidization Velocity from correlations: an observation”, Energy Environ, vol 2, Issue 2, pp145-154, 2001.
- [45] CICERON D., “Etude de la Fluidisation des Particules de Formes Diverses Par Des Liquides Non-Newtoniens ”, Ecole Doctorale ‘Mécanique, Thermique et Génie Civil’ de NANTES, thèse de doctorat, 2000.
- [46] LALI A.M., KHARE J.B., JOSHI K.D.P., “Behaviour of solid particles in viscous non-Newtonian solutions: settling velocity-wall effects and bed expansion in solid-liquid fluidization beds”, Powder Technology, vol 57, pp 39-50, 1989.
- [47] 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 parallelepipedique particles”, Chemecal Engineering, Sc, vol 44, N°07, PP1539-1545, 1989.
- [48] VERA M.U., SAINT-JALMES A., and D. J. Durian, “ Instabilities in a Liquid-Fluidized Bed of Gas Bubbles”, Physical Review Letters, VO84, N° 13, PP 3001-3004, 2000.
- [49] BIRD R.B., W. E. Stewart and Lightfoot, “Transport Phenomena”, PP196-200, Wiley New York, 1960.
- [50] GOTO N., N.E., “Electrolyzing method and electrolytic cell employing fluidized bed”, JP2170993, U. Japon, Editor. 1986.
- [51] ZESSEN E.V., “Hydrodynamics of a liquid-liquid-solid fluidized-bed bioreactor”, Thesis Wageningen University, 2003.
- [52] DEPCEUF A., “ Interactions Hydrodynamiques Dans les Suspensions Macroscopiques”, Université Pierre et Marie CURIE, thèse de Doctorat, 2008.

- [53] BELKHELFA Y., “ Etude du comportement dynamique et du transfert de matière et de chaleur entre des particules sphériques et un écoulement laminaire ou turbulent ”, thèse de Doctorat, l’Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, 2008.
- [54] COUDERC J.P., “Incipient fluidization and particulate systems :dans Fluidization”, 2<sup>nd</sup> Edition, DAVIDSON J.F,CLIFT R et HARISON D , Eds Academic Press , New York pp1-46, 1985.
- [55] WHITEHEAD A. B. et DENT D. C.,“Proceeding of the international symposium on Fluidization” Ed. A. A. H. Dainkenburg, Amsterdam, Netherlands, University Press. pp 802-820, 1967.
- [56] WEN .C.Y., “Fluidization Solids Handling and Processing”, 1999.
- [57] HILAL N., GHANNAM M. T., et. ANABTAWI M. Z., “Effect of Bed Diameter, Distributor and Inserts on Minimum Fluidization Velocity”, Chem. Eng. Technol. 24-2, PP 161-165, 2001.
- [58] CARDOSO C.R., ATAID C.H., ABREU J.M., “Minimum Fluidization Velocity of Fine Particle” Materials Science Forum, vol 591-593, pp 335-340, 2008.
- [59] BELEBARRE A., “Minimum de Fluidisation et Epaisseur d’un milieu poreux”, Laboratoire de Génie des Procédés et de l’environnement, Ecole des mines de Nantes, Article publié en Septembre 2001.
- [60] WEN. Y., “Handbook of Fluidization and Fluid-Particle Systems”, P 111-113, 2005.
- [61] DAVIDSON J.F., HARRISON D., and CARVALHO J. R. F., “On the Liquid like Behavior of Fluidized Beds”,web of science, vol 9 ,pp 55-86, 1977.
- [62] SINGH R. K., SURYANARAYANA A. and ROY G. K., “Prediction Of Minimum Fluidization Velocity And Bed Pressure Drop In Non-circular Gas-solid Fluidized Bed”, Indian Chem. Engr., Section A. Vol. 37, Nos. 1,2 , 1995.
- [63] WEN. C. Y. ET YU.Y.H., “Mechanics of Fluidization”, Ergun progr, Symp. Ser, vol 62, N°62, PP100-111, 1966.

- [64] WEN C. Y. et YU Y. H., "A generalized method for predicting the minimum fluidization Velocity", American Institute of chemical engineers, pp. 610-612, 1966.
- [65] BABU S. P., SHAH B. et TALWAKAR A., "Fluidization correlation for coal gazeification materials, minimum fluidization velocity and fluidized bed expansion ratio", American Institute of chemical engineers Symposium, 74, pp. 176-186, 1978.
- [66] GRACE J.R., "Handbook of multiphase systems", Hetsroni M.G. Edition, Hemisphere, New York, Chapter 8, 1982.
- [67] CHITESTER D. C. et KORNOSKY R. M., "Characteristics of fluidization at high pressure", Chemical Engineering Science, 39, pp. 253-261, 1984.
- [68] HARTMAN M., TRNKA O. et SVOBODA K., "Fluidization characteristics of dolomite and calcined dolomite particles", Chemical Engineering Science, 55, pp. 6269-6274, 2000.
- [69] KOZANOGLU B., WELTI J., GRACIA D. et SANTOS J. P., "Hydrodynamics of large particle fluidization in reduced pressure operations: an experimental study", Powder Technology, 125, pp. 55-60, 2002.
- [70] KOZANOGLU B., PATINO J. L. et WELTI J., "Hydrodynamics of a superheated steam vacuum Fluidized bed", Powder Technology, 150, pp. 168-175, 2005.
- [71] WU S.Y., et BAEYENS J., Powder Technology, 67,217-220, 1991.
- [72] CHHABRA R.P., RICHARDSON .J.F., "Non-Newtonian Flow Appleid Rheology", Engineering Application, 2<sup>nd</sup> Edition, 2008
- [73] HARTMAN M., HAVLIN V. and SVOBODA K., "A relationship to estimate the porosity in liquid-solid fluidized beds", Chemical Engineering Sc, Vol 47,N°12, PP3162-3166, 1992.
- [74] TOUZIS E., OULAHNA D. et DODDS J., "Mesures simultanées des propriétés structurales d'un empilement granulaire : effets de la taille et de la forme granulaire",

Récents Progrès en Génie des Procédés, Numéro 92, ISBN 2-910239-66-7, Ed. SFGP, Paris, France, 2005.

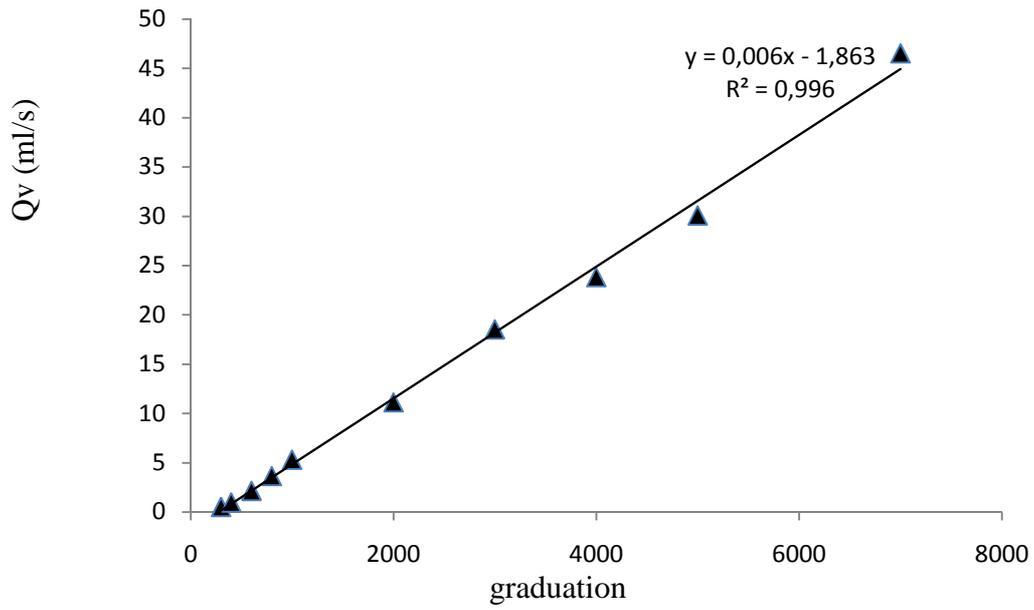
- [75] MURACHMAN B., “Hydrodynamique et transferts thermiques dans les lits fluidisés par les gaz”, Thèse de doctorat en Génie de Procédés, présentées à l’Institut National Polytechnique de Toulouse ,1990.
- [76] RICHARDSON J. F et ZAKI W. N., “Sedimentation and fluidization”. Part 1. Trans. Inst. Chem. Eng. 32:35-53, 1954.
- [77] RENZO D.F., RALF K., “Sedimentation Velocity of Solids in Finite Size Vessels”, Chem. Eng. Technol. 23, 2000.
- [78] CHAAL L., ZERARI D., “Expansion des lits fluidisés liquide-solide: Modèle type Capillaire”, Projet de Fin d’Etudes, Génie Chimique, Université A. MIRA Bejaia, 1996.
- [79] RIBA J.P., COUDERC J.P., “Expansion de couches fluidisées par des liquides”, Canadian journal of Chemical Engineering Volume 55, Issue 2, pages 118–121, (April 1977), article N° 10.1002/ cjce.5450550202, publié 26 MAR 2009.
- [80] KHAN A.R. et RICHARDSON J.F “the resistance to motion of a solid sphere in a fluid”, Chem. Eng. Comm. 1987, vol62, pp. 135-150, 1987.
- [81] MAURET E., RENAUD M.,”Transport phenomena in multi-particle systems-I. Limits of applicability of capillary model in high voidage beds: application to fixed beds of fibers and fluidized beds of spheres”, Chemical engineering science, vol. 52, No. 11, pages 1807-1817, 1997.
- [82] KHEMANI H., “Effect of Temperature on the Viscosity of the Fluid”, Mechanical Engineering, 2008.
- [83] VIDAL J., “ Thermodynamique: applications au genie chimique et à l’industrie pétrolière”, Edition TECHNIP, Paris, 1997.

- [84] JEAN-NOËL J., “ Présentation du logiciel DiagSim permettant de faciliter l’enseignement de la thermodynamique technique”, Revue internationale des technologies en pédagogie universitaire, vol2, N°2, 2005.
- [85] KONAN K.L., « Interactions entre des matériaux argileux et un milieu basique riche en calcium », UNIVERSITE DE LIMOGE S ECOLE DOCTORALE Sciences - Technologie – Santé FACULTE des Sciences et Techniques Groupe d'Etude des Matériaux Hétérogènes, thèse de Doctorat, 2006.
- [86] MIDOUX N., "Mécanique et rhéologie des fluides en génie chimique", Tec et Doc - Lavoisier, p. 513, Paris, France, 1993.
- [87] MACHAC I., ŠIŠKA B., et MACHAËOVÁ L., “Fluidization of Spherical Particle Beds with Non-Newtonian Suspensions” Chem. Biochem. Eng. Q. **19** (2) 123–132, 2005.
- [88] ROBERTO L.B., “Fluidisation de particules non sphériques, Transfert de matière entre le solide et le liquide”, thèse de Docteur Ingénieur, 1980.
- [89] CHABOU A. et MOUSSAOUI A., “ Réalisation et mise au point d’un banc d’études pour la fluidisation liquide-solide”, Mémoire d’ingénieur d’Etat, 1993.
- [90] T.-W. Pan<sup>1</sup>, D.D. Joseph<sup>3</sup>, R. Bai<sup>3</sup>, R. Glowinski<sup>1</sup>, V. Sarin<sup>2</sup> ” Fluidization of 1204 spheres: simulation and experiment”, <sup>1</sup>Department of Mathematics, University of Houston, Houston, <sup>2</sup>Department of Computer Sciences, Texas A&M University, College Station, <sup>3</sup>Department of Aerospace Engineering and Mechanics, University of Minnesota, Minneapolis, 2001.
- [91] CICERON D <sup>a</sup>., COMITI<sup>a\*</sup> J., RAJENDRA P., CHHABRA<sup>b</sup>, RENAUD M.<sup>c</sup>, « Non-Newtonian fluidisation of spherical particles » a GEPEA, UMR CNRS 6144, Université de Nantes, CRTT, BP 406, 44602 Saint-Nazaire Cedex, France ,b Department of Chemical Engineering, Indian Institute of Technology, Kanpur, 208016 India ,c Laboratoire de Genie des Procédés Papetiers, UMR 5518, Ecole Française de Papeterie et des Industries Graphiques, B.P. 65, 38402 Saint Martin d’Hères, France, Article publié en 2001.

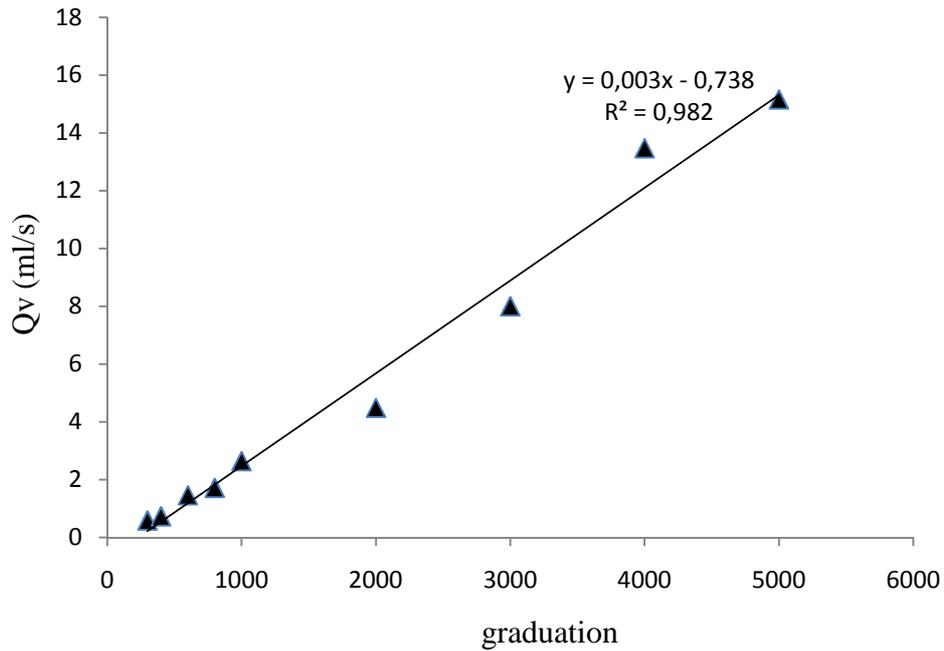
- [92] HARTMAN M., HAVLIN V. and SVOBODA K., “ Predicting voidage for particulate fluidization of spheres by liquids” Chemical Engineering Sc, Vol 44, N°11,PP2770-2775, 1989.
- [93] KHAN A. et RICHARDSON F., “pressure gradient and friction factor for sedimentation and fluidization of uniform spheres in liquids”, Chem. Eng. Sc, vol45, pp.255-265, 1990.

# **ANNEXES**

## ANNEXE I



**Courbes d'étalonnages pour la solution aqueuse de glycérol à 50% volumique**



**Courbes d'étalonnages pour la solution aqueuse de glycérol à 70% volumique.**

## ANNEXE II

### Corrélations pour la prévision de la vitesse minimale de fluidisation

Auteur	Corrélations
WEN et YU (1966) citée par [54, 88]	
BOURGEOIS et GRENIER citée par [44,54, 92]	
Richardson and Da. St. Jeromino citée par [88, 44]	
ERGUN citée par [88]	
TODES citée par [89]	
GROSHKO (1985) citée par [73,44]	
SABARAJU et VENKATAO(1964) citée par [88]	$250[(Re_{mf})^2/(1-\epsilon_{mf})]$ pour $Re_{mf}/(1-\epsilon_{mf}) < 50$ $19[Re_{mf}/(1-\epsilon_{mf})]^{1,67}$ pour $Re_{mf}/(1-\epsilon_{mf}) \geq 50$
LIMAS BALLESTERO [88]	
LUCAS et al Cité par [19]	R
HARTMAN et SVOBADA Citée par [19]	R
NAKAMURA Citée [19]	
RIBA, ROUTIE and COUDERC citée par [44]	$a = \frac{d_p^3 \rho^2 g}{\mu^2}$ $Mv = \frac{\rho_s - \rho}{\rho}$

DOICHEV and AKHMAKOV citée par [44]	
THONGLIMP citée par [44]	
BABU et al citée par [44]	
SANEX and VOGEL citée par [44]	
BROADHURST and BECKER citée par [44]	
PILLAI et RAJA RAO citée par [44]	
DAVIES and RICHARDSON citée par [44]	
FRANTZ citée par [42]	
MILLER and LOGWINUK citée par [42]	
ROWE and HENWOOD citée par [44]	
BENA citée par [44]	
LEVA citée par [44]	
GROSHKO et al citée par [44]	
LEVA et al citée par [44]	
BAEYENS and GELDAR citée par [44]	

### ANNEXE III

#### Principales corrélations donnant la porosité

Auteurs	Equation
RICHARDSON et ZAKI [22,45,48, 73,77, 90]	
RICHARDSON et COULSON en 1991 [91]	
GARSDIE et AL-DIBUNI [45,92]	
WEN et YU [22,88]	$Z=4,65$ pour $0,001 < Re < 2$ $Z= 3,36$ pour $2 < Re < 500$ $Z=2,35$ pour $Re > 500$
RIBA et coll (1977) citée par [54]	
GROSHKO et Coll (1982) [89]	
ROWE (1987) [92]	

HARTMAN et coll [73]	Pour $0,0007 < Re < 5734$
GARSIDE et AL-DIBUNI (1977) [54]	ε
KMIEC (1982) citée par [92]	

## ANNEXE IV

### Détermination du coefficient de trainée $C_D$

Le coefficient de trainée peut être défini comme étant le rapport entre la force de résistance (force de trainée) par unité de surface projetée dans un plan perpendiculaire à la direction du mouvement ( $R_s$ ) au produit ( $1/2 \rho U^2$ ). comme il n'y a pas de facteur d'orientation pour une sphère alors, la surface projetée est toujours celle d'un cercle de même diamètre que la sphère.

Tel que, le coefficient de trainée  $C_d$  est défini [93, 22] par :

$$C_d = \frac{R_s}{1/2 \rho U_0^2} \quad (35)$$

$$\text{avec} \quad R_s = \frac{F_s}{\frac{\pi d_p^2}{4}} \quad (36)$$

Pour le régime de Stokes on a :

$$F_s = 3\pi\mu dU$$

Alors :

$$C_D = \frac{\frac{3\pi\mu dU}{\frac{\pi d^2}{4}}}{\frac{1}{2} \rho U^2}$$

$$\text{Comme :} \quad Re = \frac{\rho U d}{\mu}$$

$$\text{donc} \quad C_d = \frac{24}{Re} \quad \text{valable pour } Re < 0,2$$

En dehors du régime où la loi de stokes est valable, il n'existe pas de formes théoriques satisfaisantes de la fonction entre le coefficient de trainée et le nombre de Reynolds, et il est nécessaire d'appliquer quelques formes empiriques pour corréler les résultats expérimentaux, plusieurs expressions ont été suggérées pour des gammes de nombre de Reynolds données [22].

KHAN et RICHARDSON [18, 93] ont développé une expression relativement simple pour couvrir un large intervalle de nombre de Reynolds :

$$C_d = (2,52 Re^{-0,31} + 0,36Re^{0,06})^{3,45} \quad \text{avec } 10^{-2} < Re < 3.10^5$$

Une résolution numérique de la relation ci-dessus est nécessaire pour déterminer la valeur de  $U_t$ .

Ces auteurs, se basant sur un grand nombre de données expérimentales prises dans la littérature, et ont proposé la relation suivante :

$$Re_t = [2,342 Ar^{0,018} - 1,523^{0,016}]^{13,3} \quad \text{pour } 10^{-2} < Re < 310^5$$

D'autres auteurs ont proposé des relations semblables comme :

$$\text{CLIFT citée par [18]: } C_d = \frac{24}{Re} (1 + 0,1935. Re^{0,6305}) \quad Re \leq 1000$$

$$\text{RUDINGER citée par [18]: } C_d = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} Re^{\frac{2}{3}}\right) \quad Re \leq 1000$$

$$\text{WHITE citée par [18]: } C_d = \frac{24}{Re} + \left(\frac{6}{1 + Re^{0,5}}\right) + 0,4 \quad Re \leq 200$$

$$\text{MULHOLLAND citée par [18]: } C_d = \frac{24}{Re} (1 + 0,11. Re^{0,687}) \quad 25 \leq Re \leq 300$$

$$\text{VIREPINTE citée par [18]: } C_d = \frac{24}{Re} (1 + 0,12. Re^{0,687}) \quad 20 \leq Re \leq 120$$

Toutes ces expressions sont des corrélations standards applicables au cas de la particule isolé et donc qui ne prennent pas en compte tous les effets de voisinage aérodynamique entre les particules. Ces effets sont d'une importance capitale car ils peuvent modifier grandement la traînée dans le cas de particules très rapprochées les unes des autres. C'est pour cela que plusieurs groupes de recherche ont entrepris l'étude des phénomènes d'interactions entre particules

## ANNEXE V

### Corrélation donnant la vitesse terminale de chute

Auteurs	Corrélation	Domaine d'application
RICHARDSON et Khan (1987) [80]	$Re_t = (2,33Ar^{0,018} - 1,53Ar^{-0,016})^{13,3}$	$1 < Ar < 10^{10}$
HARTMAN et coll (1989) citée par [78]	$LogRe_t = P(A) + LogR(A)$ Où $P(A)=[(0,0017795A-0,073)A+1,0315]A-1,26222$ $R(A)=0,99947+0,01853\sin(1,848A-3,14)$ $A = Log_{10}(Ar)$	$1 < Ar < 10^7$
ZIGRANG et SYLVESTER citée par [76]	$Re_t = 1,8329Ar^{1/2} + 29,025$ $- (106,4Ar^{1/2} + 842,45)^{1/2}$	$1 < Ar < 10^7$
TURTON et CLARK (1987) citée par [78]	$Re_t = \frac{Ar^{1/3}}{(10,82/Ar^{0,5493} + 0,6262/Ar^{0,1373})^{1,214}}$	$1 < Ar < 10^7$
HIDAKA et coll (1994) [78]	$Re_t = \frac{Ar}{18 + (Ar/3)^{1/2}}$	$1 < Ar < 10^7$

**ANNEXE VI**



**Viscosimètre HAAKE VT500**

