



**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

*Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique*

**Université des Sciences et de la Technologie HOUARI BOUMEDIENE**

**FACULTE DE GENIE MECANIQUE ET DE GENIE DES PROCÉDES**

## **MEMOIRE**

Présenté pour l'obtention du diplôme de :  
Magister en Génie des Procédés  
**Spécialité** : Energétique des Procédés

Par

**OUNNAR Amel**

## **SUJET**

***ETUDE DE LA PRESENCE D'UN  
JET GAZEUX  
DANS UN LIT FLUIDISE***

Soutenu publiquement le 30/11/2004, Devant le jury composé de :

Mme- K. BOUHADEF, Professeur, USTHB.  
Mme- F. BENTAHAR, Professeur, USTHB.  
Mlle- J. ARRAR, Chargée de cours, E.N.P.  
Mr- Y. K. BENKAHLA, Maître de conférences USTHB.  
Mme- L. TOUMI, Chargée de cours, USTHB.

Président  
Dteur de Thèse  
Co-Dteur de Thèse  
Examineur  
Examineur

## REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au laboratoire des phénomènes de transfert de la faculté de Génie Mécanique et de Génie des Procédés à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, sous la direction scientifique du Professeur **F. BENTAHAR**, que je remercie vivement de m'avoir accueilli au sein de son équipe de recherche .

Ma directrice de thèse, **F. BENTAHAR** m'a également conseillé, encouragé, orienté et m'a prodigué des critiques durant toute la période de thèse. C'est avec son soutien que ce travail a pu aboutir.

Ma reconnaissance va aussi à Melle. **J. ARRAR**, Chargée de cours à l'E.N.P. d'El Harrach, pour les remarques et recommandations fructueuses dont elle m'a fait bénéficier.

Je remercie Mme **K. BOUHAEF**, Professeur à l'U.S.T.H.B., pour l'honneur qu'elle m'a fait en acceptant de juger ce présent travail en qualité de présidente de jury.

Je remercie également **M. Y.K. BENKAHLA**, Docteur et maître de conférence à l'U.S.T.H.B. d'une part, d'être examinateur de ce travail en faisant partie du jury, et de l'autre, pour ses conseils durant la période de thèse.

J'exprime toute ma gratitude à Mme **L. TOUMI**, Docteur et Chargée de cours, à l'U.S.T.H.B. d'avoir accepté d'être membre du jury.

Mes profondes amitiés et reconnaissances vont à toute l'équipe du laboratoire des phénomènes de transfert.

Enfin, je ne saurais terminer, sans oublier de remercier mes parents, mes amis, et toute personne qui m'a encouragé et supporté tout le long de cette formation.

## NOMENCLATURE

## LETTRES LATINES

$A_c$	: Aire de section droite de la colonne	$m^2$
$A_o$	: Aire de section droite de l'injecteur	$m^2$
$C_d$	: Coefficient de traînée	-
$d$	: Diamètre de l'orifice du diaphragme	m
$d_c$	: Diamètre critique des particules	m
$d_o$	: Diamètre de l'injecteur	m
$d_p$	: Diamètre moyen des particules	m
$D$	: Diamètre de la conduite du diaphragme	m
$D_c$	: Diamètre de la colonne	m
$g$	: Accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
$H$	: Hauteur statique du lit	m
$H_m$	: Hauteur maximale du lit	m
$H_{mf}$	: Hauteur du lit au minimum de fluidisation	m
$k$	: Constante de proportionnalité de l'équation (I-2)	-
$K$	: Coefficient de décharge	-
$l$	: Longueur de l'injecteur	m
$L$	: Valeur moyenne de la longueur de pénétration du jet	m
$L_f$	: Hauteur du lit fluidisé	m
$L_{max}$	: Longueur maximale de pénétration du jet	m
$L_{min}$	: Longueur minimale de pénétration du jet	m
$m$	: Masse du solide	kg
$M(x)$	: Flux de quantité de mouvement sur une section droite de la colonne	$kg.m.s^{-2}$
$P_{atm}$	: Pression atmosphérique	Pa
$P_d$	: Pression dynamique	Pa
$P_{st}$	: Pression statique	Pa
$P_t$	: Pression totale	Pa
$\Delta P$	: Perte de pression dans le lit	Pa
$\Delta P_d$	: Perte de pression à travers le diaphragme	Pa
$\Delta P_t$	: Perte de pression totale dans le lit	Pa
$\partial P/\partial x$	: Gradient de pression	$Pa.m^{-1}$
$q$	: Débit massique locale du jet	$kg.s^{-1}$
$q_f$	: Débit massique de l'air de fluidisation	$kg.s^{-1}$
$q_o$	: Débit massique de l'air issu de l'injecteur	$kg.s^{-1}$
$q_{mf}$	: Débit massique de l'air au minimum de fluidisation	$kg.s^{-1}$
$Q(x)$	: Débit volumique du jet sur une section droite de la colonne	$m^3.s^{-1}$
$Q_o$	: Débit volumique à l'orifice de l'injecteur	$m^3.s^{-1}$
$r_c$	: Rayon caractéristique du jet libre	m
$R$	: Rayon de la colonne	m
$Re$	: Nombre de Reynolds	-
$Re_{mf}$	: Nombre de Reynolds au minimum de fluidisation	-
$Re_p$	: Nombre de Reynolds relatif à la particule	-
$Re_t$	: Nombre de Reynolds à la vitesse terminale de chute libre	-
$T$	: Température ambiante	$^{\circ}C$
$U$	: Vitesse locale du jet	$m.s^{-1}$
$U(y)$	: Vitesse locale du jet suivant l'axe y positif	$m.s^{-1}$

$U(-y)$	: Vitesse locale du jet suivant l'axe y négatif	$m.s^{-1}$
$U(z)$	: Vitesse locale du jet suivant l'axe z	$m.s^{-1}$
$U_f, U_g$	: Vitesse superficielle du gaz de fluidisation	$m.s^{-1}$
$U_m$	: Vitesse maximale sur l'axe du jet	$m.s^{-1}$
$U_{mf}$	: Vitesse minimale de fluidisation	$m.s^{-1}$
$U_{mo}$	: Vitesse minimale du jet à la sortie de l'injecteur	$m.s^{-1}$
$U_{ms}$	: Vitesse minimale superficielle du jet	$m.s^{-1}$
$U_o$	: Vitesse initiale du jet à la sortie de l'injecteur	$m.s^{-1}$
$U_s$	: Vitesse superficielle du jet	$m.s^{-1}$
$U_t$	: Vitesse terminale de chute libre d'une particule solide	$m.s^{-1}$
$U_x(r_c)$	: Vitesse à l'abscisse x et à l'ordonnée $y = r_c$	$m.s^{-1}$
x	: Abscisse longitudinale	m
$x_{vo}$	: Abscisse de l'origine virtuelle	m
y	: Abscisse transversale	m
$y_{1/2}$	: Abscisse caractéristique du jet	m
z	: Abscisse transversale perpendiculaire à y	m

## LETTRES GRECQUES

$\alpha$	: Coefficient de débit	-
$\alpha_c, \theta, \theta_{1/2}$	: Demi-angle du jet	degré
$\beta$	: Rapport d'ouverture du diaphragme (d/D)	-
$\varepsilon$	: Porosité du lit	-
$\varepsilon_0$	: Porosité du lit fixe	-
$\varepsilon_f$	: Porosité moyenne du lit fluidisé	-
$\varepsilon_{mf}$	: Porosité du lit au minimum de fluidisation	-
$\phi$	: Facteur de sphéricité des particules	-
$\lambda$	: Constante de l'équation (III-5)	-
$\mu_g$	: Viscosité dynamique du gaz	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
$\rho_g$	: Masse volumique du gaz	$kg.m^{-3}$
$\rho_p$	: Masse volumique des particules solides	$kg.m^{-3}$
$\omega$	: Coefficient isentropique de détente	-

## NOMBRES ADIMENSIONNELS

$$Re = \frac{d_p \cdot \rho_g \cdot U}{\mu_g} \quad \text{nombre de Reynolds particulaire}$$

$$Ga = \frac{d_p^3 g \rho_g (\rho_p - \rho_g)}{\mu_g^2} \quad \text{nombre de Galilée}$$

$$X = C_d Re_p^2 = \frac{4}{3} \cdot \frac{d_p^3 g \rho_g (\rho_p - \rho_g)}{\mu_g^2} \quad \text{nombre adimensionnel pour le calcul de } U_t$$

## RESUME

Ce travail porte sur l'étude du comportement hydrodynamique d'un jet gazeux vertical ascendant immergé dans un lit de particules de sable en utilisant trois longueurs différentes de la canne d'injection pénétrante dans le lit sous des conditions ambiantes pour mieux comprendre les mécanismes d'interaction entre le jet et le lit environnant. Les essais ont été effectués dans une colonne cylindrique à fond plat de 250 mm de diamètre contenant des particules de sable de 230  $\mu\text{m}$  de diamètre moyen et 2576  $\text{kg.m}^3$  de masse volumique. Le jet issu d'un injecteur de 15 mm de diamètre et de longueur variable (0, 40 et 80 mm) a été caractérisé en mesurant les champs de pression et de vitesse du gaz à l'aide d'une sonde de Pitot. L'étude paramétrique s'est basée sur la variation de la vitesse d'aération des particules, la vitesse du jet, la longueur de la canne d'injection pénétrant dans le lit et la masse du lit.

Les résultats obtenus ont permis de conclure que la présence du jet dans un lit de particules solides favorise le phénomène de fluidisation, la masse du lit ne possède aucune influence sur la vitesse minimale de fluidisation et la vitesse minimale de jet croît quand la longueur de l'injecteur diminue. L'écoulement du jet est bien décrit par les modèles de Gauss et Schlichting, indépendamment de l'état d'aération. Les profils de vitesse suivent l'allure gaussienne et conservent la propriété d'autosimilarité. La longueur de l'injecteur influe sur la valeur du demi-angle du jet. Une augmentation dans le débit massique du jet en s'éloignant de l'injecteur est observée indépendamment de la vitesse d'aération du lit et de la vitesse du jet et le flux de quantité de mouvement se conserve suivant la direction axiale  $x$ .

## SUMMARY

The hydrodynamic behaviour of a vertically upflowing gas jet immersed in bed of sand particles for three nozzle length and ambient conditions is studied, in order to analyse the interaction mechanisms between the jet and surrounding bed.

Experiments have been carried out in a 250 mm diameter column containing sand particles with a mean diameter of 230  $\mu\text{m}$  and a density of 2576  $\text{kg.m}^{-3}$ . The jet issuing from a 15 mm diameter nozzle of variable length (0, 40 and 80 mm) protruding within the bed was characterized by means of pressure and gas velocity profiles measured by Pitot probe. Bed aeration velocity, jet velocity, nozzle height as well as the bed weight in order to determine their effect on the hydrodynamic behaviour of the system..

We found that the introducing of jet in a particular bed enhanced fluidization phenomena. The jet flow is described by Gauss and Schlichting models. The nozzle length has an effect on jet half-angle value. Finally, the gas mass flow rate increased and momentum flow is conserved with axial distance from the jet nozzle in particular field.

# SOMMAIRE

## NOMENCLATURE

## INTRODUCTION GENERALE 1

## CHAPITRE I : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1. Jets libres turbulents	3
I.1.1. Description d'un jet libre turbulent	3
I.1.2. Caractéristiques générales d'un jet libre turbulent	4
I.1.2-a. Vitesse maximale du jet	4
I.1.2-b. Demi-largeur du jet	4
I.1.2-c. Angle du jet	5
I.1.2-d. Débit volumique	5
I.1.2-e. Flux de quantité de mouvement	5
I.1.2-g. Profils de vitesse, de concentration et de température	6
I.2. Fluidisation	7
I.2.1. Généralités	7
I.2.2. Perte de charge	10
I.2.3. Vitesse minimale de fluidisation	11
I.2.4. Vitesse maximale de fluidisation	13
I.3. Lit à jet	15
I.3.1. Description d'un lit à jet	15
I.3.2. Stabilité d'un lit à jet	15
I.3.3. Caractéristiques d'un lit à jet	16
I.3.3-a. Vitesse minimale du jet	16
I.3.3-b. Hauteur maximale d'un lit à jet	17
I.4. Jets en milieux particuliers	18
I.4.1. Généralités	18
I.4.2. Description d'un lit fluidisé à jet	18
I.4.3. Avantages et inconvénients des lits fluidisés à jet	19
I.4.4. Régimes d'écoulements dans un lit fluidisé à jet	19
I.4.5. Modes de décharge du jet	21
I.4.6. Longueur de pénétration	22
I.4.7. Angle du jet	25
I.4.8. Profils de vitesses	26
I.4.9. Entraînement des particules	27
I.4.10. Transfert du gaz entre le jet et le lit fluidisé	28
I.4.11. Contact gaz-solide dans un lit fluidisé	28

## CHAPITRE II : INSTALLATION EXPERIMENTALE ET METHODES DE MESURES ET DE CALCULS

II.1. Description de l'installation expérimentale	29
II.1.1. Colonne de fluidisation	29
II.1.2. Tube de Pitot	31

II.2. Caractéristiques du solide et du gaz	31
II.2.1. Caractéristiques du solide	31
II.2.2. Caractéristiques du gaz	32
II.3. Méthodes de mesures et de calculs	32
II.3.1. Mesure des débits	32
II.3.2. Mesure des vitesses	33
II.3.3. Calcul du facteur de sphéricité	33

## **CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION**

III.1. Evaluation des caractéristiques du lit à jet	35
III.1.1. Vitesse minimale du jet	35
III.1.2. Longueur de pénétration	38
III.2. Etude de l'expansion du lit	45
III.2.1. Procédure expérimentale	45
III.2.2. Profils pariétaux de pression	45
III.2.3. Perte de pression	49
III.2.3-a. Perte de pression totale	49
III.2.3-b. Gradient de pression	51
III.2.4. Effet du jet sur l'expansion du lit	53
III.2.5. Influence de la longueur de l'injecteur sur l'expansion du lit	54
III.2.6. Influence de la masse du lit sur la vitesse minimale de fluidisation	55
III.2.7. Influence de la masse du lit sur l'évolution de la vitesse minimale de fluidisation avec la vitesse du jet	55
III.3. Etude du jet en milieu particulière	57
III.3.1. Profils pariétaux de pression dans le lit	57
III.3.2. Evolution de la pression statique au voisinage de l'orifice du jet	59
III.3.3. Profils de vitesse	59
III.3.4. Abscisse caractéristique du jet	65
III.3.5. Vitesse maximale sur l'axe du jet	67
III.3.6. Autosimilarité des profils réduits de vitesse	69
III.3.7. Evolution du débit massique du jet	78
III.3.8. Evolution du flux de quantité de mouvement du jet	79

<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>83</b>
----------------------------	-----------

## **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

### **ANNEXES**

AI	: Distribution granulométrique du solide
AII	: Détermination de la masse volumique du solide
AIII	: Calcul du coefficient de sphéricité des particules solides
AIV	: Calcul des vitesses limites de la fluidisation
AV	: Corrélations proposées par différents auteurs
AVI	: Calcul d'erreurs

## **INTRODUCTION GENERALE**

Plusieurs procédés chimiques et procédés relatifs à l'énergie fossile sont réalisés dans des réacteurs à lit fluidisé. Le gaz est souvent introduit dans le lit sous forme de jets qui sont aussi utilisés afin d'améliorer le mélangeage et faciliter l'écoulement des solides. Ces jets peuvent être un moyen soit de chauffer et/ou de traiter des effluents liquides (combustion submergée), soit d'injecter un réactif dans le cas d'une réaction chimique (gazéification du charbon). Ils peuvent être également utilisés lors du séchage des produits alimentaires (séchage par atomisation ou séchage dans un lit à jet) ou encore dans l'enrobage de matériaux solides. De nouvelles applications des lits fluidisés mettant en œuvre le chauffage par combustion in situ du gaz naturel ont vu le jour au cours de ces dernières décennies, en l'occurrence des procédés de régénération des sables de fonderie, de décapage des pièces métalliques et de l'incinération des boues à forts taux d'humidité issues des stations d'épuration. De même, le traitement biologique des sables pollués par les hydrocarbures causés par le déversement du pétrole en mer constitue actuellement l'une des préoccupations majeures des chercheurs dans le domaine de l'environnement.

La technique des lits fluidisés à jet surmonte les limites de fonctionnement des lits à jet ou fluidisés en superposant les avantages des deux systèmes : elle évite les phénomènes de pistonage et de stratification présents dans un lit fluidisé classique sans qu'il y ait une restriction sur la taille des particules ou la hauteur statique du lit liées à la stabilité d'un lit à jet conventionnel et elle améliore le contact gaz-solide et solide-solide. Elle offre la possibilité d'une bonne circulation annulaire et requiert des débits moindres que ceux nécessaires pour chaque système à part.

Le comportement des jets immergés est complexe ; il dépend non seulement des caractéristiques du jet, mais aussi des propriétés du milieu dans lequel il est immergé et ceci par le biais des interactions. Pour le dimensionnement des réacteurs à jets et le contrôle de leur efficacité, il est important de caractériser le comportement hydrodynamique des jets en milieu particulaire et d'interpréter les mécanismes d'interaction entre le jet et le lit malgré l'étendue du nombre de variables, d'où l'objectif de notre travail.

La présence d'un injecteur pénétrant dans le lit fait augmenter la hauteur maximale du lit à jet, car le jet entrant commence à dissiper sa force d'impulsion plus haut dans la colonne. L'influence de l'injecteur pénétrant s'avère très importante.

Dans ce présent travail, nous nous intéresserons à la comparaison du comportement hydrodynamique d'un jet gazeux ascendant immergé dans un lit de particules de sable, pour trois longueurs différentes de la canne d'injection pénétrant dans le lit, et ceci sous des conditions ambiantes. Notre choix concernant le solide utilisé a été porté sur le sable étant donné que ce dernier constitue l'objet des thèmes de recherches réalisés au sein du Laboratoire des Phénomènes de Transfert concernant le traitement biologique des sables pollués par les hydrocarbures.

Le premier chapitre sera consacré à une synthèse bibliographique, regroupant les études antérieures sur les phénomènes principaux liés à ce travail, à savoir les jets libres turbulents, la fluidisation, les lits à jet et leurs caractéristiques. Nous traiterons également des travaux réalisés dans le domaine des jets turbulents en milieu particulaire.

Dans le deuxième chapitre, nous décrirons les différents éléments constituant l'appareillage expérimental utilisé au cours de cette étude, les méthodes de mesures des paramètres étudiés et nous présentons les principales caractéristiques du solide et du gaz utilisés.

La présentation et la discussion des résultats de l'étude hydrodynamique réalisée est l'objet du troisième chapitre où nous illustrons pour trois injecteurs de longueurs différentes, des essais d'expansion du lit en absence puis en présence de jet, afin de déterminer la vitesse minimale de fluidisation et étudier l'influence de l'introduction du jet gazeux sur ce paramètre. Les caractéristiques du lit à jet sont déterminées, à savoir, la vitesse minimale de jet et la longueur de pénétration. Les expériences sur les jets en milieu particulaire sont menées dans le but de suivre l'évolution du gradient de pression dans le lit d'une part et de l'évolution de différents paramètres hydrodynamiques liés au jet (vitesse, débit du jet, quantité de mouvement...) d'autre part.

## CHAPITRE I :

### REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

#### I.1. JETS LIBRES TURBULENTS

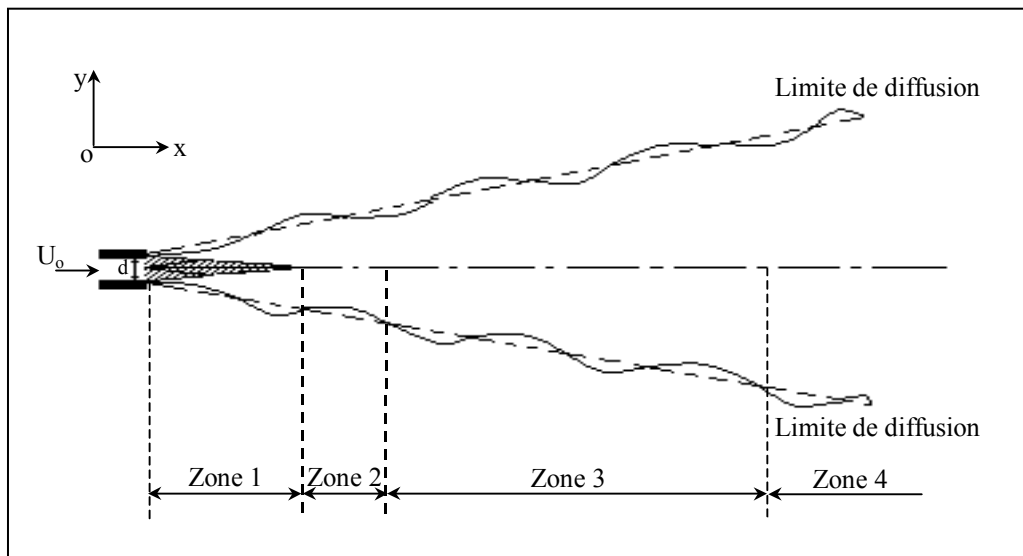
##### I.1.1. Description d'un jet libre turbulent

Le jet est un fluide qui émerge d'un orifice, dans un milieu infini au repos et rempli du même fluide. Il est considéré comme libre, d'après **Davies** selon **Midoux [57]**, lorsque l'aire de la section droite de laquelle il est issu est inférieure à 20% de celle de la section droite totale de la région dans laquelle il émerge, c'est à dire lorsqu'il n'est pas soumis à l'influence des parois de la colonne.

Le jet peut suivre deux régimes d'écoulement : un régime laminaire qui ne présente aucun intérêt car il conserve longtemps son individualité et ne favorise pas le mélange des différentes phases et un régime turbulent qui assure un bon échange de masse et de chaleur et de ce fait a été très étudié dans la littérature [3, 5, 8, 55, 69].

Le jet est dit turbulent si le nombre de Reynolds, calculé sur la base du diamètre de l'orifice duquel il émerge, est supérieur à 1000 [50].

Un jet libre turbulent représenté en figure I.1, est souvent divisé en quatre zones distinctes [3, 57] :



**Figure I.1** : Représentation d'un jet libre turbulent [57]

- **Zone initiale** : proche de l'orifice, cette zone correspond à l'établissement du régime, elle s'étend sur l'intervalle  $0 \leq x \leq 6,2d_o$ . Le fluide dans cette zone présente un noyau à écoulement potentiel dont les propriétés (vitesse, température, concentration) sont constantes et égales à celles du jet à la sortie de l'injecteur. A l'extérieur du noyau, la couche limite commence à se développer.
- **Zone de transition** : c'est la zone du passage de l'écoulement de l'état laminaire (zone initiale) à l'état turbulent (zone principale) et elle est située entre  $6,2d_o$  et  $8d_o$ . Son étude constitue l'un des problèmes majeurs de la mécanique des fluides vu la difficulté d'expliquer l'origine de la naissance de la turbulence. Par ailleurs, cette zone est négligée dans les calculs.
- **Zone principale** : C'est la zone des profils semblables dans laquelle le régime est considéré comme établi et cela sur l'intervalle  $8d \leq x \leq 100d_o$ . Ce sont les profils du jet dans cette zone qui ont surtout retenu l'attention des chercheurs, et en particulier, la plus caractéristique d'entre elles : l'autosimilarité des profils de vitesse.
- **Zone terminale** : le jet commence à dégénérer. Les composantes de vitesse tendent rapidement vers zéro et la zone s'étend au-delà de  $x = 100d_o$ .

### I.1.2. Caractéristiques générales d'un jet libre turbulent

Comme nous l'avons noté précédemment, la zone principale du jet est la zone la plus étudiée par les chercheurs et dont on présente les propriétés générales mises en évidence par l'expérience. Le profil de vitesse dans un jet libre est représenté en figure I.2.

#### I.1.2.a. Vitesse maximale $U_m(x)$

Une caractéristique de la turbulence des jets libres est l'existence d'une origine virtuelle  $x_{vo}$ , située au début de la zone d'établissement du régime c'est à dire à  $x = 6,2d_o$  [57]. Au-delà de ce point, la vitesse centrale du jet  $U_m(x)$  devient une fonction décroissante de la distance axiale  $x$  à l'orifice, suivant la relation :

$$\frac{U_m}{U_o} = \frac{x_{vo}}{x} \quad (I-1)$$

avec  $x \geq x_{vo}$

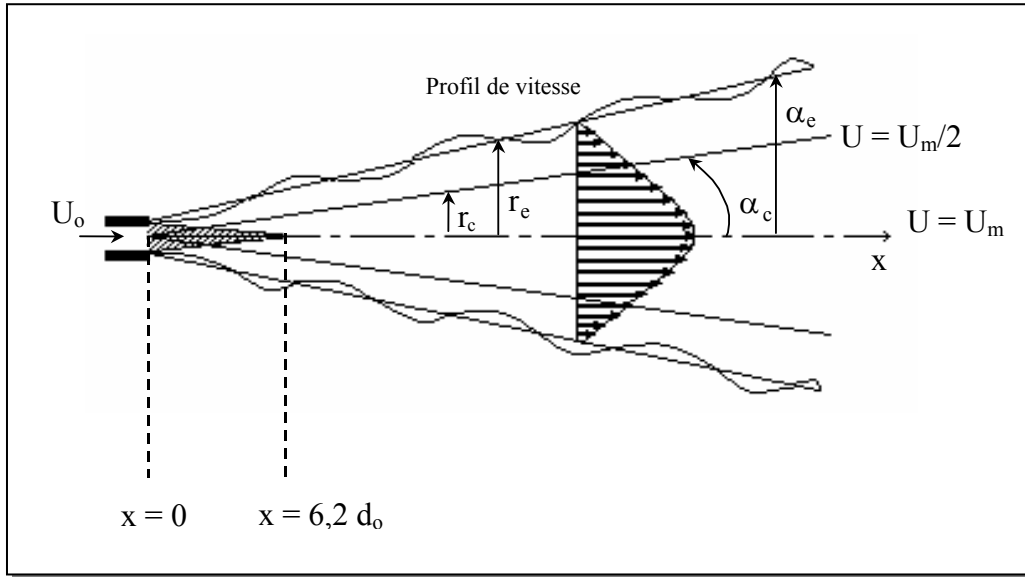
Comme  $x_{vo} = 6,2d_o$ , la relation (I-1) devient :

$$\frac{U_m}{U_o} = \frac{6,2 \cdot d_o}{x} \quad (I-2)$$

où  $U_o$  représente la vitesse initiale du jet (à la sortie de l'injecteur) ;  
 $d_o$  le diamètre de l'orifice.

#### I.1.3.b. Demi-largeur du jet $y_{1/2}$

L'abscisse caractéristique du jet  $y_{1/2}$  appelée également demi-largeur du jet est définie comme étant la distance latérale ( $r_c$ ) à l'axe du jet telle que la vitesse locale du jet soit égale à la moitié de la vitesse maximale. La demi-largeur du jet est une fonction linéaire de la côte  $x$ . A partir de cette grandeur, l'angle du jet est défini comme étant l'angle de la partie conique à la sortie de l'injecteur, il est sensiblement égal à  $15^\circ$  [50].



**Figure I.2 :** Profil de vitesse dans un jet libre turbulent [57]

### I.1.2.c. Angle du jet $\alpha_c$

C'est le demi-angle formé par l'axe du jet et les vitesses  $U_x(r_c)$ . La condition faite sur le rayon caractéristique conduit à des valeurs de l'angle du jet de l'ordre de  $5^\circ$ . La frontière de ce jet cohérent est généralement parfaitement bien définie. On détermine aussi l'angle du jet comme étant l'angle  $\alpha_e$  de la partie conique à la sortie de l'injecteur, il est sensiblement égale à  $15^\circ$  [57]. Il est constaté approximativement, que 45% du flux volumique total du jet passe dans le cône de demi-angle  $\alpha_c$ .

### I.1.2.d. Débit volumique $Q(x)$

Dans la plupart des applications des jets turbulents, le but est selon Sanders [64], d'obtenir un bon mélange entre le jet principal et l'environnement. Lors de son développement, le jet entraîne une certaine quantité de fluide du milieu ambiant qu'il met en mouvement, ce qui augmente son débit en fonction de la distance axiale à l'orifice,  $x$ .

L'expression de l'évolution du débit est donnée par :

$$\frac{Q}{Q_0} = k \frac{x}{d_0} \quad (\text{I-3})$$

où  $k$  est une constante de proportionnalité et  $Q_0$ , le débit du jet à la sortie de l'injecteur. Dans le cas d'un jet circulaire  $k$  égale 0,456 [57].

### I.1.2.e. Flux de quantité de mouvement

Dans le cas des jets libres turbulents débouchant dans un milieu homogène, le flux de quantité de mouvement total se conserve [50, 57].

### I.1.4.f. Profils de vitesse, concentration et température

Au niveau des différents plans transversaux du jet, les profils de vitesse présentent une symétrie axiale et de révolution et admettent une propriété d'autosimilarité. Les profils de vitesse réduits sont souvent représentés par l'expression de **Gauss** ou de **Schlichting** ou encore celle de **Gôrther** :

Equation de **Gauss** :

$$\frac{U}{U_m} = \exp \left[ -(\ln 2) \left( \frac{y}{y_{1/2}} \right)^2 \right] \quad (\text{I-4})$$

Equation de **Schlichting** :

$$\frac{U}{U_m} = \left[ 1 - \left( \frac{0,44 \cdot y}{y_{1/2}} \right)^{1,5} \right]^2 \quad (\text{I-5})$$

Equation de **Gôrther** :

$$\frac{U}{U_m} = \frac{1}{(1 + c\eta^2)^2} \quad (\text{I-6})$$

avec  $c = \sqrt{2} - 1$  et  $\eta = \frac{y}{y_{1/2}}$

La théorie de **Prandtl** et **Tollmien** [3] développée en 1926 conduit à une similitude entre les profils de vitesse, de température et de concentration :

$$\frac{U - U_f}{U_m - U_f} = \frac{T - T_f}{T_m - T_f} = \frac{C - C_f}{C_m - C_f} \quad (\text{I-7})$$

Cette similitude n'est pas toujours vérifiée, car à partir des résultats expérimentaux, **Taylor** [3] montre que les profils des températures et des concentrations sont relativement plus évasés que ceux des vitesses. Il propose la relation suivante :

$$\left[ \frac{U - U_f}{U_m - U_f} \right]^{1/2} = \frac{T - T_f}{T_m - T_f} = \frac{C - C_f}{C_m - C_f} \quad (\text{I-8})$$

Les équations I-7 et I-8 sont valables pour des jets bidimensionnels plans ou axisymétriques.

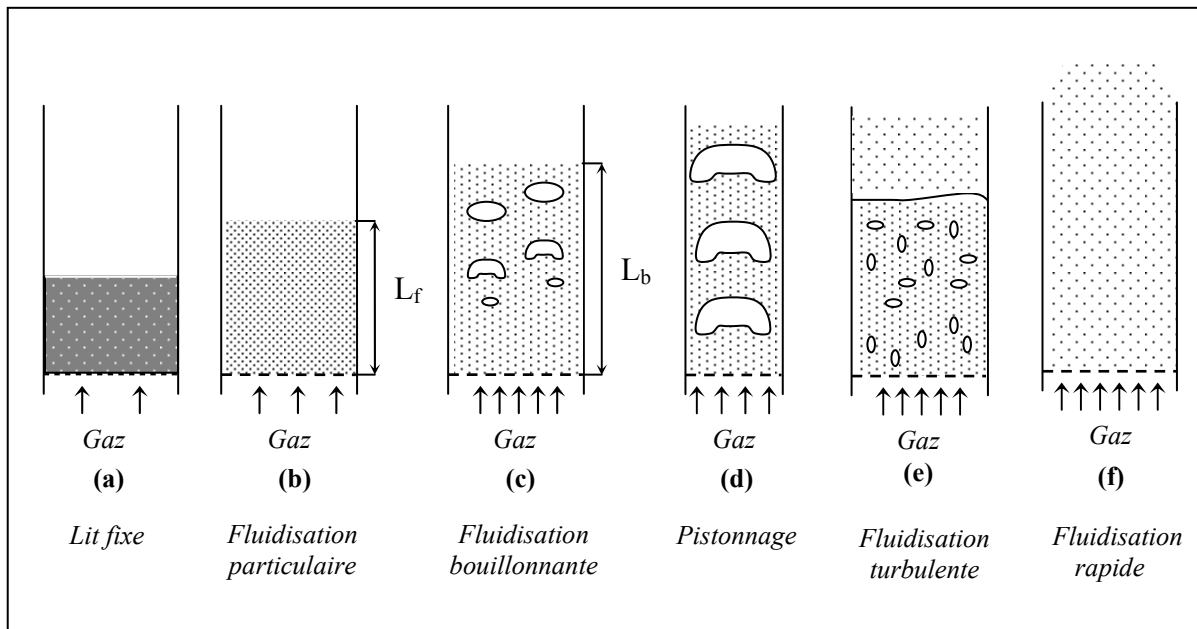
## I.2. FLUIDISATION

### I.2.1. Généralités

Le terme fluidisation est utilisé pour désigner une technique de mise en contact entre une phase solide et une phase gazeuse, procédé dans lequel le lit de particules est mis en suspension par un courant gazeux ascendant, de façon à ce que ces particules solides se comportent comme un fluide. La fluidisation des particules est le résultat ou la conséquence d'un équilibre entre les forces gravitationnelles d'une part et les forces interparticulaires (de cohésion) d'autre part.

L'état fluidisé apparaît selon **Laguérie [51]**, comme un état de transition entre l'état fixe et l'entraînement du solide.

Soit une colonne cylindrique munie d'une plaque horizontale perforée sur laquelle est disposé un lit de particules solides, formant ainsi une couche régulière. Un courant gazeux ascendant pénètre à travers la plaque et suivant sa vitesse superficielle dans la colonne, le lit de particules subit des comportements différents. La figure I.3 représente les différents aspects de la fluidisation selon la nature des particules.



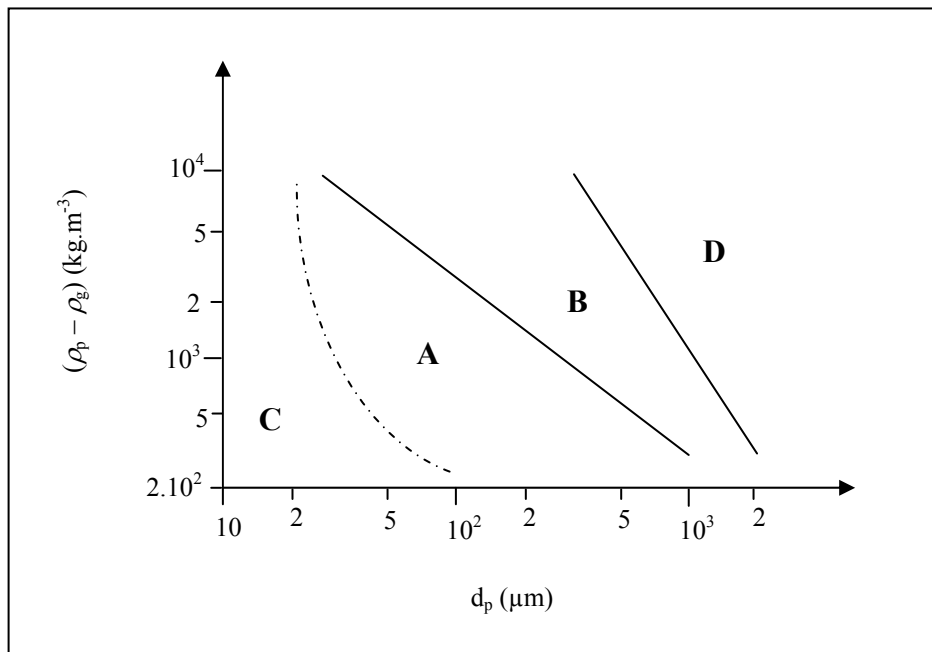
**Figure I.3** : Différents aspects de fluidisation selon la nature des particules [51]

- Avec une vitesse faible, le courant gazeux passe à travers les interstices et la surface supérieure du lit reste immobile. Le lit est à son état *fixe*, (Figure I.3.a).
- A partir d'une valeur donnée de la vitesse du gaz, c'est à dire vitesse minimale de fluidisation, le lit fluidisé subit une expansion homogène. Il se forme à la partie supérieure du mélange gaz-solide, malgré la grande agitation des particules, une surface de séparation à peu près horizontale mais plus ou moins troublée. C'est le régime de la *fluidisation particulaire*, (Figure I.3.b).
- Au-delà d'une certaine valeur de la vitesse superficielle du gaz, des bulles se forment dans la région de la plaque perforée située au bas de la colonne et s'agglomèrent en montant. Cette coalescence conduit à des sortes de bouchons fluides qui s'éclatent en arrivant à la surface du lit fluidisé. C'est le régime de *fluidisation bouillonnante* ou *régime de bullage*, (Figure I.3.c).

- Il peut également se créer des bulles de gaz importantes qui atteignent des dimensions comparables à celui de la colonne. Il y a une alternance de passage de grosses bulles et de phase dense du lit. La surface du lit se soulève et retombe avec une fréquence très régulière. C'est le *régime de pistonnage*, (Figure I.3.d).
- Pour des vitesses plus grandes, le lit est constitué de petits éléments de phase gazeuse et de phase solide qui font un mouvement très rapide de va et vient. Il devient alors difficile de distinguer sa surface [9]. C'est le régime de *fluidisation turbulente*, (Figure I.3.e).
- Lorsque les vitesses superficielles sont assez élevées, les particules solides sont entraînées sous forme très diluée par le courant gazeux hors de la colonne et la notion de surface disparaît complètement. C'est le *régime de la fluidisation rapide*, (Figure I.3.f). Ce phénomène apparaît à partir d'une valeur de vitesse du gaz qu'on appelle la vitesse maximale de fluidisation, au-delà de laquelle le phénomène de fluidisation disparaît.

Il est à noter que, si le diamètre de la colonne est important ou si la hauteur de lit est faible, on ne peut pas mettre en évidence un seuil de pistonnage. Il en est de même pour le seuil de fluidisation turbulente.

Notons que la plage de vitesse qui caractérise chacun des régimes dépend de la nature et des propriétés physiques des particules solides employées. Ainsi, **Geldart** [32] a classé les poudres en quatre groupes selon leur comportement vis-à-vis de la fluidisation. La figure I.4 représente le diagramme proposé par **Geldart** et les domaines de taille et de masse volumique caractérisant chaque classe de poudre.



**Figure I.4** : Classification de **Geldart** des poudres selon leurs propriétés physiques [32]

- Groupe C : Les particules appartenant à ce groupe sont de très fines particules ( $d_p < 30 \mu\text{m}$ ) de formes irrégulières. Pour ce type de particules, les forces de cohésion interparticulaires sont extrêmement élevées. La fluidisation de ces particules est difficile et l'on observe le phénomène de renardage. On peut rendre ces particules fluidisables par des

artefacts : agitation mécanique, vibration ou addition d'une quantité adéquate de particules facilement fluidisables. Le talc est un exemple de ce type de particules.

- Groupe A : Il s'agit de particules relativement fines ( $d_p = 30-150 \mu\text{m}$ ) de faibles masses volumiques (inférieures à  $1500 \text{ kg.m}^{-3}$ ). Pour ce type de particules, on observe un régime de fluidisation particulaire ou homogène entre la vitesse minimale de fluidisation et la vitesse minimale de bullage. La vitesse d'ascension des bulles pour ce type de poudre est beaucoup plus importante que la vitesse du gaz interstitiel. Le catalyseur de craquage catalytique est un exemple de ce type de particules.

- Groupe B : Ce groupe renferme les particules dont le diamètre moyen varie entre  $150 \mu\text{m}$  et  $500 \mu\text{m}$  et la masse volumique entre  $1500$  et  $4000 \text{ kg.m}^{-3}$ . La vitesse minimale de bullage est égale à  $U_{mf}$  et la vitesse d'ascension des bulles est plus importante que celle du gaz interstitiel de la phase émulsion. Le sable et les billes de verre sont des exemples type de particules.

- Groupe D : Les particules appartenant à ce groupe sont soit des grosses particules ( $d_p > 1000 \mu\text{m}$ ) soit des particules denses ( $\rho_p > 3000 \text{ kg.m}^{-3}$ ). Elles sont fluidisables et la vitesse d'ascension des bulles est en général plus faible que la vitesse du gaz interstitiel. Le plomb de chasse en est un exemple type.

La figure I.5 représente les différents régimes de fluidisation pouvant être observés lors de la mise en suspension de différentes classes de poudres dans un flux gazeux ascendant.

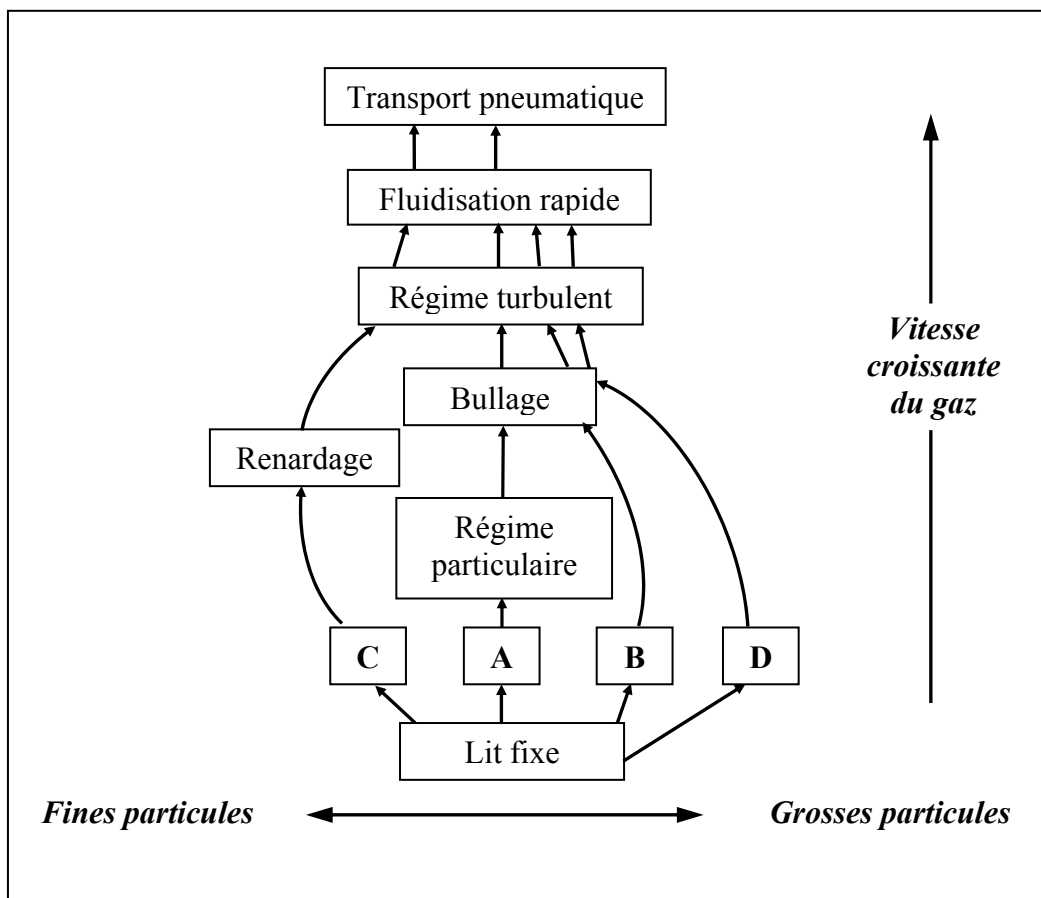


Figure I.5 : Les principales étapes de la fluidisation [25]

La qualité de fluidisation est très liée aux propriétés intrinsèques des particules, à savoir la masse volumique, le diamètre des particules et la distribution granulométrique, ainsi que les caractéristiques de leur surface.

**Geldart [32]** a classé les particules suivant leurs caractéristiques de fluidisation. Les particules appartenant au groupe A de Geldart se fluidisent très bien en présentant un régime d'expansion sans bullage. Les groupes B et D montrent difficilement l'expansion du lit lorsqu'il est fluidisé. Les particules du groupe C (particules fines) sont difficiles à fluidiser surtout à cause de leur adhérence. La fluidisation des particules fines entraîne généralement le colmatage, le renardage, la rupture et l'agglomération. [75]

La taille de particule qui correspond au maximum d'entraînement est définie selon certains auteurs comme étant la taille critique d'entraînement de la particule. **Li et Kato [53]** ont défini l'expression reliant le diamètre critique des particules à l'entraînement des fines.

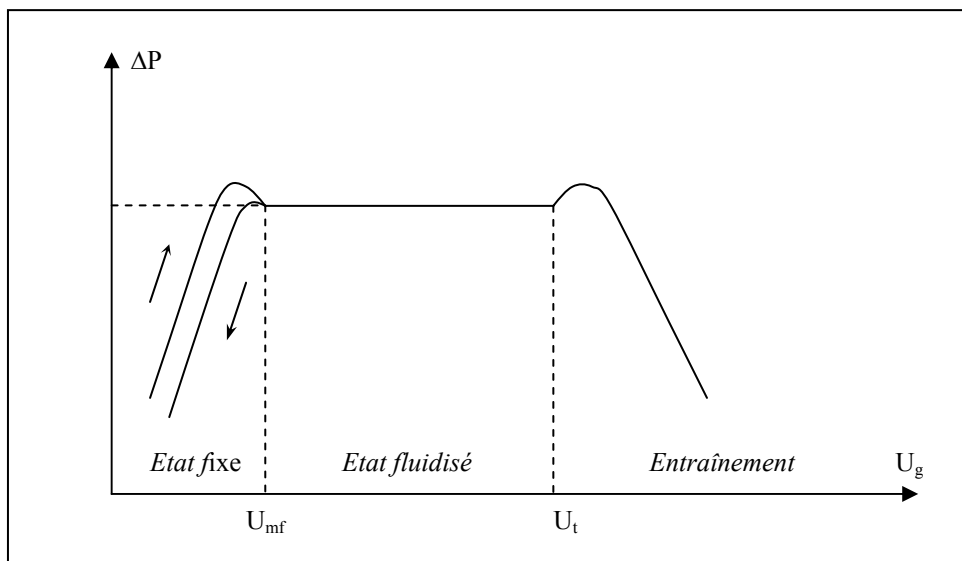
$$d_c = \frac{7,3810^3 \cdot d_p^{0,13}}{\rho_p^{0,18} \cdot U_g^{0,25}} \quad (I-9)$$

Selon **Hariri et coll. [37]**, les particules fines favorisent l'agglomération, et une vitesse d'aération élevée est nécessaire pour obtenir une fluidisation complète lorsque des grosses particules sont employées.

Une analyse quasi-statique de l'effet de l'écoulement du gaz combiné à celui de la cohésion montre, selon **Gilbertson et coll. [33]**, que lorsque les sédiments cohésifs sont fins, ils ne sont pas nécessairement mobilisés même quand le lit est fluidisé.

### I.2.2. Perte de pression

La perte de pression au-dessus du distributeur de gaz, due principalement à la présence des particules solides, est une fonction croissante de la vitesse. La figure I.6 représente la courbe classique de l'évolution de la perte de pression à travers le lit de particules solides en fonction de la vitesse superficielle du gaz, suivant les différents régimes de fluidisation.



**Figure I.6** : Diagramme de perte de pression à travers un lit de particules solides [51]

Pour des vitesses superficielles du gaz relativement faibles, l'évolution de la perte de pression est plutôt linéaire. En augmentant encore la vitesse, la couche de particules atteint le seuil d'expansion, où la perte de pression passe par un maximum puis décroît pour se stabiliser à une valeur sensiblement égale au poids apparent du lit par unité d'aire de section droite de la colonne. Les particules deviennent indépendantes les unes des autres ; le lit est à son état fluidisé. La vitesse correspondante à la transition entre l'état fixe et l'état fluidisé est la vitesse minimale de fluidisation. Pour des vitesses plus élevées, le seuil d'entraînement est atteint ; les particules quittent alors la colonne en engendrant par la suite une diminution de la perte de pression.

En partant de l'état fluidisé et en diminuant la vitesse du gaz, le diagramme de chute de pression ne se superpose pas strictement à celui obtenu à vitesse croissante, en particulier lorsque le lit redevient fixe. Ce phénomène, comparable à un phénomène d'hystérésis, résulte selon **Laguérie [51]** d'un arrangement plus lâche des particules après fluidisation. En général, c'est la courbe obtenue à la vitesse décroissante du gaz qui sert à repérer le minimum de fluidisation. La vitesse minimale de fluidisation correspond alors, à l'intersection entre le palier de chute de pression et la droite représentant la chute de pression décroissante.

### I.2.3. Vitesse minimale de fluidisation

Le seuil minimal de fluidisation correspond à la transition d'un état fixe à un état fluidisé, caractérisé par de nombreuses corrélations montrant la sensibilité de la vitesse aux propriétés des particules, (Tableau AV.1 de l'annexe V).

La corrélation la plus usuelle est celle développée par **Ergun [26]** en 1952, pour le calcul de la perte de pression à travers un lit fixe de particules solides :

$$\frac{\Delta P}{L} = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\mu_g}{(\phi_p \cdot d_p)^2} \cdot U_f + 1,75 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\rho_g}{\phi_p \cdot d_p} \cdot U_f^2 \quad (\text{I-10})$$

- où  $\phi_p$  est le coefficient de sphéricité d'une particule solide ;  
 $d_p$  le diamètre moyen d'une particule solide ;  
 $\mu_g$  la viscosité dynamique du gaz ;  
 $\rho_g$  la masse volumique du gaz ;  
 $\rho_p$  la masse volumique des particules solides ;  
 $\varepsilon$  la porosité du lit ;  
 $U_f$  la vitesse superficielle du gaz ;  
 $\Delta P/L$  la perte de pression à travers un lit fixe.

Le premier terme du second membre de l'équation I-10, définissant la dissipation des forces visqueuses, est caractéristique des écoulements laminaires et découle de l'équation de **Kozeny-Carman**. Quant au second terme relatif à l'équation de **Burke-Plummer**, il définit la dissipation d'énergie cinétique et correspond aux écoulements turbulents.

Lorsque la couche de solide est fluidisée, la friction exercée par le courant gazeux sur les particules solides équilibre le poids apparent de ces particules. D'où l'égalité suivante :

$$\Delta P \cdot A_c = (A_c \cdot L_f) (1 - \varepsilon_f) (\rho_p - \rho_g) \cdot g \quad (\text{I-11})$$

ou encore 
$$\frac{\Delta P}{L_f} = (1 - \varepsilon_f) (\rho_p - \rho_g) g \quad (\text{I-12})$$

avec  $A_c$  l'aire de la section droite de la colonne ;  
 $\Delta P$  la chute de pression à travers le lit de particules ;  
 $(1 - \varepsilon_f)$  la fraction volumique du solide ;  
 $(\rho_P - \rho_g)$  la masse volumique apparente du solide ;  
 $L_f$  la hauteur du lit fluidisé.

Au minimum de la fluidisation, la combinaison des équations I-10 et I-12 donne lieu à l'expression de la vitesse minimale de fluidisation en fonction des particules solides et du gaz :

$$(1 - \varepsilon_{mf})(\rho_P - \rho_g)g = \frac{150 \cdot \mu_g (1 - \varepsilon_{mf})^2}{\phi_p^2 \cdot d_p^2 \cdot \varepsilon_{mf}^3} U_{mf} + \frac{1,75 \cdot \rho_g (1 - \varepsilon_{mf})}{\phi_p \cdot d_p \cdot \varepsilon_{mf}^3} U_{mf}^2 \quad (I-13)$$

La relation I-13 peut s'exprimer autrement, suivant la variation du nombre de Reynolds relatif aux particules solides :

➤ Pour les petites particules dont  $Re_p < 20$  :

$$U_{mf} = \frac{(\phi_p \cdot d_p)^2}{150} \left[ \frac{\rho_P - \rho_g}{\mu_g} \right] \cdot g \cdot \frac{\varepsilon_{mf}^3}{(1 - \varepsilon_{mf})} \quad (I-14)$$

➤ Pour des particules plus grosses,  $Re_p > 1000$  :

$$U_{mf} = \left[ \frac{(\phi_p \cdot d_p)}{1,75} \cdot \frac{\rho_P - \rho_g}{\rho_g} \cdot g \cdot \varepsilon_{mf}^3 \right]^{1/2} \quad (I-15)$$

Il faut noter que l'utilisation de l'équation I-13 nécessite la connaissance précise du facteur de sphéricité et de la porosité au minimum de fluidisation. Pour cela, de nombreuses équations établies à partir de données expérimentales sur la mise en fluidisation de différents solides sur un domaine assez étendu de granulométrie, ont été proposées et données en annexe V dans le tableau AV.1.

Les corrélations étant déterminées à des conditions particulières de chaque expérience, il est souhaitable de faire la détermination expérimentale, pour connaître les paramètres de l'état minimal de fluidisation du matériau dont on dispose.

Selon **Delebarre [23]**, **Cranfield et coll. (1974)** ont montré que des billes d'alumine de 1520  $\mu\text{m}$  de diamètre ont une vitesse minimale de fluidisation qui passe de 0,51 m/s à 0,64 m/s quand la hauteur du lit fixe passe de 0,05 à 0,3 m. **Denloye (1982) [23]** mentionne que la vitesse minimale de fluidisation d'un sable de taille moyenne 1020  $\mu\text{m}$  s'accroît de 11 % quand la hauteur du lit à l'état fixe passe de 5 à 30 centimètres. Il attribue cette variation au fait que plus la couche est épaisse, plus la chute de pression du gaz à la traversée du milieu se rapproche du poids de solides par unité de section.

**Thonglimp et coll. [72]** ont également proposé des mesures du minimum de fluidisation de solides de classe B et D dans diverses colonnes et pour des masses du lit variant de 50  $\text{kg/m}^2$  à 500  $\text{kg/m}^2$ . Ils ont constaté que la vitesse minimale de fluidisation s'accroissait légèrement avec la hauteur du lit.

Par contre, les résultats expérimentaux de **Houdé [41]** correspondant aux différentes valeurs de la hauteur du lit fixe ont montré que la vitesse minimale de fluidisation est une fonction décroissante de la masse sèche de particules.

Selon **Anabtawi et coll. [1]**, la vitesse minimale de fluidisation est indépendante de la hauteur du lit et proportionnelle au diamètre moyen des particules ainsi qu'au diamètre de l'injecteur. De même, **Abbas [2]** a trouvé que la vitesse minimale de fluidisation est indépendante de la masse du lit.

Les travaux de **Tasirin et coll. [70]** ont montré que plus les particules sont fines (plus cohésives) et plus la déviation entre les valeurs expérimentales et théoriques de la vitesse minimale de fluidisation est sensible. Les expériences menées sur un distributeur vibrant ont montré l'influence de l'accélération de vibration sur la perte de pression totale du lit, la porosité et la vitesse minimale de fluidisation, cette dernière lui est inversement proportionnelle.

**Caicedo et coll. [12]** ont montré que la vitesse minimale de fluidisation est fonction de la masse du lit, du diamètre des particules et des dimensions de la colonne.

Les travaux de **Kozanoglu et coll. [47]** sur un lit fluidisé ont montré que dans des conditions sous vide, la vitesse minimale de fluidisation croît lorsque la pression opératoire diminue. Ils constatent aussi que la porosité du lit sous les conditions minimales de fluidisation est insensible à la pression de travail.

**Formisani et Girimonte [29]** ont mené des travaux expérimentaux sur la fluidisation d'un mélange solide binaire, ils ont défini deux vitesses minimales de fluidisation ; la vitesse minimale initiale et vitesse minimale finale. Ils précisent en plus, qu'en utilisant des solides appartenant au groupe B de Geldart et présentant une expansion non homogène lors de la fluidisation, la porosité du lit fixe  $\varepsilon_0$  est toujours considérée égale à  $\varepsilon_{mf}$ .

#### I.2.4. Vitesse maximale de fluidisation

Égale à la vitesse terminale de chute libre, la vitesse maximale de fluidisation est approximée à la vitesse limite du gaz à partir de laquelle le solide est entièrement entraîné dans le courant gazeux. Elle peut être estimée à partir de la relation suivante [51] :

$$U_t = \left[ \frac{4 g \cdot d_p \cdot (\rho_p - \rho_g)}{3 \rho_p \cdot C_d} \right]^{1/2} \quad (\text{I-16})$$

ou encore, sous la forme adimensionnelle :

$$C_d \cdot \text{Re}_p^2 = \frac{4}{3} Ga \quad (\text{I-17})$$

$$\text{Re}_p = \frac{\rho_g \cdot d_p \cdot U_t}{\mu_g} \quad (\text{I-18})$$

Avec  $C_d$  : le coefficient de traînée ;

$\text{Re}_p$  : le nombre de Reynolds de la particule solide.

La détermination de  $U_t$  nécessite la connaissance du coefficient de traînée  $C_d$ .

➤ Pour des particules solides sphériques ou non sphériques, le coefficient de traînée peut être déterminé à partir du diagramme de la figure I.7, exprimant le nombre adimensionnel  $C_d \text{Re}_p^2$  en fonction de  $\text{Re}_p$ ,

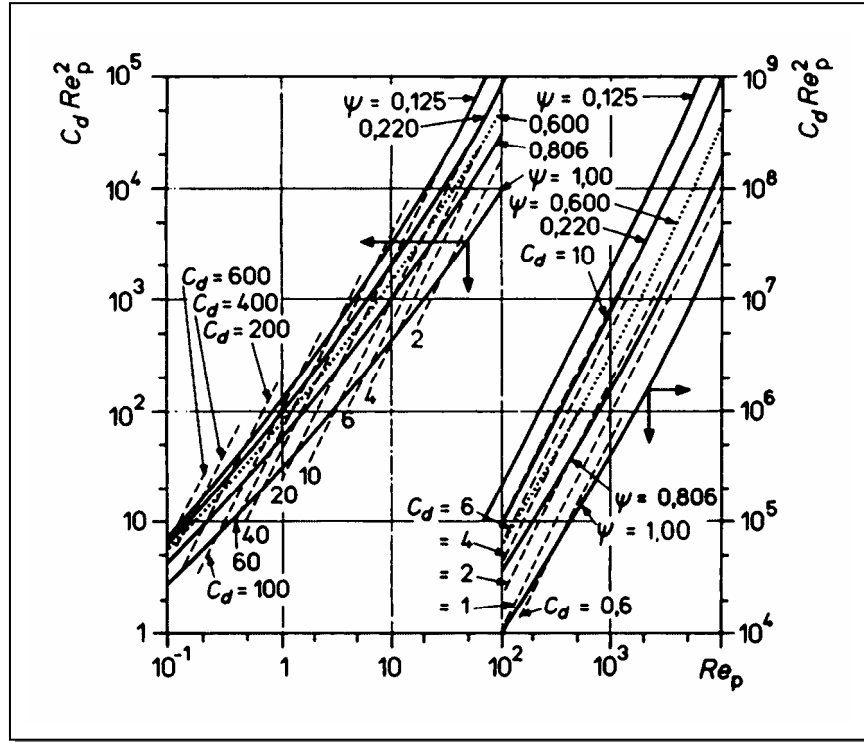


Figure I.7 : Diagramme d'évaluation de la vitesse de chute libre [49]

➤ Pour les particules sphériques, la vitesse terminale de chute  $U_t$  peut être également calculée, en utilisant l'expression analytique du coefficient de traînée  $C_d$ , pour des intervalles particuliers du nombre de Reynolds [51] :

- $Re_p < 0,4$  ;  $C_d = \frac{24}{Re_p} \Rightarrow U_t = \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho_g) g}{18 \mu_g}$  (I-19)

- $0,4 < Re_p < 500$  ;  $C_d = \frac{10}{\sqrt{Re_p}} \Rightarrow U_t = \left[ \frac{4}{225} \cdot \frac{d_p^3 (\rho_p - \rho_g)^2 g^2}{\rho_g \mu_g} \right]^{1/3}$  (I-20)

- $500 < Re_p < 2 \cdot 10^5$  ;  $C_d = 0,43 \Rightarrow U_t = \left[ 3,1 \cdot \frac{d_p (\rho_p - \rho_g) g}{\rho_g} \right]^{1/2}$  (I-21)

Selon **Hartman et coll.** [38],  $C_d$  peut être exprimé pour les particules sphériques par la corrélation de **Turton et Levenspiel (1986)** :

$$C_d = \left( \frac{24}{Re_t} \right) \left( 1 + 0,173 Re_t^{0,657} \right) + \frac{0,413}{(1 + 16,3 Re_t^{-1,09})} \quad (I-22)$$

### I.3. LIT A JET

#### I.3.1. Description d'un lit à jet

Un lit à jet conventionnel est constitué d'un lit de particules d'une hauteur assez appréciable, dans lequel le gaz est introduit sous la forme d'un jet à travers un orifice unique placé sur l'axe de la colonne [54, 73]. Le fond du lit peut être plat ou conique.

Un lit à jet comporte essentiellement trois régions (figure I.8) :

- ❶ *le jet gazeux* proprement dit, qui entraîne des particules solides dispersées pénétrant dans la zone du jet délimitée à sa frontière par la couche de solide ;
- ❷ *la région annulaire* entourant le jet et contenant la plupart du solide qui glisse le long de la paroi sans être fluidisé ;
- ❸ *la fontaine* qui correspond à la région supérieure du lit dans laquelle les particules entraînées par le jet sont rejetées et retombent sur la surface du lit.

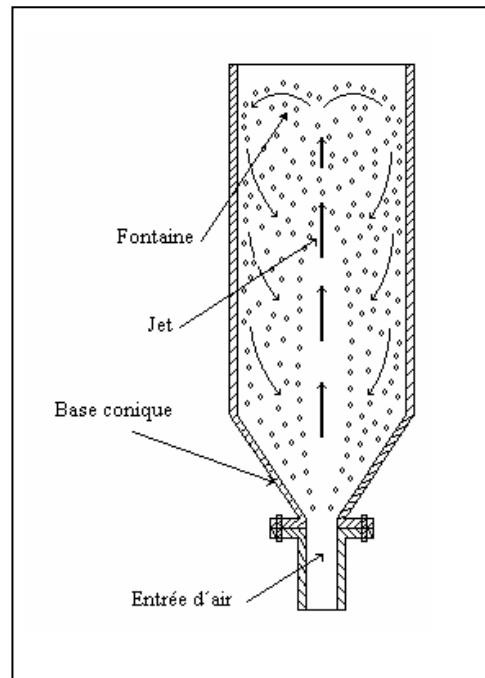


Figure I.8 : Description d'un lit à jet conventionnel [83]

La technologie des lits à jet est largement acceptée comme moyen approprié pour le contact gaz-solide où les particules sont relativement grosses ( $d_p > 1 \text{ mm}$ ). Pour de tels matériaux, le jet offre des avantages significatifs par rapport à la fluidisation, avec une perte de pression moins importante, un mouvement plus régulier des particules et un fonctionnement facile. Les applications des lits à jet incluent le séchage des grains, le traitement des minerais, la transformation des produits alimentaires et le transfert thermique.

#### I.3.2. Stabilité d'un lit à jet

Selon les propriétés physiques du gaz, des particules solides et des conditions opératoires (vitesse d'injection, hauteur du lit...), il est observé au niveau de l'injecteur, soit un phénomène de bullage, soit un phénomène de jet. [54-56, 77]

Selon **Mathur [54]**, le diamètre moyen des particules solides doit se situer aux environs de 1mm. Cependant, **Gosh** cité dans **Mathur [54]** a montré qu'un lit à jet peut être obtenu pour des particules beaucoup plus fines à condition que le rapport du diamètre de l'injecteur sur celui des particules  $d_o/d_p$  n'excède pas la valeur 30. Quant à la densité des particules, elle n'a pas un rôle déterminant sur la stabilité du lit.

Dans le cas d'une colonne cylindrique à fond plat, **Becker** cité dans **Mathur [54]** trouve que le rapport du diamètre de l'orifice du jet sur celui de la colonne ne devrait pas excéder 0,35.

Enfin, **Mathur [54]** affirme qu'en général un lit à jet est d'autant plus stable que :

- les particules solides sont plus grosses ;
- le diamètre de la colonne est plus grand ;
- le rapport  $d_o/D_c$  est plus faible ;
- la hauteur du lit est plus faible.

Par ailleurs, **Uemaki** et **Tsuji [73]** remarquent qu'une colonne à base conique facilite la participation de la totalité du lit au mélange gaz-solide, alors qu'une base plate crée une zone de stagnation des particules solides ou zone morte, en bas de colonne. Afin de minimiser l'étendue de cette zone, les auteurs préconisent un angle du cône de l'ordre de  $40^\circ$ .

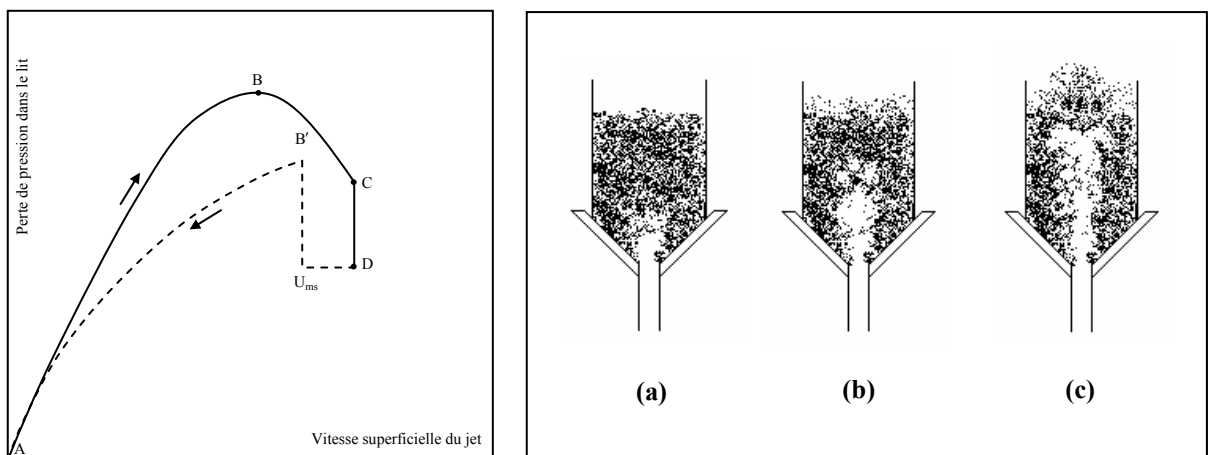
### I.3.3. Caractéristiques d'un lit à jet

#### I.3.3.a. Vitesse minimale du jet

De même qu'on définit une vitesse minimale de fluidisation, une vitesse minimale du gaz  $U_{ms}$  est également définie pour une couche à jet. C'est la vitesse minimale du gaz pour laquelle le lit reste en jet.

La vitesse minimale du jet dépend non seulement des propriétés du solide et du fluide mais également de la géométrie du lit. [1, 46, 51, 54]

Selon **Anabtawi et coll. [1]**, il n'y pas une grande différence entre la vitesse minimale du jet et la vitesse minimale du jet en milieu fluidisé dans le cas d'une colonne rectangulaire et celle estimée dans le cas d'une colonne cylindrique. L'écart observé est dû à la présence des zones mortes importantes dans le cas de la colonne rectangulaire. Par conséquent, il faut augmenter le débit du jet pour atteindre l'état équivalent de la colonne cylindrique. La hauteur du lit influence fortement la vitesse minimale du jet qui lui est proportionnelle.



**Figure I.9** : Courbe caractéristique d'une couche à jet [51, 54]

La vitesse du jet s'obtient expérimentalement en portant les variations de la perte de pression subie par le gaz en fonction de la vitesse superficielle du gaz (Figure I.9). [51, 54]

- Pour de faibles débits du gaz (portion **AB**), le jet passe à travers la couche des particules comme dans un lit statique en créant une perte de pression croissante. (Figure I.9.a)
- En augmentant le débit, une cavité se forme au voisinage immédiat du jet (Figure I.9.b), les particules résistent à l'écoulement du gaz, ce qui crée une perte de pression supplémentaire. La cavité formée par le jet, continue à grossir jusqu'à ce que la perte de pression à travers le lit atteigne un maximum correspondant au point **B** sur la courbe.
- Au-delà du point **B**, une fontaine de particules est formée (Figure I.9.c), la résistance de ces dernières à l'écoulement du gaz est faible, ce qui conduit à la diminution de la perte de pression totale (portion **BC**).

En suivant le chemin inverse à celui décrit plus haut, **Mathur** [54] détermine un point **B'**, important dans la courbe régressive, qui correspond à la dissipation de la fontaine. La vitesse superficielle du gaz en ce point n'est autre que  $U_{ms}$ .

De nombreuses corrélations ont été proposées pour estimer la vitesse minimale superficielle du jet sont données dans le tableau AV.2 de l'annexe V. Celle de **Mathur** et **Gishler** [54] est la plus recommandée.

### I.3.3.b. Hauteur maximale d'un lit à jet

La hauteur maximale du lit à jet  $H_m$  est définie comme étant la hauteur au delà de laquelle il n'y a pas de recirculation du solide et par conséquent, on n'observe plus un *jet stable* [14, 51]. On parle aussi de jet stable et non pas d'un bullage lorsqu'on obtient au sommet du jet une fontaine qui ne fluctue pas avec le temps.

Il est à noter que l'uniformité dans la taille des particules favorise la stabilité du jet, c'est à dire que le jet garde ses propriétés dans le cas de particules de taille uniforme plus longtemps que dans le cas d'une distribution granulométrique mixte (cas des particules fines) [14].

La présence d'un injecteur pénétrant dans le lit fait augmenter la hauteur maximale du lit à jet selon **Whiting (1981)** cité par **Cecen** [14], car le jet entrant commence à dissiper sa force d'impulsion plus haut dans la colonne.

A cette hauteur  $H_m$ , la vitesse minimale superficielle du jet  $U_{ms}$  devient pratiquement égale à la vitesse minimale de fluidisation des particules  $U_{mf}$  [51]. Des corrélations regroupées dans le tableau AV.3 donné en annexe V, ont été proposées par différents auteurs pour l'estimation de  $H_m$ .

## I.4. JETS EN MILIEU PARTICULAIRE

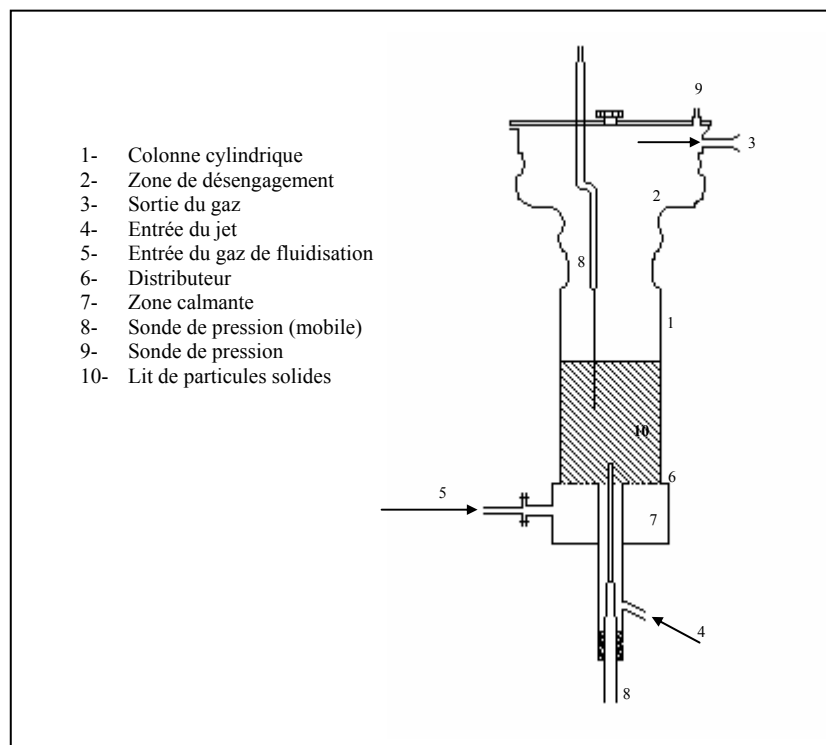
### I.4.1. Généralités

L'étude des jets en milieu particulaire relève de la conception des systèmes d'injection de gaz et du développement de certains procédés nécessitant une réaction chimique rapide et exigeant un bon contact entre le gaz et les particules solides séparées. De tels procédés sont fréquemment contrôlés par le phénomène de jet, ce dernier fonctionne comme un réacteur ou un élément d'échange par lequel une part considérable de performances est obtenue. Le problème majeur dans le phénomène de jet en milieu particulaire est l'usure des parois internes du lit par l'effet de transport des particules. [63]

**Xuereb** et *coll.* [77] notent qu'il est important de connaître les paramètres définissant la morphologie, l'hydrodynamique et le mode de décharge du jet.

### I.4.2. Description d'un lit fluidisé à jet

Un lit fluidisé à jet est constitué d'une colonne à base conique ou plate munie d'une grille de distribution avec des perforations uniformément réparties, pour permettre le passage du fluide. Le centre de la grille présente une perforation qui est reliée à part à une ligne alimentant le lit en gaz sous forme de jet (Figure I.10). Le bas de colonne est relié à une zone d'apaisement par laquelle pénètre le gaz de fluidisation. Toutefois, le gaz peut être introduit de façon horizontale à une certaine distance de la paroi, ou moyennant une décharge verticale et descendante à l'aide d'une conduite. [21, 77]



**Figure I.10** : Description d'un lit fluidisé à jet [39]

### I.4.3. Avantages et inconvénients des lits fluidisés à jet

- Avantages :

La technique des lits fluidisés à jet surmonte les limites de fonctionnement des lits à jet ou fluidisés en superposant les avantages caractéristiques des deux systèmes.

**Nagarkatti et Chatterjee [59]** ont montré qu'un lit fluidisé à jet offre la possibilité d'une bonne circulation du gaz et du solide. De plus, il est possible d'agir séparément sur le débit du jet ou du fluide annulaire, de telle façon que l'obtention d'un lit stable nécessite des débits plus faibles que ceux nécessaires pour chaque système à part.

Selon **Chatterjee et coll. [15]**, de tels systèmes évitent les phénomènes de pistonage et de stratification présents dans un lit fluidisé classique. Par ailleurs, il n'y a pas de restriction sur la taille des particules et la hauteur statique du lit liée à la stabilité d'un lit à jet classique. L'auteur montre également que de tels systèmes améliorent le contact gaz-solide et solide-solide.

**Gidaspow et coll. [35]** montrent qu'un jet se forme, lorsque le débit du gaz est égal à environ trois fois celui nécessaire à la fluidisation du lit. Pour un débit plus grand, le mouvement du solide devient aléatoire, conduisant à un état de fluidisation agrégative ou au phénomène de pistonage.

- Inconvénients :

Le lit fluidisé à jet présente certains inconvénients dont l'attrition des particules. D'après **Stein et coll. [68]**, ce phénomène est influencé par plusieurs facteurs tels que les propriétés de particules, la conception du distributeur, les conditions opératoires, et principalement la vitesse du gaz. [68]

Selon **Kage et coll. [43]**, le diamètre des particules diminue avec le temps, alors qu'inversement la sphéricité augmente. Ce changement est important à un stade avancé. Cependant, les deux paramètres se stabilisent à une valeur fixe après une longue période.

Dans certaines applications industrielles, le lit à jet est plus recommandé pour le séchage que le lit fluidisé à jet, **Cunha et coll. [20]** ont traité dans ce contexte le cas du séchage du Xanthan-Gum.

Afin de caractériser le comportement des jets en milieu fluidisé, différents auteurs se sont intéressés à la longueur de pénétration du jet, au phénomène d'entraînement du gaz et des particules dans le jet, de même qu'aux interactions entre le jet et le lit fluidisé.

### I.4.4. Régimes d'écoulement dans un lit fluidisé à jet

**Heil et Tels [39]** ont suivi l'évolution de la perte de pression totale dans le lit en fonction de la vitesse initiale du jet pour des débits d'aération donnés (Figure I.11.a). Ils ont pu ainsi montrer l'existence de quatre régimes d'écoulement distincts représentés sur la (Figure I.11.b) :

❶ Régime du *lit garni (A)* : dans ce régime, on ne peut distinguer ou suivre le chemin du jet. Ce dernier, forme une cavité interne au-dessus de l'orifice, entourée d'un arc dense et garni de particules solides. En passant à travers l'arc pour se propager dans le lit, le jet entraîne une chute de pression relativement grande.

❷ Régime d'écoulement à bullage (*B*) : il est caractérisé par la formation de bulles bien distinctes qui règnent à la sortie de l'injecteur et montent pour s'évanouir au

sommet du lit. La chute de pression dans ce cas, correspond à la formation de la bulle gazeuse à l'orifice.

③ Régime *d'écoulement fluctuant (C)* : c'est un état transitoire entre la stabilité et l'instabilité du lit à jet. Le chemin du jet tend à devenir continu de son orifice vers le sommet du lit. Cependant, le passage du gaz est perturbé par l'injection des particules solides l'entourant. C'est cet étranglement qui provoque une chute dans la perte de pression.

④ Régime *d'écoulement stable (D)* : pour une plus grande vitesse débitante du jet, l'écoulement se stabilise, le chemin suivi par le jet est continu, la perte de pression est plus faible que celle correspondante aux cas précédents et reste pratiquement constante avec le temps.

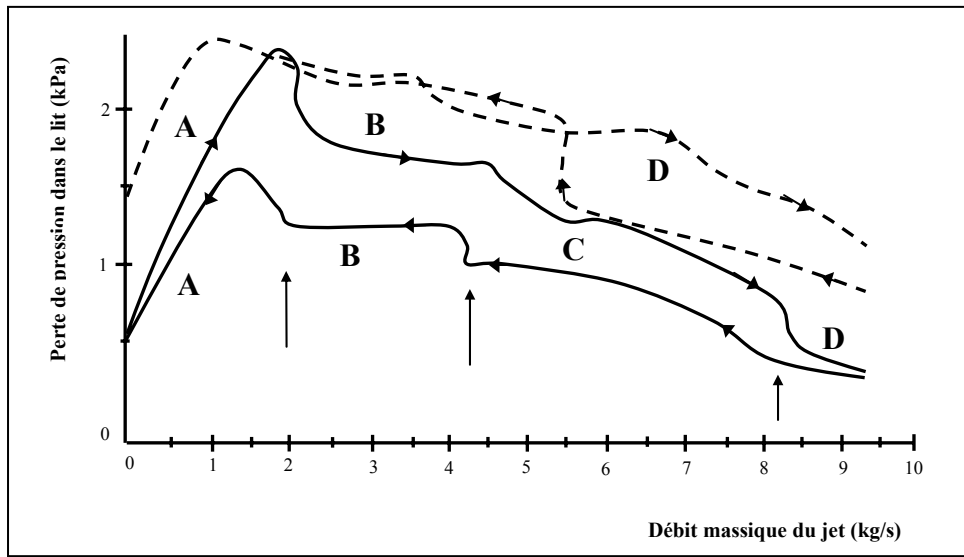


Figure I.11.a : Evolution de la perte de pression totale dans un lit fluidisé à jet [39]

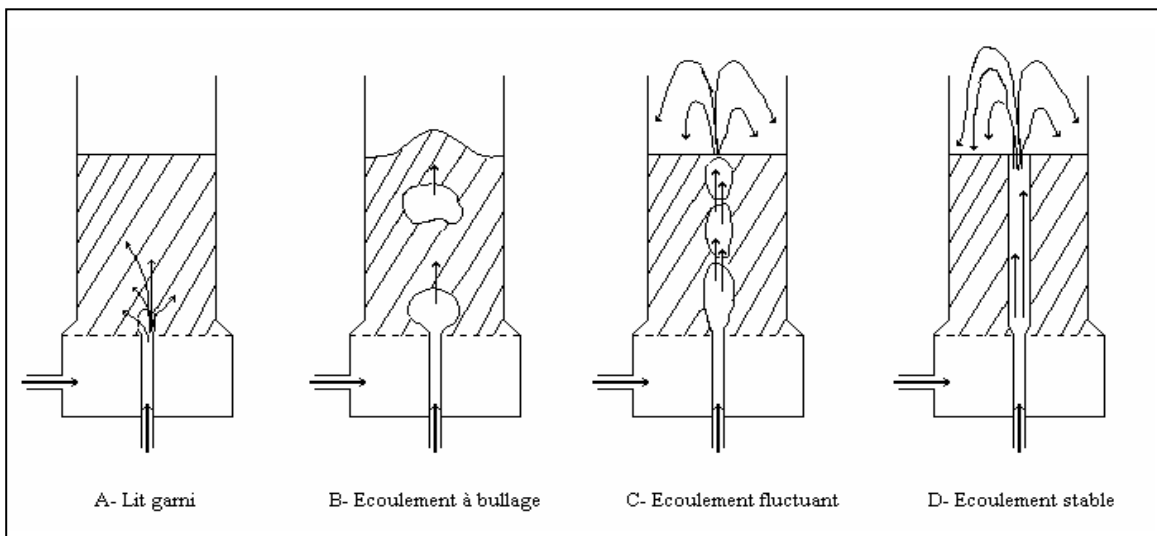


Figure I.11.b : Régimes d'écoulement dans un lit fluidisé à jet [39]

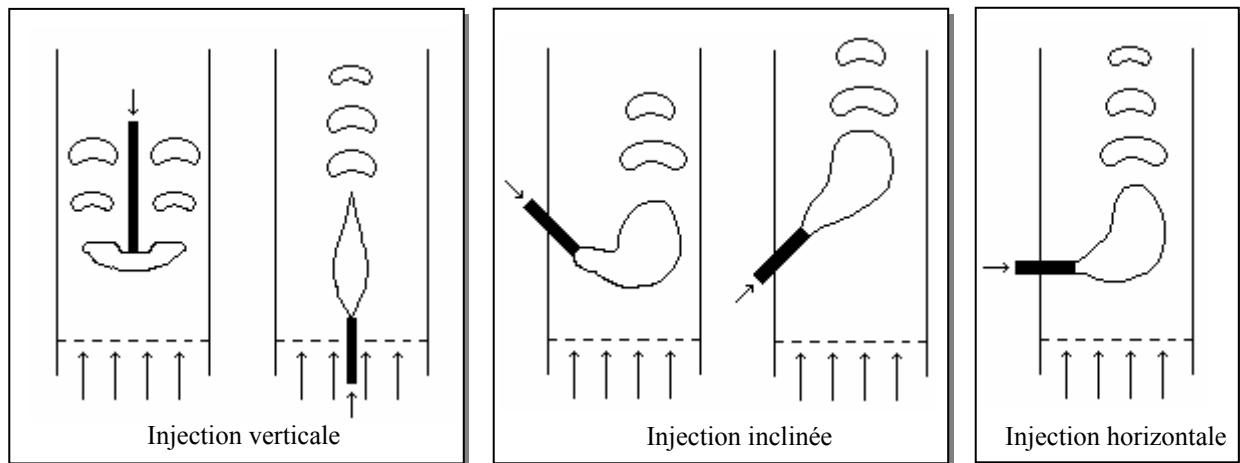
Les résultats les plus reproductibles quant aux mesures de pressions, sont obtenus dans le cas où le lit est au régime à jet stable. Par contre, dans les autres régimes, la pression dans le lit n'est pas constante, et la présence de la sonde influence fortement la structure du lit.

**Heil et Tels [39]** indiquent que les mesures de pression par le biais d'une sonde placée près, ou dans le canal du jet, peuvent influencer la totalité du lit. Les résultats de telles expériences peuvent être alors erronés et non reproductibles.

#### I.4.5. Modes de décharge du jet

Dans un lit fluidisé à jet, le phénomène du jet qui se produit au niveau du distributeur et au niveau de l'injecteur joue un rôle important dans le comportement hydrodynamique local et global du lit. Il est connu que les transferts de masse, de chaleur, de quantité de mouvement et les procédés à réaction chimique se produisent dans la région du jet. Pour cela, plusieurs chercheurs s'intéressent à cette région d'écoulement.

Dans un lit fluidisé, il existe plusieurs modes de décharge de jet ; vertical, horizontal et incliné. Les jets verticaux peuvent être ascendants ou descendants, ceux inclinés peuvent l'être vers le bas ou vers le haut [21, 77] (Figure I.12).

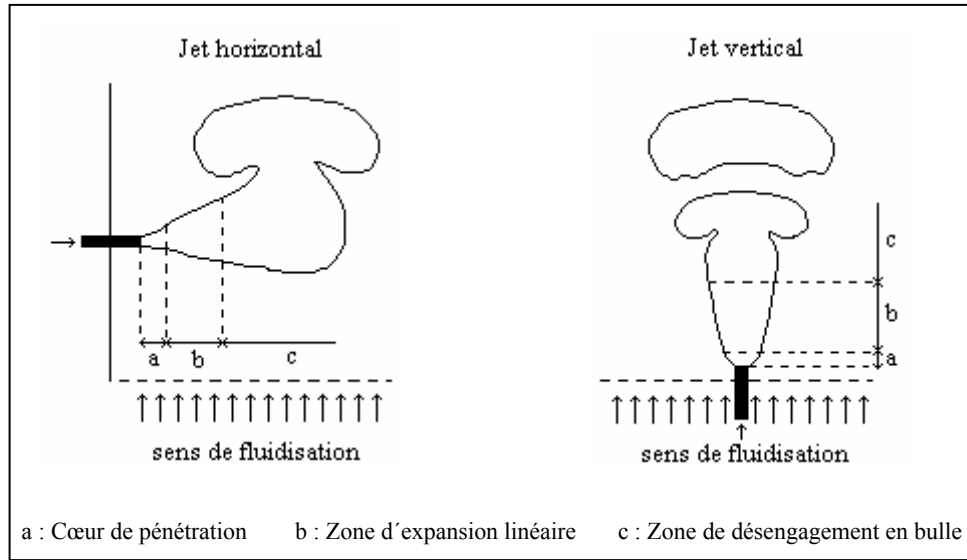


**Figure I.12** : Différents modes de décharge d'un jet dans un lit fluidisé

Généralement, les jets horizontaux introduits à une certaine hauteur du distributeur sont appliqués aux réacteurs, dans lesquels, la réaction chimique engendre une diminution du nombre de moles de gaz dans certaines zones de la partie supérieure du lit et qui risquent alors d'être défluidisées. C'est alors une façon d'apporter un supplément de gaz. Ces jets observent une asymétrie naturelle du phénomène, contrairement aux jets verticaux, puisque le jet horizontal ne se développe pas d'une façon rectiligne, mais amorce une courbure vers le haut de la colonne.

Selon **Xuereb et coll. [77]**, **Merry (1971)** préconise l'injection horizontale de gaz dans les lits fluidisés larges et peu profonds afin de favoriser le mélange latéral des particules qui autrement se fait difficilement.

De façon générale, un jet introduit en milieu fluidisé se décompose en trois parties : la zone la plus proche du point d'introduction du gaz, appelée cœur de pénétration ; elle est le siège de la majeure partie de l'entraînement des particules et du gaz de la phase fluidisée. Elle est suivie d'une zone où l'écoulement turbulent du jet est pleinement développé, appelée zone d'expansion linéaire du jet, et enfin, vient la zone de dégénérescence en bulles (Figure I.13).



**Figure I.13** : Différentes parties d'un jet introduit en milieu particulaire [77]

La décharge du gaz depuis l'injecteur, à travers un lit fluidisé engendre un bon nombre de phénomènes. Ils comportent le détachement des bulles au sommet du jet, l'expansion et la contraction de la région au voisinage du jet et le mouvement des solides partout dans le lit. **Musmara et coll. [58]** indiquent que les fluctuations de pression reliées à ces phénomènes et qui atteignent souvent un niveau de pressions locales moyennes du lit, affectent d'une manière significative l'échange en masse et en chaleur entre le jet et la phase dense environnante. Ils ont étudié les vitesses de propagation des distributions de pressions tout au long de la colonne.

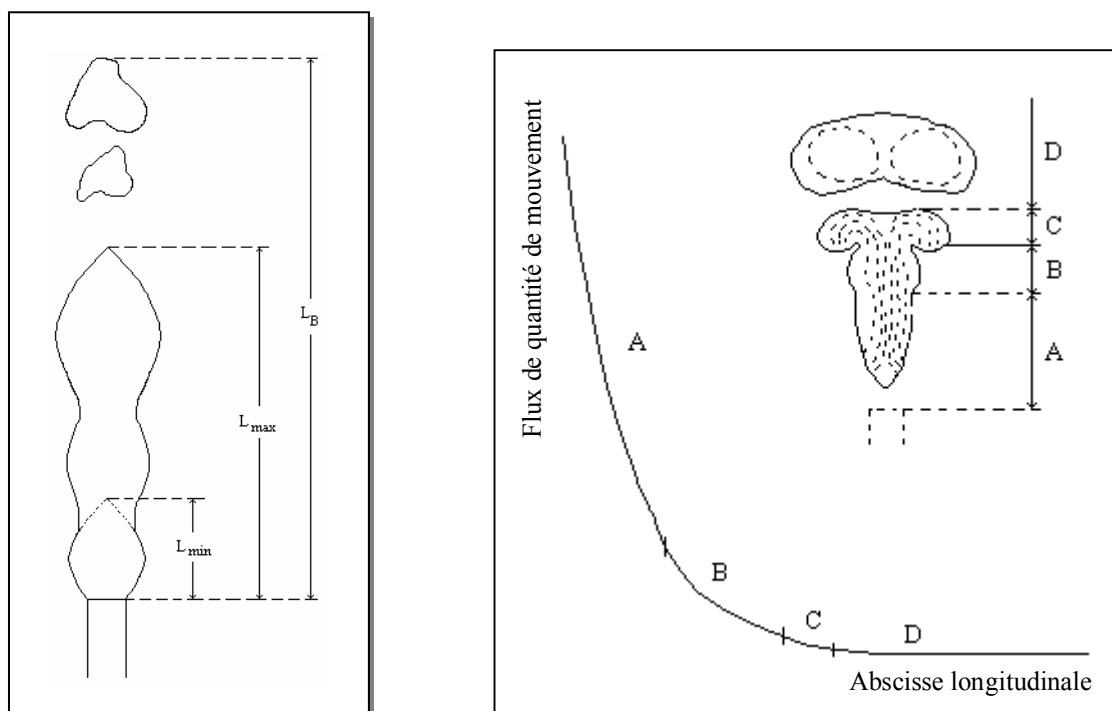
#### I.4.6. Longueur de pénétration du jet

La longueur de pénétration d'un jet vertical est déterminée selon **Xuereb et coll. [15]**, à l'instant où une bulle se détache. Dans le cas de jets horizontaux, cet instant n'existe souvent pas.

**Basov et coll. [7]** considèrent la longueur de pénétration d'un jet vertical comme étant la hauteur où la densité du lit commence à se stabiliser.

**Knowlton et Hirsan (1980)**, cités par **Filla et Massimilla [27]**, ont défini une longueur minimale  $L_{\min}$  et une autre maximale  $L_{\max}$  au-dessus de l'orifice du jet correspondant respectivement à la formation de la bulle gazeuse puis à son détachement, (Figure I.14.a).

**Kecicioglu et coll. [44]** constatent, à partir des photographies prises à grande vitesse, qu'à une hauteur  $L_{\min}$  le jet apparaît allongé comme une flamme ; il apparaît comme une succession de bulles à étranglement périodique à une hauteur  $L_{\max}$ .



(a) selon Knowlton et Hirsan [27]

(b) selon Raghunathan [62]

**Figure I.14** : Longueur de pénétration du jet

**Raghunathan et coll. [62]** ont relié cette grandeur à la quantité de mouvement du gaz dans le lit. Ils divisent le jet dans un milieu fluidisé en quatre zones (Figure I.14.b) :

- ❶ Région A : C'est la base du jet, sa frontière est conique et pratiquement stable. Les particules sont entraînées dans le jet et propulsées plus haut dans le flux gazeux. Dans cette région, le flux de quantité de mouvement diminue nettement et rapidement avec la hauteur.
- ❷ Région B : C'est une zone de transition. La frontière du jet est instable, le flux de quantité de mouvement continue à diminuer graduellement.
- ❸ Région C : Très instable, son début correspond à la formation de la bulle gazeuse et sa fin, à son détachement. Le flux de quantité de mouvement diminue très lentement.
- ❹ Région D : La bulle se forme, se développe, se détache du jet et continue à monter dans le lit. Le profil de la quantité de mouvement est pratiquement plat.

Les corrélations établies par **Zens, Shakhova, Basov, Merry, Yang et coll.** et celles existantes en littérature possèdent des accords raisonnables selon **Yang et Keairns [80]**, ce qui les a conduit à déduire que la longueur de pénétration des jets dans les lits fluidisés est principalement dominée par l'équilibre entre les forces d'inertie du jet et les forces gravitationnelles du lit.

**Blake et coll. [10]** ont établi des corrélations comportant le nombre de Stokes pour l'estimation de la longueur de pénétration et ce en utilisant les données expérimentales de différents auteurs. Il apparaît selon l'auteur, que le nombre de stokes est le paramètre

hydrodynamique le plus important pour la représentation du phénomène de la fluidisation. Il faut noter que le nombre de Stokes est un paramètre très important dans la dynamique des écoulements gaz-particules et ce en absence des forces d'interaction particule-particule.

Selon **Badirou [5]**, la plupart des corrélations définissant la longueur de pénétration n'ont aucune application générale, car elles correspondent souvent à des conditions assez spécifiques et aux préoccupations des différents auteurs. Des corrélations permettant la détermination de la longueur de pénétration sont regroupées dans le tableau AV.4 de l'annexe V.

Certains auteurs affirment que la corrélation de **Merry (1975)** est celle qui donne les meilleures correspondances [34, 77].

- Influence de la taille des particules :

**Basov [7]** a trouvé que pour un intervalle de diamètre moyen bien défini et avec une vitesse d'injection de gaz fixe, la longueur de pénétration augmente avec le diamètre des particules. Par contre **Shakhova [67]**, a prédit une tendance contraire pour une catégorie de diamètre supérieur.

D'après **Filla et Massimilla [27]**, la longueur de pénétration dépend essentiellement de la taille des particules formant le lit. Selon le même auteur, **Rowe et coll. (1979)** ont montré en utilisant la technique des rayons X, qu'il y a formation de bulles à la sortie de l'orifice du jet sous forme de flamme si la taille des particules est comprise entre 50 et 200  $\mu\text{m}$ .

La corrélation de **Merry [55]** est applicable en utilisant un diamètre moyen de particules. Son application dans le cas d'une distribution granulométrique étendue n'est pas fiable. La présence de fines particules dans la distribution granulométrique a un effet considérable sur les calculs.

- Influence de la vitesse d'aération :

Selon **Guo et coll. [36]**, la longueur de pénétration dans les lits fluidisés à jet est relativement élevée comparée à la hauteur totale du lit et peut être considérée comme un paramètre clé pour la description de la région du jet. Ils ont proposé de nouvelles corrélations pour le calcul de la longueur de pénétration du jet dans le cas d'un mélange binaire et pour différents débits d'aération.

Les résultats expérimentaux ont montré que la longueur de pénétration augmente avec la vitesse du jet pour un débit d'aération égal à  $1q_{mf}$  et  $2q_{mf}$ . Par contre, pour une vitesse donnée du jet, l'augmentation du débit de gaz annulaire entre  $1q_{mf}$  et  $2q_{mf}$  entraîne une diminution de la longueur de pénétration, puis cette dernière reste constante, quand le débit passe de 2,5 à 3  $q_{mf}$ .

- Influence de la vitesse du jet :

La longueur de pénétration est proportionnelle à la vitesse du jet [74]. Ceci est dû à une plus grande quantité de mouvement initiale du jet, se dissipant à une plus grande distance de l'embouchure du jet.

**Roach [63]** a trouvé que la longueur de pénétration du jet augmente avec la vitesse du jet, dont l'allure est une fonction du régime particulaire, et que la vitesse d'aération possède un effet de premier ordre sur cette longueur, ce qui a été omis par la majorité des corrélations de la littérature.

**Chyang et coll. [16]** considèrent que la longueur de pénétration est considérablement affectée par la vitesse du jet lorsque la hauteur du lit est inférieure à 10 cm.

- Influence de la géométrie du lit :

**Merry [55]** a observé que dans le cas des jet horizontaux, la pénétration du jet dans un lit bidimensionnel est approximativement deux fois celle trouvée dans un lit tridimensionnel. Par contre, cet effet paraît moins marquant dans le cas des jets verticaux. En effet, le gaz qui pénètre au sein de la colonne, ne peut pas se dissiper dans toutes les directions, il est gêné par les parois et le jet a alors tendance à s'étirer.

- Influence du diamètre de l'injecteur :

Pour une vitesse donnée du jet, l'augmentation du diamètre de l'injecteur entraîne une augmentation de la quantité de mouvement d'où une augmentation de la longueur de pénétration. [36, 55, 67, 79]

Selon **Hong et coll. [40]**, la longueur de pénétration est proportionnelle à la vitesse du jet, alors qu'elle est inversement proportionnelle au diamètre de l'orifice du jet. La longueur de pénétration d'un jet vertical est beaucoup plus importante que celle d'un jet horizontal dans les mêmes conditions. Les auteurs ont montré, que la hauteur statique du lit a une faible influence sur la longueur de pénétration d'un jet vertical.

Cet aperçu théorique sur les longueurs de pénétration du jet montre en définitive que les corrélations sont développées de façon très spécifiques dans un souci d'application qui rend leur extrapolation difficile et hasardeuse.

#### I.4.7. Angle du jet

La détermination de l'angle du jet est une opération assez laborieuse, car il est difficile de définir avec exactitude la frontière externe du jet, surtout dans le domaine des faibles pressions.

**Xuereb et coll. [77]** trouvent que la connaissance de l'angle du jet est importante pour développer des modèles qui doivent fournir à leur tour, des indications sur la décroissance de la vitesse axiale, le transfert de matière et le transfert thermique pour des jets non-isothermes sur l'axe d'injection, à travers la connaissance de la dispersion de la quantité de mouvement.

A ce jour, très peu d'études sur l'angle du jet en lit fluidisé sont rapportées en littérature, **Massimilla** cité dans **Davidson [21]** a résumé la majorité d'entre elles, mais les valeurs de l'angle du jet  $\theta$  sont uniques et à des conditions spécifiques.

**Shakhova [66]**, définit la frontière du jet comme étant la position où la vitesse du gaz est égale à la vitesse terminale de chute des particules, alors que **Yang et Keairns [80]** la considèrent aux points à partir desquels il y a changement brusque de la vitesse du gaz. Pour **Cai et coll. [11]**, la frontière du jet est la position radiale où il y a changement brusque du degré du vide.

**Filla et coll. [28]** ont utilisé, en plus de la méthode de visualisation, celle qu'a utilisé **Donadono et coll.** cité dans **Davidson [21]** pour déterminer les frontières du jet afin de déduire la valeur de l'angle  $\theta$  du jet. Cette méthode consiste à prendre des mesures de vitesse du jet gazeux à l'aide d'une sonde de Pitot et la frontière du jet constitue la position où la vitesse du jet est égale à celle de la fluidisation du lit de particules. Ces mêmes

auteurs constatent que l'angle du jet est légèrement plus grand pour les particules sphériques que pour les non-sphériques de même taille et de même densité. De même, ils remarquent qu'il tend à augmenter avec la taille et la densité des particules.

**Merry [55]** propose une corrélation qui estime le demi-angle du jet en tenant compte des propriétés du gaz et du solide utilisés, ainsi que des dimensions du dispositif expérimental :

$$\text{Cotg } \theta = 10,4 \left( \frac{\rho_p \cdot d_p}{\rho_g \cdot d_o} \right)^{-0,3} \quad (\text{I-23})$$

**Rushton (1980)** et **Donald et Singer (1959)**, cité par **Kecicioglu et coll. [44]** ont fait la liaison entre l'angle du jet à la viscosité du gaz :

$$\tan \theta = 0,238 \mu_g^{0,135} \quad (\text{I-24})$$

**Kecicioglu et coll. [44]** estiment par la méthode visuelle que la valeur de l'angle du jet oscille autour de 4°. **Abbas [2]** trouve la même valeur du demi angle. **Badirou [5]**, **Labidi [50]**, **Kaci et Mahi [42]** trouvent un angle de 5°. **Anagbo (1980)**, selon **Kecicioglu et coll. [44]**, a obtenu une valeur de 9,5°. **Yang et coll. [81]** ont trouvé des valeurs du demi-angle du jet comprises entre 8 et 12°.

**Markhevka et coll.**, cité dans **Merry [55]**, ont trouvé que le demi-angle ne varie pratiquement pas. Par contre **Massimilla** cité dans **Davidson [21]** a montré qu'il existe deux zones, dont la première est la zone initiale d'expansion caractérisée par un angle de 35°, et la seconde, est la zone principale d'expansion caractérisée par un angle de 13°.

**Khatab et coll. [45]** trouvent que l'angle du jet augmente légèrement avec la vitesse superficielle du gaz.

Selon **Xuereb et coll. [77]**, le demi-angle  $\theta$  qui caractérise la zone d'expansion linéaire varie également. L'augmentation de la vitesse d'injection favorise l'expansion du jet dans sa largeur.

**Cleaver et coll. [17]** indiquent dans leurs études que l'angle  $\theta$  du jet dépend aussi des propriétés physiques des particules fluidisées. Ils trouvent, en utilisant plusieurs catégories de particules, que l'angle du jet diminue avec l'augmentation de la vitesse superficielle  $U_s$ , spécialement pour les fines particules et à des conditions ambiantes et aux pressions élevées. Par contre, aux températures élevées, une tendance contraire est observée.

**Lateb [52]** a trouvé que plus le lit est aéré, plus le jet est gêné dans son expansion ; résultat traduit par la diminution du demi-angle du jet qui oscille autour d'une valeur de 6°.

#### I.4.8. Profils de vitesse

La connaissance des profils de vitesse du gaz au sein du jet permet de mieux prévoir et de comprendre les phénomènes liés à l'injection de particules convoyées par un jet gazeux.

Compte tenu de la similitude de certaines propriétés du jet turbulent en phase homogène avec celle d'un jet débouchant dans un lit fluidisé, les profils de vitesse peuvent également être décrits par l'équation de **Schlichting** :

$$\frac{U}{U_m} = \left[ 1 - \left( 0,44 \cdot \frac{y}{y_{1/2}} \right)^{1,5} \right]^2 \quad (\text{I-25})$$

**Behie et coll. [8]** trouvent que les profils radiaux de vitesse du gaz correspondent approximativement à la théorie des jets libres turbulents.

De plus, **Filla et coll. [28]**, ainsi que **Yang et Keairns [80]**, affirment selon l'expérience, que les profils de vitesse du gaz et des particules correspondent aux profils de **Schlichting** ou de **Tollmien** dans le cas des jets homogènes.

Il est important de noter, que la plupart des auteurs, ont montré l'existence de l'autosimilarité des profils transversaux de vitesse, le long de l'axe du jet en milieu fluidisé. Ce résultat fondamental a été à la base de toute la théorie des jets libres turbulents.

**Yang et Keairns [80]** proposent la relation suivante pour le calcul de la vitesse sur l'axe du jet dans une colonne semi-circulaire :

$$\frac{U_m}{U_o} = 3,85 \frac{d_o}{x} \quad (I-26)$$

Cette relation montre que la dissipation de la vitesse maximale du jet demeure inversement proportionnelle à la distance par rapport à l'injecteur comme dans le cas des jets turbulents en phase homogène.

**Xuereb et coll. [78]** ont trouvé dans le cas des jets horizontaux en milieu fluidisé la relation :

$$\frac{U_m}{U_o} = 2,77 \frac{d_o}{x} \quad (I-27)$$

Selon **Abbas [2]**, **Rajaratman (1986)** montre qu'un jet confiné par le lit fluidisé se dissipe plus rapidement que dans un milieu infini.

**Badirou [5]** a montré que dans un lit peu aéré, le paramètre adimensionnel  $U_m/U_o$  croît linéairement avec la côte  $x$  et indépendamment de la vitesse initiale du jet.

La valeur de la vitesse maximale sur l'axe du jet  $U_m$  augmente légèrement avec la vitesse d'aération [74]. La zone centrale du jet se comporte alors comme un canal d'écoulement, dans lequel la circulation est d'autant plus facile, que la résistance à la pénétration opposée par la phase fluidisée. En effet, tant que l'aération de la couche n'est pas complète, la frontière entre le jet et la phase fluidisée est relativement résistante, et le gradient de vitesse du gaz dans cette zone est alors important.

#### I.4.9. Entraînement des particules

L'introduction d'un jet en milieu particulaire entraîne avec lui les particules de la phase fluidisée, la majeure partie de l'entraînement se produit au cœur de pénétration du jet, ensuite les particules sont accélérées suivant toute la longueur du jet.

Plusieurs auteurs ont mené des travaux afin de définir les paramètres influants sur l'entraînement des particules de la phase fluidisée, mais seulement des constatations et des observations ont été notées.

**Merry [56]** a montré à l'aide de particules colorées, en utilisant un dispositif visuel, que les particules fluidisées sont accélérées pour atteindre le sommet du jet, et ensuite tombent pour être réentraînées. **Filla et coll. [28]** sont parvenus à montrer qu'il y a entraînement des particules dans la zone immédiate de l'injecteur suivie d'une zone de désengagement et que le débit d'entraînement est plus grand pour les particules sphériques que celles non sphériques.

**Clift et coll. [18]** ainsi que **Donadono et coll.** cité dans **Davidson [21]**, remarquent que l'expansion du jet se fait d'une façon rectiligne, et les particules pénètrent dans le jet suivant la perpendiculaire à son axe, puis elles sont entraînées le long d'une trajectoire verticale. C'est ce qu'ont observé aussi **Filla et Massimilla [27]**, à l'aide d'un enregistrement photographique. **Xuereb et coll. [77]** constatent que la plus grande partie des particules est entraînée par le jet au voisinage de l'embout de l'injecteur.

#### I.4.10. Transfert du gaz entre le jet et le lit fluidisé

Peu d'auteurs se sont intéressés au transfert du gaz du jet vers le lit fluidisé ou vice versa. **Gbordzoe et coll. [31]** ont mis en évidence que l'entraînement du gaz du lit vers le jet augmente avec le taux d'aération. Selon le même auteur, **Yang et coll., Behie, Shakhova et Lumni** ont injecté de l'hélium comme traceur dans le jet, ils ont montré que le traceur pénètre plus loin dans le lit lorsque le débit d'aération est plus faible. Ils ont attribué cette pénétration à la recirculation du flux gazeux du sommet du jet vers le bas. Cette recirculation se fait par convection, le transfert par diffusion étant négligeable. D'autre part, l'hélium injecté dans le gaz d'aération a été détecté dans le jet, confirmant ainsi le transfert gazeux du lit vers le jet.

D'autre part, **Shakhova et Lukashev [31]** ont utilisé du gaz carbonique comme traceur dans le jet, et ont pu montrer que la diminution de la concentration maximale du traceur sur l'axe est inversement proportionnelle au diamètre moyen des particules solides et du taux d'aération du lit. Ils ont montré que le transfert de masse du jet vers la phase dense est amélioré, pour de faibles diamètres de l'injecteur et de faibles taux d'aération du lit ; il est amélioré également par l'emploi de particules adsorbantes.

**Filla et coll. [28]** ont montré que le transfert de quantité de mouvement entre la phase gazeuse et la phase solide augmente avec la taille, la masse volumique et la forme des particules (sphériques ou non sphériques). Il est connu que dans le cas des jets homogènes, que l'augmentation de la masse volumique de la phase dispersée, entraîne l'augmentation du taux de transfert de quantité de mouvement issu du gaz injecté. Les auteurs observent le même phénomène dans le cas des jets hétérogènes.

Selon **Freychet et coll. [30]**, le jet est relativement stable pour différentes vitesses d'aération égales à la vitesse minimale de fluidisation, l'entraînement du gaz est dans ce cas faible et constant, et le débit de recirculation évolue de façon linéaire. Ils constatent de plus, que dans un système tridimensionnel, et pour des vitesses d'aération élevées ( $U_f > U_{mf}$ ), le mélange est d'autant meilleur dans la phase d'émulsion.

D'après **Donsi et coll. [24]**, le jet qui se développe dans un lit fluidisé est plutôt stable si le lit est constitué de grosses particules. La pénétration du jet dépend des dimensions de l'injecteur et du solide utilisés.

#### I.4.11. Contact gaz-solide dans un lit fluidisé

La distribution gaz-solide dans un lit fluidisé dépend largement de la vitesse du gaz, la position dans le lit et les propriétés des particules, ce qui explique la complexité de la quantification du comportement dynamique du gaz et des solides dans le lit fluidisé. De même, la paroi de la colonne, a un effet intense sur la distribution gaz-solide dans les phases bulle et émulsion.

**Cui et coll. [19]** ont montré que la description de la distribution probabiliste de la porosité locale, et la distribution spatio-temporelle gaz-solide, peut contribuer à une caractérisation quantitative supplémentaire de l'interaction gaz-solide, le transfert de matière et les vitesses de réaction dans les lits fluidisés. Ils ont trouvé une non-linéarité dans la distribution probabiliste de la porosité locale, ce qui indique une distribution non linéaire en gaz-solide dans les lits fluidisés.

Dans le chapitre II, nous présenterons l'installation expérimentale utilisée, ainsi que les méthodes de mesures et calculs.

## CHAPITRE II :

### INSTALLATION EXPERIMENTALE ET METHODES DE MESURES ET DE CALCULS

#### II.1. DESCRIPTION DE L'INSTALLATION EXPERIMENTALE

L'installation expérimentale comporte essentiellement une colonne de fluidisation, une boîte à vent, une zone de désengagement et un système de guidage. Elle est schématisée sur la figure II.1.

##### II.1.1. Colonne de fluidisation

*La colonne de fluidisation* est un tube cylindrique en acier de 250 mm de diamètre intérieur et de 500 mm de hauteur, muni de 11 prises de pression pariétales équidistantes de 20 mm, disposées le long d'une même génératrice. Elles sont reliées à un tableau manométrique permettant de relever les pertes de pression subies par le gaz à travers les différentes couches.

*Les prises de pression* sont des piquages en cuivre, soudées à la paroi autour d'orifices pariétaux de 8 mm de diamètre, fixées orthogonalement à la paroi de la colonne. Des filtres sont placés au niveau des raccords de flexibles qui relient les prises de pression aux différents manomètres et au niveau des piquages. Les fluctuations sont ainsi amorties et le passage des particules dans les lignes manométriques est bloqué.

La colonne de fluidisation est reliée par son bas à une *boîte à vent* ou "zone calmante", qui est du même matériau et a le même diamètre que la colonne, sa hauteur est de 300 mm. La boîte à vent est munie de deux trous, afin de permettre l'accès à l'air de fluidisation et celui du jet. Afin d'améliorer la distribution d'air dans la colonne, du gravier est mis dans la boîte à vent.

La boîte à vent reçoit l'air de fluidisation et l'envoie dans la colonne à travers le *distributeur* d'air, qui est une plaque perforée en acier de forme circulaire de maille triangulaire équilatérale, caractérisée par une perte de charge de 10% de la perte de charge totale dans le lit. Un tissu adéquat a été placé au dessus du distributeur afin d'éviter le pleurage des particules de solides dans la boîte à vent. Au centre de ce distributeur, se trouve un trou de 21 mm de diamètre, permettant l'accès de l'injecteur à l'intérieur de la colonne de fluidisation.

Dans le but d'éviter l'entraînement des particules hors du lit, la colonne de fluidisation est reliée par son haut à une *zone de désengagement* de même diamètre que la colonne et de 200 mm de hauteur.

*L'injecteur* par lequel débouche le jet d'air est un tube galvanisé de 21 mm de diamètre extérieur et 15 mm de diamètre intérieur. La section de l'injecteur pénétrant dans le lit, se trouve à une hauteur variable selon l'expérience (0, 40, 80 mm) au-dessus du distributeur.

Le réseau *d'alimentation en air* comprimé au niveau du laboratoire est assuré par la station de l'U.S.T.H.B.

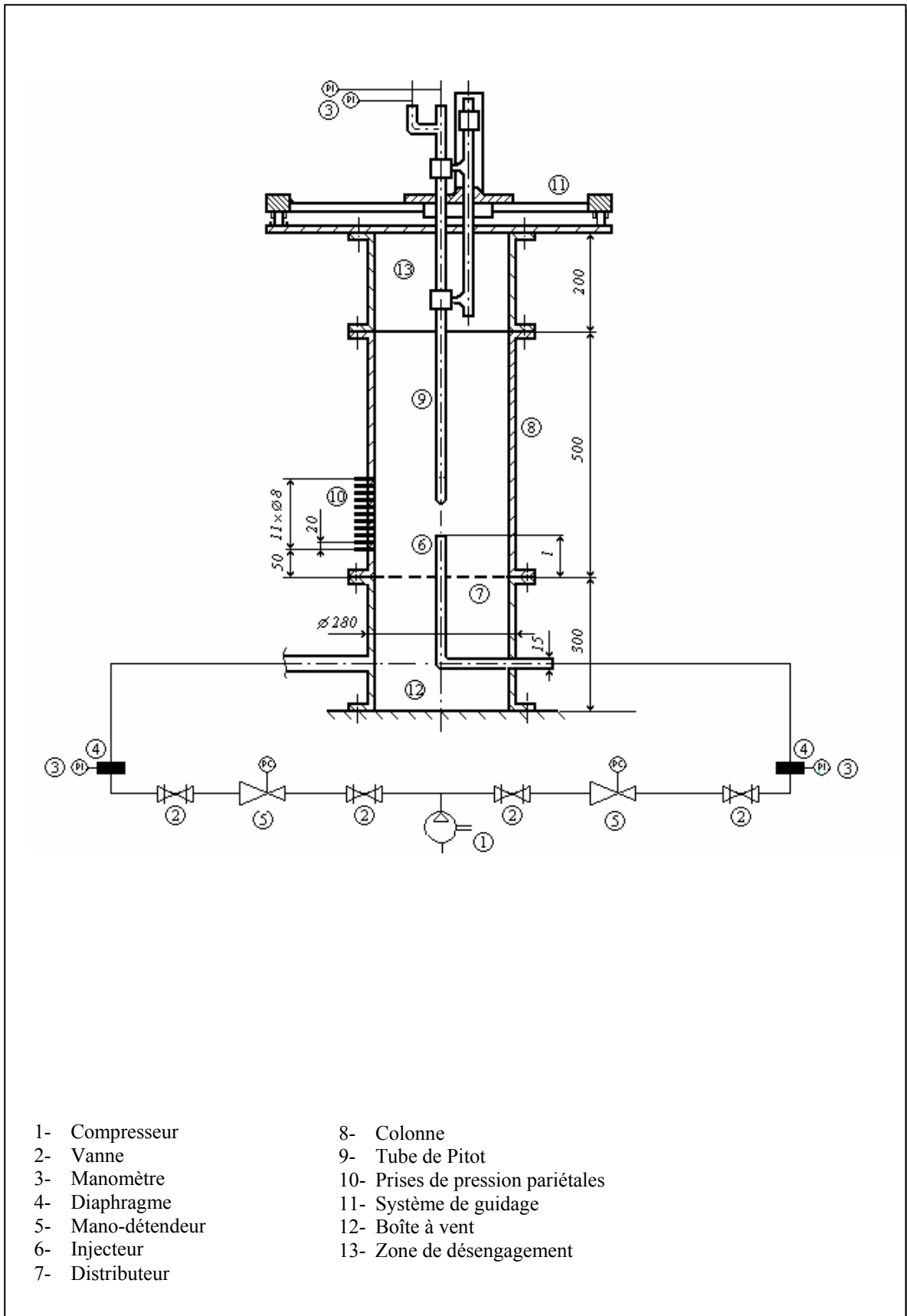


Figure II.1 : Schéma de l'installation expérimentale

### II.1.2. Tube de Pitot

La vitesse d'écoulement en un point donné est mesurée par le biais d'un tube de Pitot. C'est une sonde composée de deux tubes coaxiaux dont le tube interne, ouvert à l'avant permet la transmission de la pression totale. Par contre, le tube externe muni de 8 orifices latéraux de 0,4 mm de diamètre, situés dans une même section droite à une distance de 25 mm de l'orifice de la pression totale, sert à la prise de pression statique. Le tube de Pitot est relié à un système de guidage qui permet de mesurer la vitesse locale du jet en tout point à l'intérieur de la colonne. Les pressions statique et totale sont relevées à l'aide de deux manomètres à tube en U. La forme et les dimensions du tube de Pitot utilisé sont données sur la figure II.2.

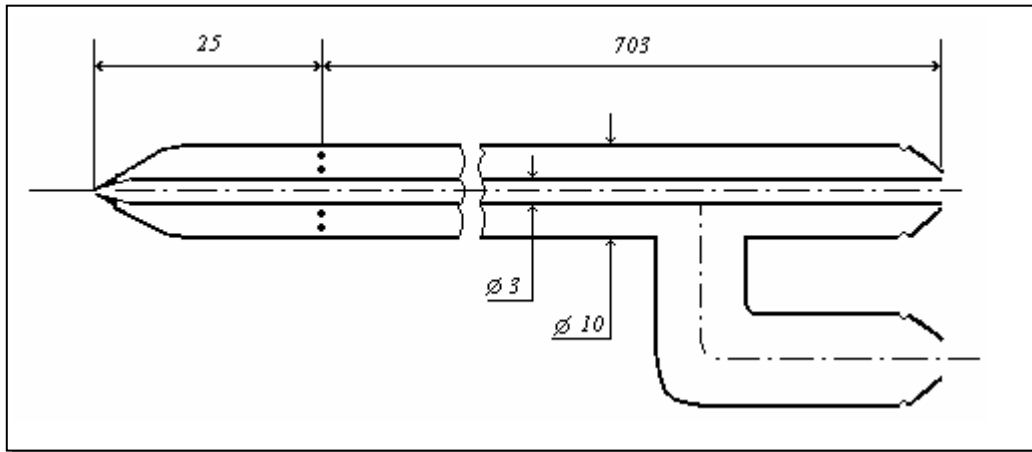


Figure II.2 : Tube de Pitot

### II.1.3. Système de guidage

Le système de guidage permet de déplacer le tube de Pitot suivant trois directions orthogonales à l'intérieur de la colonne, afin d'obtenir les profils transversaux sur différents plans successifs de la colonne.

## II.2. CARACTERISTIQUES DU SOLIDE ET DU GAZ

### II.2.1. Caractéristiques du solide

La classification des poudres de Geldart [32] en quatre groupes nous permet de situer notre solide selon sa masse volumique et son diamètre moyen dans la classe B des poudres sableuses. Les caractéristiques physiques du sable sont regroupées dans le tableau II-1 et leur détermination est détaillée en annexe.

Tableau II-1 : Caractéristiques du solide

Solide	Diamètre moyen $d_p$ ( $\mu m$ )	Masse volumique $\rho_p$ ( $kg.m^{-3}$ )	Porosité $\epsilon_0$	Sphéricité $\phi$	Vitesse minimale de fluidisation $U_{mf}$ ( $cm.s^{-1}$ )	Vitesse terminale de chute $U_t$ ( $m.s^{-1}$ )
Sable	230	2576	0,409	1	5,72	1,57

### II.2.2. Caractéristiques du gaz

Le gaz utilisé est de l'air comprimé dont les différentes propriétés sont regroupées dans le tableau II-2 extrait du **Perry [61]**.

Tableau II-2 : Caractéristiques du gaz

Gaz	Masse volumique $\rho_g$	Viscosité dynamique $\mu_g$
Air	$\rho_g = 3,48 \cdot 10^{-3} \frac{P}{T}$ $[\rho_g] = \text{kg.m}^{-3}$ $[T] = \text{K}$ $[P] = \text{Pa}$	$\mu_g = 1,711 \cdot 10^{-5} \left[ \frac{T + 273}{273} \right]^{0,718}$ $[\mu_g] = \text{kg.m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ $[T] = ^\circ\text{C}$ $0 < T < 140 \text{ } ^\circ\text{C}$

### II.3. METHODES DE MESURES ET DE CALCULS

Afin de caractériser l'hydrodynamique du jet et analyser les transferts gazeux qui s'opèrent entre le lit et le jet, différents paramètres sont calculés. Les méthodes de mesures et de calculs utilisées sont explicitées dans ce qui suit.

#### II.3.1. Mesure des débits

Les débits de gaz utilisés pour le jet ou pour l'aération sont mesurés à l'aide d'un diaphragme conçu selon la norme "Vena Contracta" [61]. Le relevé des pressions en amont et en aval du diaphragme nous permet de calculer le débit d'air. Le débit massique de l'air est donné par l'expression suivante :

$$q = \alpha \cdot \omega \cdot \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2 \cdot \rho_g \cdot \Delta P_d} \quad (\text{II-1})$$

avec :

$$\alpha = \frac{K}{\sqrt{1 - \beta^4}} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{d}{D}$$

où

- K : le coefficient de décharge ;
- d : le diamètre de l'orifice du diaphragme (m) ;
- D : le diamètre de la conduite du diaphragme (m) ;
- $\rho_g$  : la masse volumique du gaz ( $\text{kg.m}^{-3}$ ) ;
- $\Delta P_d$  : la chute de pression à travers le diaphragme (Pa) ;
- $\omega$  : le coefficient isentropique de détente ( $\omega = 1$  pour les fluides incompressibles).

Les expressions relatives au calcul des vitesses débitantes du gaz de fluidisation et du gaz de jet sont les suivantes :

- Pour le jet :

$$U_o = \frac{q_o}{\rho_g \cdot A_o} \quad (\text{II-2})$$

avec

$U_o$  : la vitesse initiale du jet ( $\text{m.s}^{-1}$ ) ;  
 $q_o$  : le débit massique du gaz destiné pour le jet ( $\text{kg.s}^{-1}$ ) ;  
 $A_o$  : la section droite de l'injecteur ( $\text{m}^2$ ).

- Pour la fluidisation :

$$U_f = \frac{q_f}{\rho_g \cdot A_c} \quad (\text{II-3})$$

avec

$U_f$  : la vitesse de fluidisation ( $\text{m.s}^{-1}$ ) ;  
 $q_f$  : le débit massique du gaz de fluidisation ( $\text{kg.s}^{-1}$ ) ;  
 $A_c$  : la section droite de la colonne de fluidisation ( $\text{m}^2$ ).

### II.3.2. Mesure des vitesses

La vitesse locale du jet dans la colonne est mesurée à l'aide de la sonde de Pitot. Cette dernière ayant deux prises de pression, l'une statique  $P_{st}$  et l'autre totale  $P_t$ , permet de déduire la valeur de la pression dynamique en un point donné de la colonne.

La vitesse locale du jet, à l'intérieur de la colonne est donnée par la relation suivante :

$$U = \sqrt{\frac{2(P_t - P_{st})}{\rho_g}} \quad (\text{II-4})$$

### II.3.3. Calcul du facteur de sphéricité

Le facteur de sphéricité est défini comme étant la surface de la sphère ayant le même volume que le grain rapportée à la surface du grain. Dans le cas d'un écoulement en milieu poreux, il est déterminé à partir de la relation réduite d'**Ergun** [26] en régime laminaire :

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{150 (1-\varepsilon)^2 \mu_g}{\varepsilon^3 (\phi_p \cdot d_p)^2} \cdot U_f \quad (\text{II-5})$$

Les détails de la détermination expérimentale du facteur de sphéricité sont présentés en annexe III.

## CHAPITRE III :

### RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

Les différents essais effectués sont regroupés dans le tableau III.1. Les parties A, B et C relatives respectivement aux trois injecteurs de longueurs 0, 40 et 80 mm, regroupent chacune trois séries d'essais.

Tableau III.1 : Conditions opératoires des différents essais

Partie	Série	Etude	Masse (kg)	Vitesse d'aération (cm/s)	Vitesse du jet (m/s)
<b>A</b> ( $l = 0$ mm)	1	- Vitesse minimale de jet - Longueur de pénétration	15-17 15	0 0	$7,8 \leq U_o \leq 42,5$ $20,6 \leq U_o \leq 33,2$
	2	- Expansion du lit sans jet - Expansion du lit avec jet	15 15	$2 < U_f < 19$ $2 < U_f < 19$	0 $3,9 \leq U_o \leq 28,1$
	3	Jet en milieu particulaire	17	$0,5 U_{mf}$ $0,8 U_{mf}$ $1,5 U_{mf}$	24,2-30,3-34,8
<b>B</b> ( $l = 40$ mm)	1	- Vitesse minimale de jet - Longueur de pénétration	15-17 15	0 0	$5,6 \leq U_o \leq 31,2$ $17,2 \leq U_o \leq 28,4$
	2	- Expansion du lit sans jet - Expansion du lit avec jet	15-17-19 15-19	$2 < U_f < 19$ $2 < U_f < 20$	0 $3,5 \leq U_o \leq 28,1$
	3	Jet en milieu particulaire	17	$0,7 U_{mf}$ $0,9 U_{mf}$ $1,5 U_{mf}$	25-30-35
<b>C</b> ( $l = 80$ mm)	1	- Vitesse minimale de jet - Longueur de pénétration	15-17 15	0 0	$7,1 \leq U_o < 43,6$ $15,3 \leq U_o \leq 32,6$
	2	- Expansion du lit sans jet - Expansion du lit avec jet	15 15	$2 < U_f < 22$ $2 < U_f < 22$	0 $3,1 \leq U_o \leq 29,6$
	3	Jet en milieu particulaire	17	$0,5 U_{mf}$ $0,9 U_{mf}$ $1,5 U_{mf}$	20-25-30

La série d'expériences 1 regroupe les essais des jets en milieu particulaire dans le but de déterminer deux caractéristiques du lit à jet grâce au suivi des pressions statiques et dynamiques dans le lit ; il s'agit de la vitesse minimale du jet déterminée pour deux masses du lit et de sa longueur de pénétration déterminée pour plusieurs débits du jet.

La série d'expériences 2 regroupe les essais de l'expansion du lit selon qu'on opère en absence ou en présence du jet. La vitesse minimale de fluidisation est alors déterminée. L'effet de la masse du lit et celui de l'introduction du jet gazeux sur l'expansion du lit sont aussi étudiés. Notons que la gamme utilisée en masse du lit équivaut 38 à 47% en hauteur de remplissage de la colonne.

La série d'expériences 3 regroupe les essais des jets en milieu particulaire pour une masse du lit fixée à 17 kg. Une étude statique liée à l'évolution du gradient de pression dans le lit et une autre dynamique consacrée au suivi de l'évolution des vitesses, débit du jet, flux de quantité de mouvement... sont élaborées pour chaque régime.

Les essais expérimentaux ont été repris plusieurs fois afin d'assurer la reproductibilité des résultats.

### III.1. EVALUATION DES CARACTERISTIQUES DU LIT A JET

Le régime hydrodynamique d'un lit à jet dépend des caractéristiques géométriques de la colonne (diamètre, orifice du distributeur, angle de la base de la colonne...), des propriétés physiques des particules (taille, répartition granulométrique, masse volumique...) et des conditions de fonctionnement (vitesse du gaz, hauteur du lit...).

Dans cette partie expérimentale, nous déterminerons deux caractéristiques du jet en milieu particulaire, à savoir la vitesse minimale et la longueur de pénétration du jet.

Le réacteur fluidisé à jet est un réacteur qui associe deux réacteurs : à jet et à lit fluidisé. Celui-ci améliore le contact gaz-solide et solide-solide, assure une bonne circulation annulaire et nécessite des débits plus faibles que ceux nécessaires pour chaque système à part.

#### III.1.1. Vitesse minimale de jet

La vitesse minimale superficielle du jet est définie comme étant la plus faible vitesse du gaz pour laquelle le lit reste en jet. La détermination expérimentale de la vitesse minimale de jet ( $U_{mo}$ ) dans le lit de particules est effectuée selon la méthode de **Mathur [54]**, en suivant l'évolution de la pression statique relevée à 10 mm au-dessus de l'injecteur par le biais du tube de Pitot, et ce pour des valeurs décroissantes de la vitesse initiale du jet. La vitesse d'aération du lit de particules reste nulle durant toute l'expérience.

La relation entre la vitesse superficielle du jet  $U_s$  et sa vitesse débitante  $U_o$ , est donnée par l'expression de la conservation du débit volumique du jet dans la colonne :

$$U_o A_o = U_s A_c \quad (III-1)$$

D'où 
$$U_o . d_o^2 = U_s . D_c^2 \quad (III-2)$$

Pour un lit de particules de sable de masse fixée à 15 kg, la courbe caractéristique d'une couche à jet représentée dans la figure III.1 pour les trois injecteurs de longueurs différentes, permet de déterminer la vitesse minimale de jet.

Dans le cas de l'injecteur dont la longueur pénétrante dans le lit est 0 mm, la vitesse minimale de jet  $U_{mo}$  est égale à 20,6 m/s, d'où une valeur de 7,4 cm/s pour la vitesse superficielle de jet  $U_{ms}$ .

Le deuxième injecteur de longueur correspondante 40 mm présente une vitesse minimale de 16,8 m/s d'où une vitesse superficielle de 6,1 cm/s. Alors que dans le cas du troisième injecteur de longueur 80 mm, la vitesse minimale débitante du jet est de l'ordre de 14,8 m/s, c'est-à-dire, une vitesse superficielle de 5,3 cm/s.

La vitesse minimale du jet est fonction de la longueur de l'injecteur, ce qui est prévisible, puisque pour une masse donnée du lit cette vitesse augmente avec la diminution de la longueur de l'injecteur.

Nous avons également étudié l'influence de la hauteur du lit donc de masse du lit sur la vitesse minimale du jet. Nous observons selon les figures III.2 (a, b et c) que la vitesse minimale du jet augmente avec la hauteur du lit comme le prévoit la littérature [**1**, **54**] et d'après les résultats expérimentaux de **Abbas [2]**.

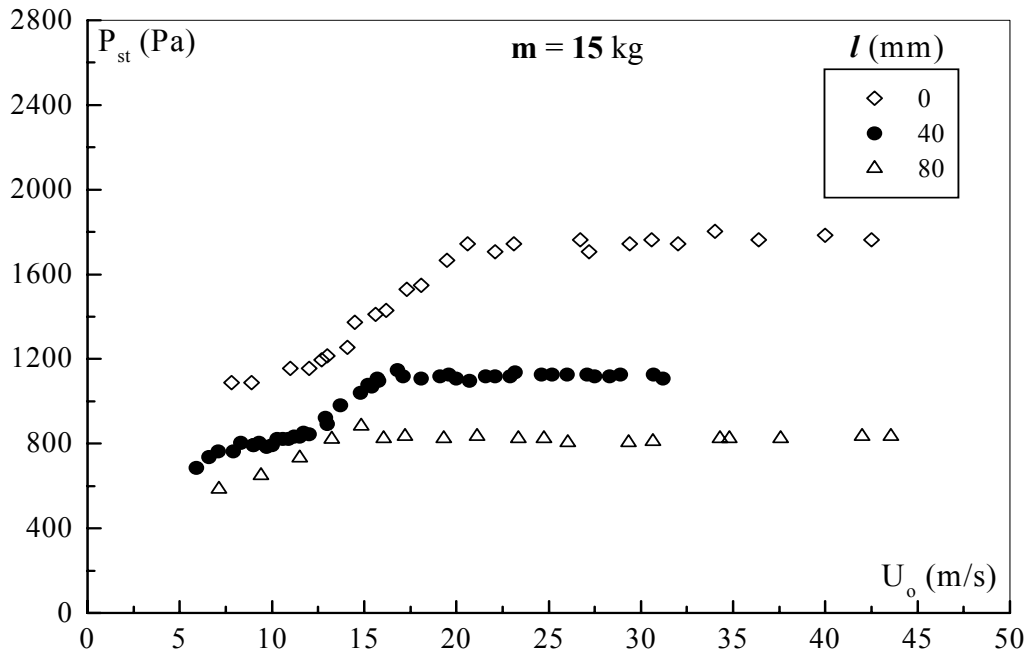


Figure III.1 : Courbe caractéristique d'un lit à jet

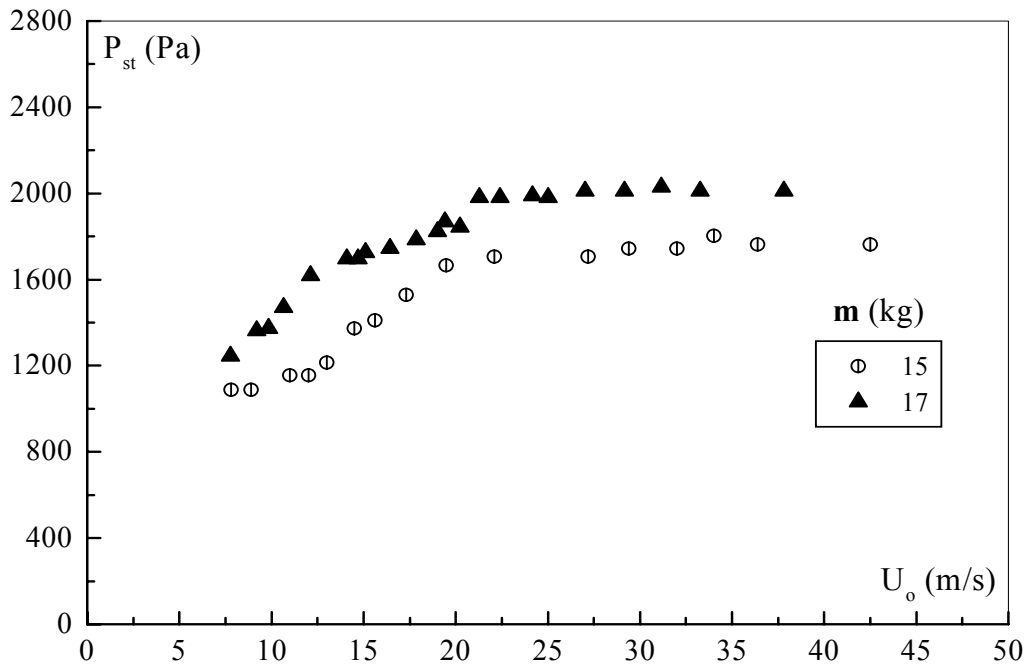


Figure III.2-a) : Influence de la hauteur du lit sur la vitesse minimale du jet (Injecteur  $l = 0$  mm)

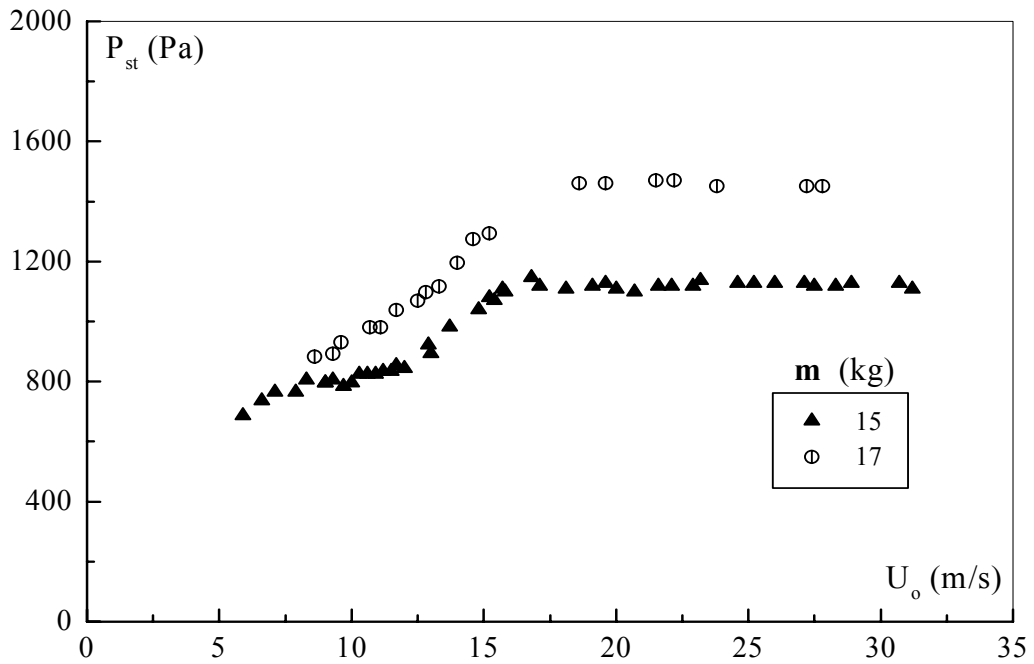


Figure III.2-b) : Influence de la hauteur du lit sur la vitesse minimale du jet (Injecteur  $l = 40$  mm)

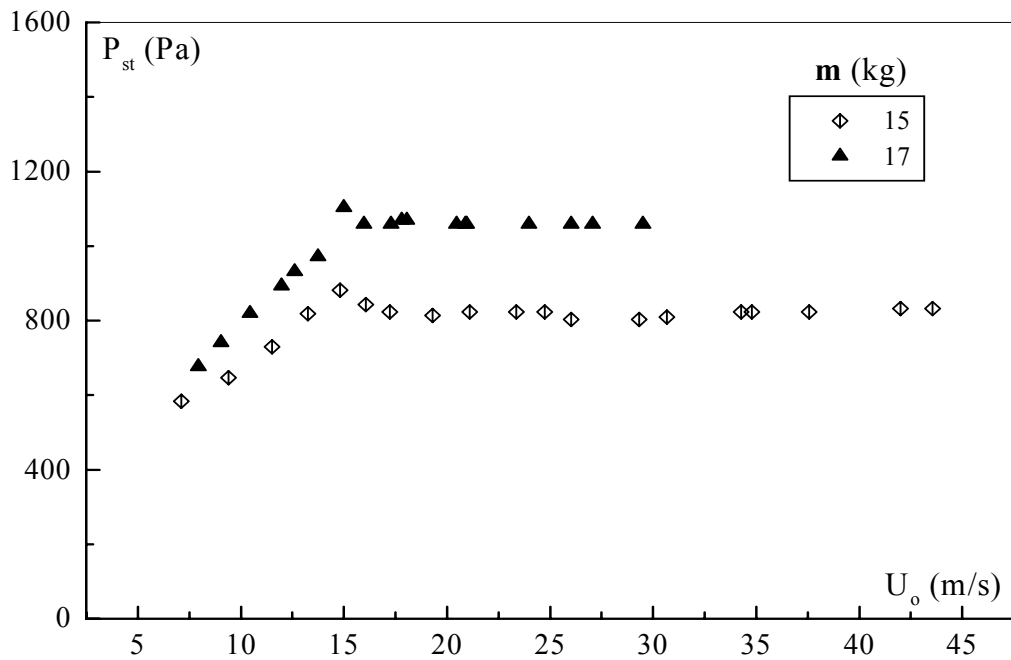


Figure III.2-c) : Influence de la hauteur du lit sur la vitesse minimale du jet (Injecteur  $l = 80$  mm)

Nous avons par la suite comparé les résultats expérimentaux obtenus avec ceux calculés à partir des différentes corrélations citées dans la littérature (tableau III.2) dont les conditions opératoires sont voisines aux nôtres. Nous remarquons que les valeurs expérimentales relatives à l'injecteur de longueur 80 mm sont plus ou moins rapprochées de celles prévues par les différentes corrélations notamment celle de **Smith et Reddy [54]** ainsi que celle de **Wu et coll. [82]**

Tableau III.2 : Calcul de vitesse minimale du jet selon les différentes corrélations

Masse du lit (kg)	15		17	
<b>Corrélations</b> ↓	<b>Valeurs calculées</b>			
	$U_{ms}$ (m/s)	$U_{mo}$ (m/s)	$U_{ms}$ (m/s)	$U_{mo}$ (m/s)
Mathur et Gishler (1955) [51, 54]	0,03	8,9	0,03	9,4
Manurung (1964) [54]	0,03	8,6	0,03	8,9
Smith et Reddy (1969) [54]	0,05	13,3	0,05	13,6
Brunello et coll. (1974) [11]	0,10	28,3	0,11	30,3
Littman et coll. (1976) [6]	0,01	3,9	0,02	4,2
Uemaki et coll. (1983) [11]	0,11	31,4	0,12	32,2
Wu et coll. (1987) [82]	0,05	12,8	0,05	13,3
Anabtawi et coll. (1992) [1]	0,04	10,8	0,04	11,7
<b><math>l</math> (mm)</b> ↓	<b>Valeurs expérimentales</b>			
	$U_{ms}$ (m/s)	$U_{mo}$ (m/s)	$U_{ms}$ (m/s)	$U_{mo}$ (m/s)
<b>0</b>	<b>0,07</b>	<b>20,6</b>	<b>0,08</b>	<b>21,3</b>
<b>40</b>	<b>0,06</b>	<b>16,8</b>	<b>0,07</b>	<b>18,6</b>
<b>80</b>	<b>0,05</b>	<b>14,8</b>	<b>0,05</b>	<b>15,0</b>

### III.1.2. Longueur de pénétration

La longueur de pénétration est déterminée à partir de la méthode de **Raghunathan et coll. [62]** qui repose sur le suivi du flux de quantité de mouvement sur l'axe du jet. Etant donné que ce flux en un point du lit est directement lié à la valeur de la pression dynamique, nous avons suivi l'évolution de cette pression en fonction de la hauteur au-dessus de l'orifice de l'injecteur, et ceci pour plusieurs vitesses débitantes du jet, tout en gardant la vitesse d'aération nulle, durant l'expérience. Ces essais sont réalisés dans le but de déterminer une valeur moyenne de la longueur de pénétration du jet pour chaque vitesse et trouver par la suite une relation entre cette grandeur et la vitesse du jet.

La procédure expérimentale consiste à relever à l'aide d'un tube de Pitot les valeurs des pressions statique et totale, suivant l'axe de la colonne à des distances de 5 mm, en commençant par une première valeur égale à 10 mm au-dessus de l'orifice de l'injecteur, jusqu'à avoir une constance dans les valeurs des pressions dynamiques. Cette procédure est suivie pour différentes vitesses de jet dont les résultats sont représentés par les figures III.3 (a, b et c) et ce dans le cas de chaque injecteur étudié. La masse du lit est fixée à 15 kg.

Les courbes obtenues ont une forme exponentielle décroissante dont le début du palier correspond, selon **Raghunathan et coll. [62]** et **Filla et Massimila [27]** à la hauteur pour laquelle la bulle gazeuse formée au-dessus de l'orifice du jet s'éclate. Cette hauteur n'est autre que la longueur de pénétration du jet.

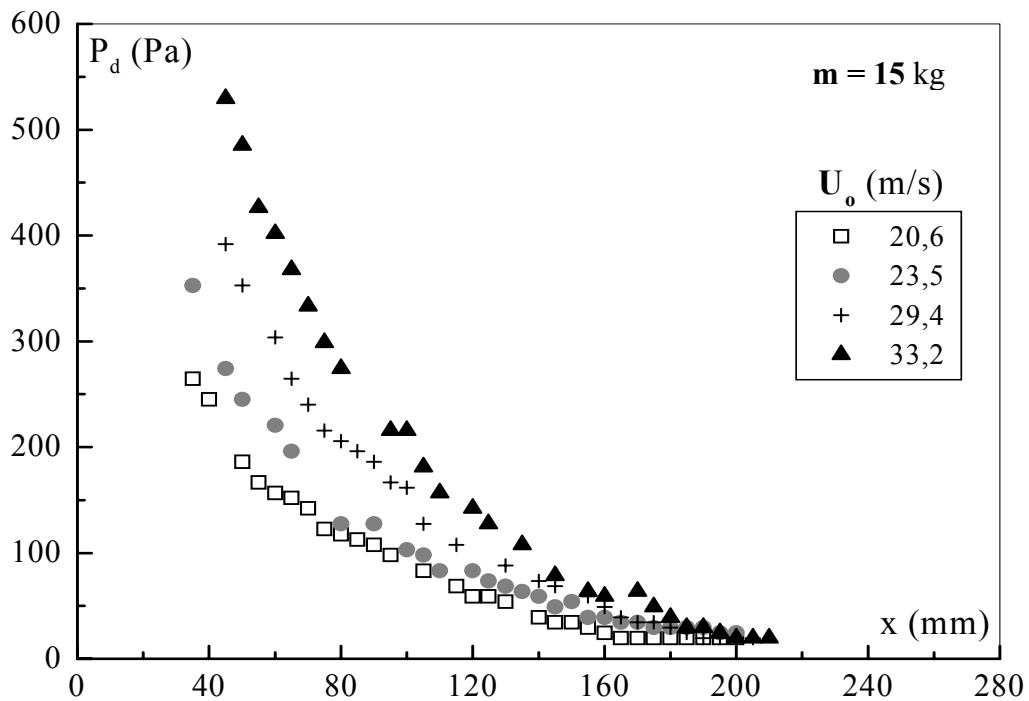


Figure III.3-a) : Évaluation de la longueur de pénétration du jet.  
(Injecteur  $l = 0$  mm)

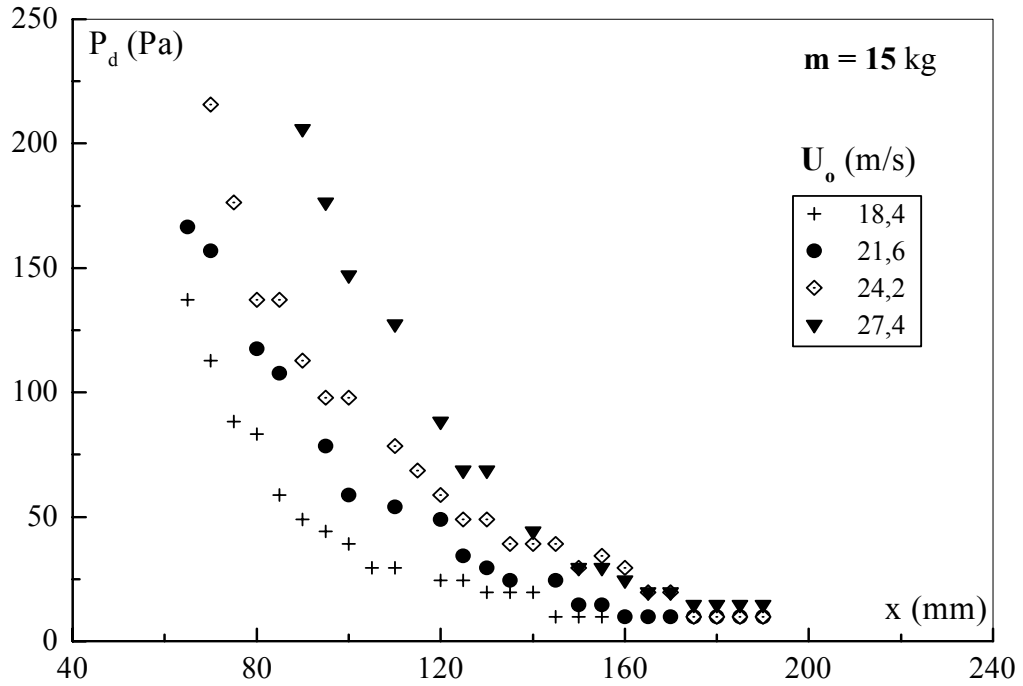


Figure III.3-b) : Evaluation de la longueur de pénétration du jet.  
(Injecteur  $l = 40$  mm)

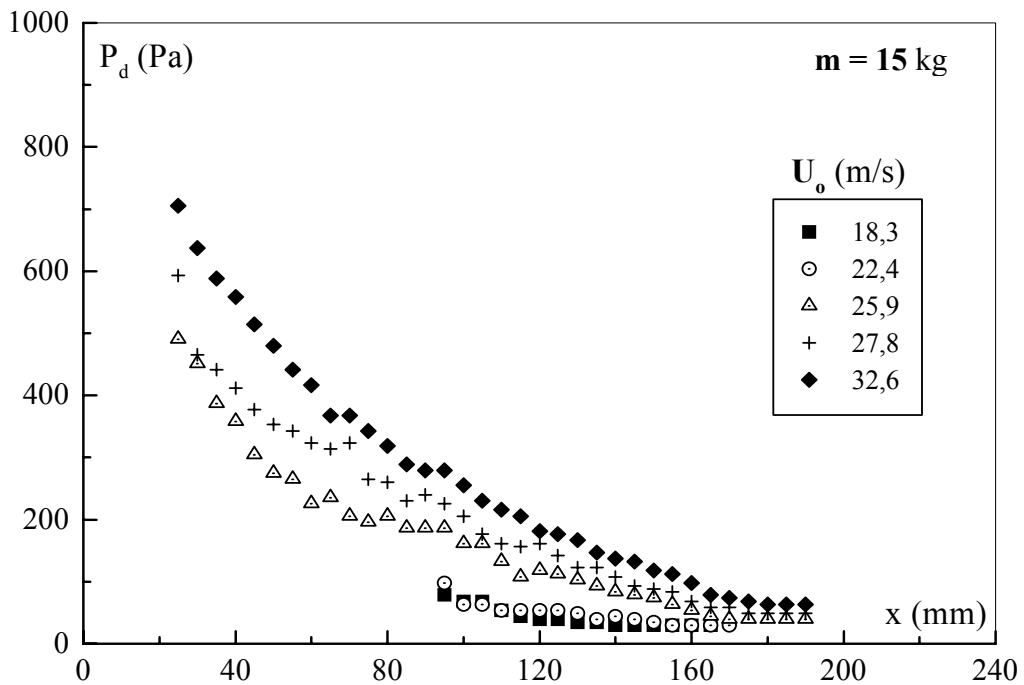


Figure III.3-c) : Evaluation de la longueur de pénétration du jet.  
(Injecteur  $l = 80$  mm)

Le tableau III.3 regroupe les valeurs expérimentales de la longueur de pénétration et celles prévues par les différentes corrélations existantes dans la littérature et données en annexe V.4 dont les conditions opératoires s'apparentent aux nôtres, et ce dans le cas des trois injecteurs.

Il faut rappeler qu'il n'existe pas une définition unique de la longueur de pénétration du jet, et que la plupart des corrélations ne correspondent qu'à des conditions opératoires bien spécifiques et ne répondent qu'aux préoccupations de leurs auteurs. Cependant, celle de **Merry (1975)** reste la plus recommandée [34, 77].

Tableau III.3 : Calcul de la longueur de pénétration du jet selon les différentes corrélations

U <sub>0</sub> (m/s) →	l = 0 mm					l = 40 mm					l = 80 mm				
	22,2	25	26,8	29,4	33,2	21,6	22,4	24,2	27,4	28,4	22,4	25,9	27,8	29,1	32,6
Corrélation ↓	Valeurs calculées L <sub>corré</sub> (cm)														
Shakhova (1968) [21]	4,2	4,8	5,1	5,6	6,4	4,1	4,3	4,6	5,2	5,4	4,3	5,0	5,3	5,6	6,2
Zenz (1968) [21, 55]	9,0	14,3	17,5	21,7	27,2	7,7	9,4	12,8	18,5	20,1	9,4	15,9	19,1	21,2	26,3
Basov <sup>1</sup> (1969) [55]	25,9	27,0	27,7	28,6	29,8	25,7	26,0	26,7	27,9	28,3	26,0	27,4	28,0	28,5	29,7
Basov <sup>2</sup> (1969) [21, 50]	30,4	31,6	32,4	33,5	35,0	30,1	30,4	31,3	32,7	33,1	30,4	32,0	32,8	33,4	34,7
Merry (1975) [55]	15,3	16,2	16,7	17,4	18,4	15,1	15,4	15,9	16,9	17,2	15,4	16,4	17,0	17,4	18,3
Wen et coll. (1977) [21]	10,3	10,7	10,9	11,2	11,6	10,2	10,3	10,6	11,0	11,1	10,3	10,8	11,0	11,2	11,5
Yang et Keairns (1978) [21, 79]	12,9	13,7	14,7	16,1	18,2	11,9	12,3	13,3	15,0	15,6	12,3	14,2	15,3	16,0	17,9
Yang et Keairns (1979) [21, 79]	24,5	25,6	26,2	27,2	28,4	24,2	24,5	25,3	26,5	26,8	24,5	25,9	26,6	27,1	28,2
Hirsan et coll. (1980) [21, 81]	8,1	9,0	9,5	10,3	11,4	8,0	8,2	8,7	9,7	10,0	8,2	9,2	9,8	10,2	11,2
Yang et coll. (1981) [21, 79]	14,2	15,8	16,9	18,5	20,7	13,8	14,3	15,4	17,3	17,9	14,3	16,4	17,5	18,3	20,4
Wen et coll. (1982) [21]	17,2	19,1	20,4	22,1	24,6	16,8	17,4	18,6	20,8	21,4	17,4	19,8	21,0	21,9	24,2
Blake et coll. (1984) [10]	3,0	3,1	3,2	3,3	3,5	2,9	3,0	3,1	3,2	3,3	3,0	3,2	3,2	3,3	3,5
Blake et coll. (1990) [10]	4,2	4,4	4,6	4,8	5,1	4,1	4,2	4,4	4,6	4,7	4,2	4,5	4,7	4,8	5,1
<b>Valeurs expérimentales →</b> L <sub>exp</sub> (cm)	17,0	18,5	18,5	19,0	20,0	16,0	16,5	17,0	17,5	18,0	15,5	17,0	17,5	17,5	18,0

Cette comparaison est mise en évidence sur les figures III.4 (a, b et c) et III.5 où nous pouvons constater que nos résultats expérimentaux sont bien décrits par les différentes corrélations notamment celle de **Merry (1975)** dont l'écart moyen ne dépasse pas les 10% dans le cas de l'injecteur de longueur  $l = 0$  mm, 6% pour l'injecteur de longueur  $l = 40$  mm et 2% pour celui de longueur 80 mm.

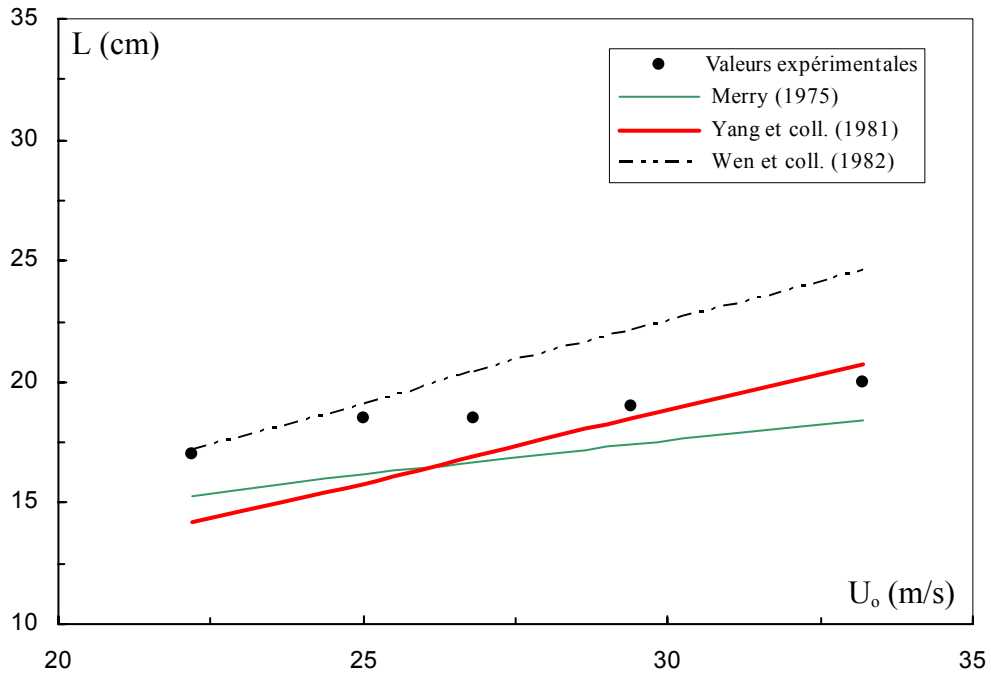


Figure III.4-a) : Comparaison des valeurs expérimentales aux résultats prévus par les différentes corrélations (Injecteur  $l = 0$  mm)

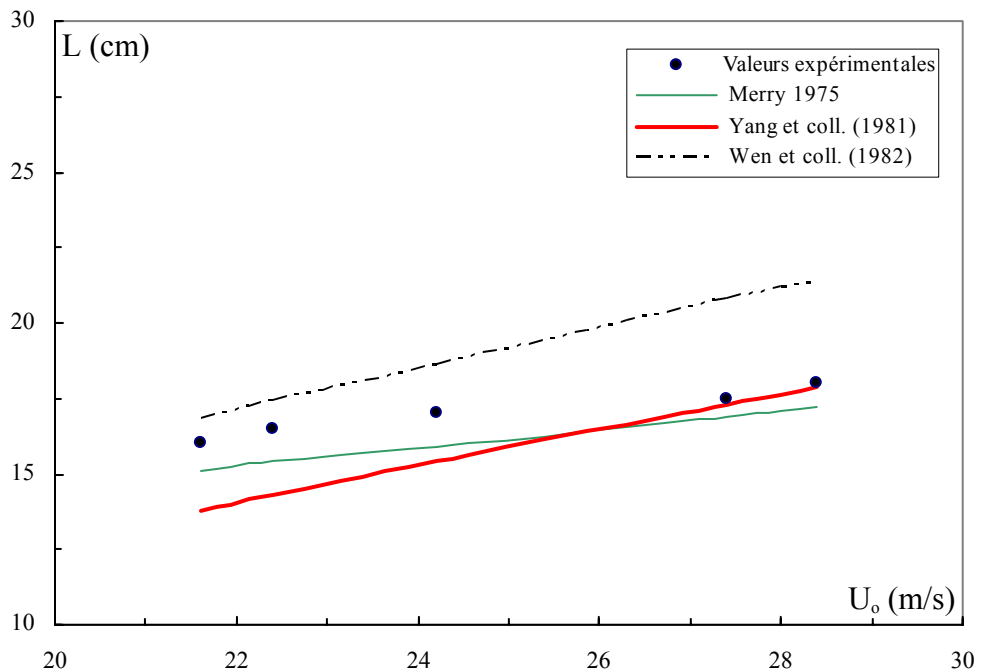


Figure III.4-b) : Comparaison des valeurs expérimentales aux résultats prévus par les différentes corrélations (Injecteur  $l = 40$  mm)

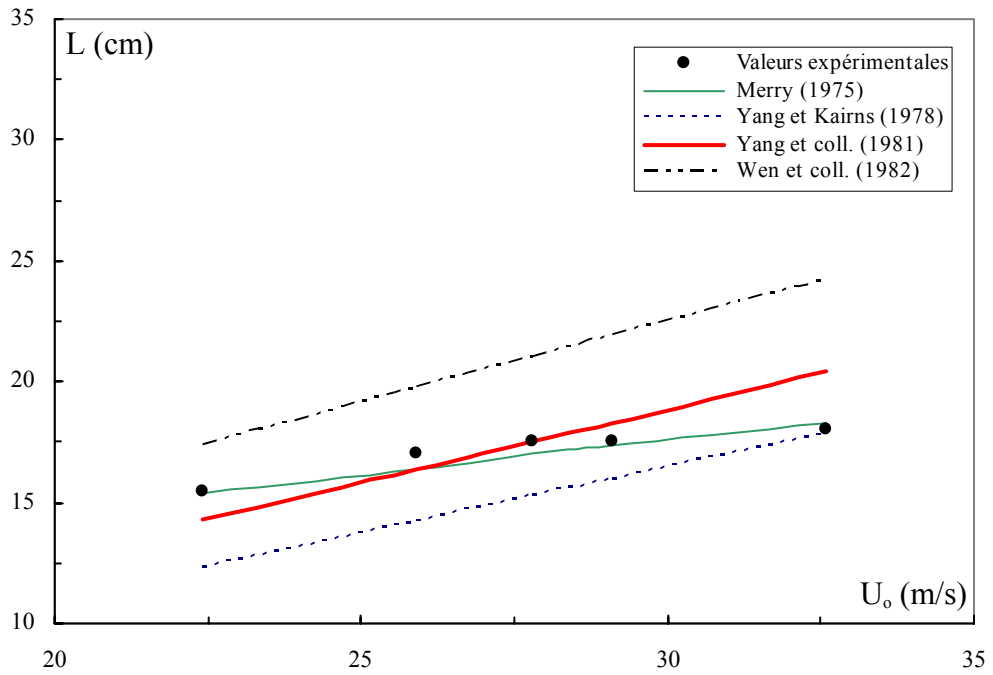


Figure III.4-c) : Comparaison des valeurs expérimentales aux résultats prévus par les différentes corrélations (Injecteur  $l = 80$  mm)

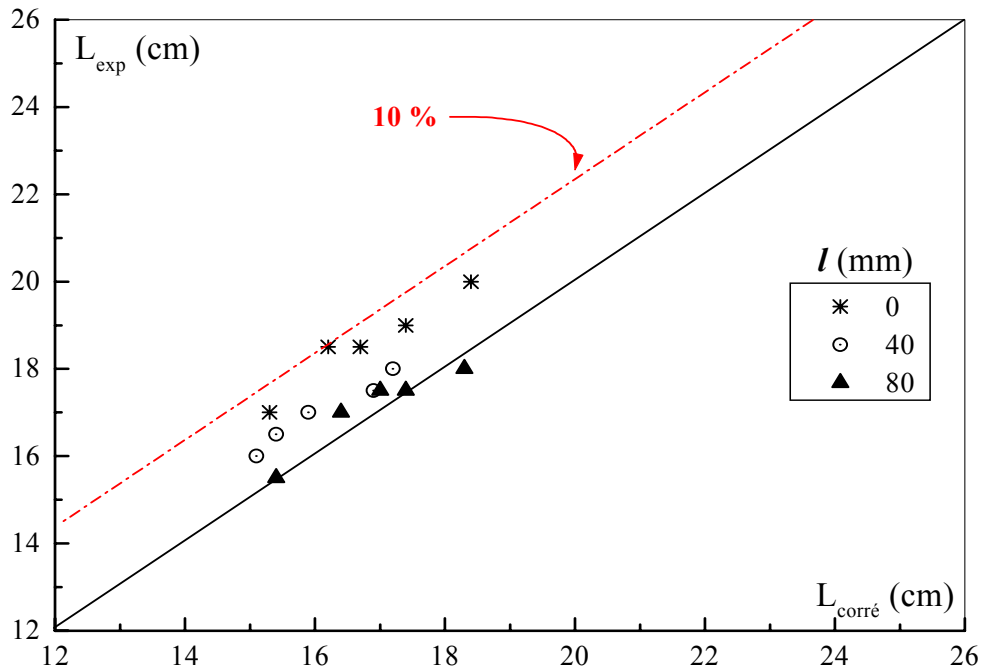


Figure III.5 : Comparaison des valeurs expérimentales à celles calculées par la corrélation de Merry (1975) pour les trois injecteurs

Dans le but de proposer une relation entre la vitesse du jet et la longueur de pénétration, nous avons porté sur la figure III.6, l'évolution de cette dernière en fonction de la vitesse. La courbe obtenue par régression, dans le cas de chaque injecteur, a une tendance polynomiale du second ordre. Pour plus de précisions, nous avons porté  $L/U_0$  en fonction de  $U_0$  afin d'obtenir une expression linéaire. Nous remarquons que les trois tracés ont la même pente, ce qui signifie que la tendance que prend la longueur de pénétration avec la vitesse initiale du jet est indépendante de la longueur de l'injecteur. Les résultats sont récapitulés dans le tableau III.4

Tableau III.4 : Relation entre la longueur de pénétration et la vitesse initiale du jet

Longueur de l'injecteur $l$ (mm)	Equation $L$ (cm) et $U_0$ (m/s)	Erreur quadratique	Coefficient de régression
0	$L = 1,13*U_0 - 0,016*U_0^2$	0,00892	0,994
40	$L = 1,09*U_0 - 0,016*U_0^2$	0,00566	0,997
80	$L = 1,08*U_0 - 0,016*U_0^2$	0,01382	0,990

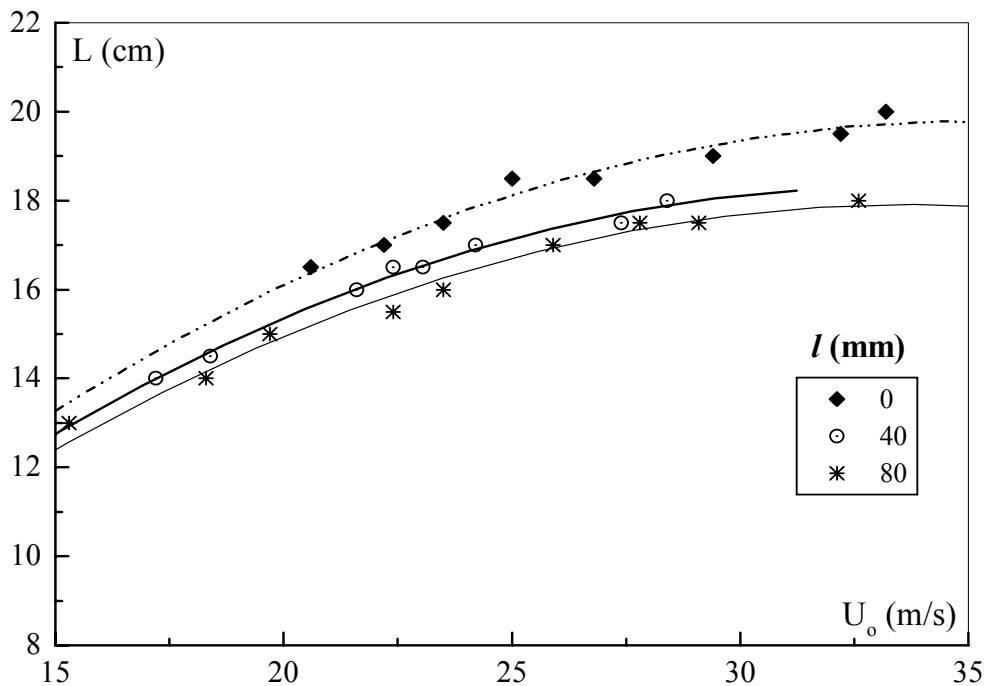


Figure III.6 : Evolution de la longueur de pénétration avec la vitesse du jet

Nous pouvons conclure que les techniques suivies pour l'obtention de deux caractéristiques importantes du lit à jet, à savoir sa vitesse minimale et la longueur de pénétration, donnent des résultats vérifiés par les différentes corrélations de la littérature et nous ont permis de corréler la longueur de pénétration en fonction de la vitesse initiale du jet.

## III.2. ETUDE DE L'EXPANSION DU LIT

La connaissance de la vitesse minimale de fluidisation dans des conditions données est essentielle pour le dimensionnement des appareils mettant en œuvre la fluidisation. Cette étude a pour objectif l'analyse des essais d'aération en milieu particulaire, afin de déterminer la vitesse minimale de fluidisation ainsi que l'effet de l'introduction du jet sur celle-ci. De plus, l'influence de la longueur de la section pénétrante de l'injecteur dans le lit est étudiée.

Pour cela, nous suivrons l'évolution des profils pariétaux de pression, de la perte de pression totale et du gradient de pression dans le lit. L'influence de la masse sur la variation de la vitesse minimale de fluidisation est également étudiée.

### III.2.1. Procédure expérimentale

Nous considérons une masse de 15 kg de particules de sable de 230  $\mu\text{m}$  de diamètre moyen et de masse volumique égale à 2576  $\text{kg/m}^3$ , qui reposent sous l'action de leur poids sur le distributeur à l'intérieur de la colonne cylindrique.

Nous avons utilisé trois injecteurs de diamètre intérieur égal à 15 mm et de longueur variable de la section pénétrant dans la colonne de fluidisation (0, 40 et 80 mm).

Le cycle expérimental suivi, consiste à atteindre l'état fluidisé du lit en partant de l'état fixe, et ce, en augmentant progressivement la vitesse d'aération, puis en suivant le chemin régressif jusqu'à retrouver l'état fixe du lit. Les valeurs des pressions pariétales sont relevées pour chaque vitesse d'aération au cours du chemin régressif.

### III.2.2. Profils pariétaux de pression

Les figures III.7, III.8 et III.9 montrent respectivement pour les trois injecteurs de longueur 0 mm, 40 mm et 80 mm, l'évolution des profils de pressions pariétaux en fonction de la côte x, en absence et en présence de jet et ceci pour différentes vitesses d'aération.

Ces profils de pression sont des droites de pentes négatives qui augmentent avec l'accroissement de la vitesse d'aération jusqu'à atteindre une valeur fixe qui correspond à la mise en fluidisation du lit.

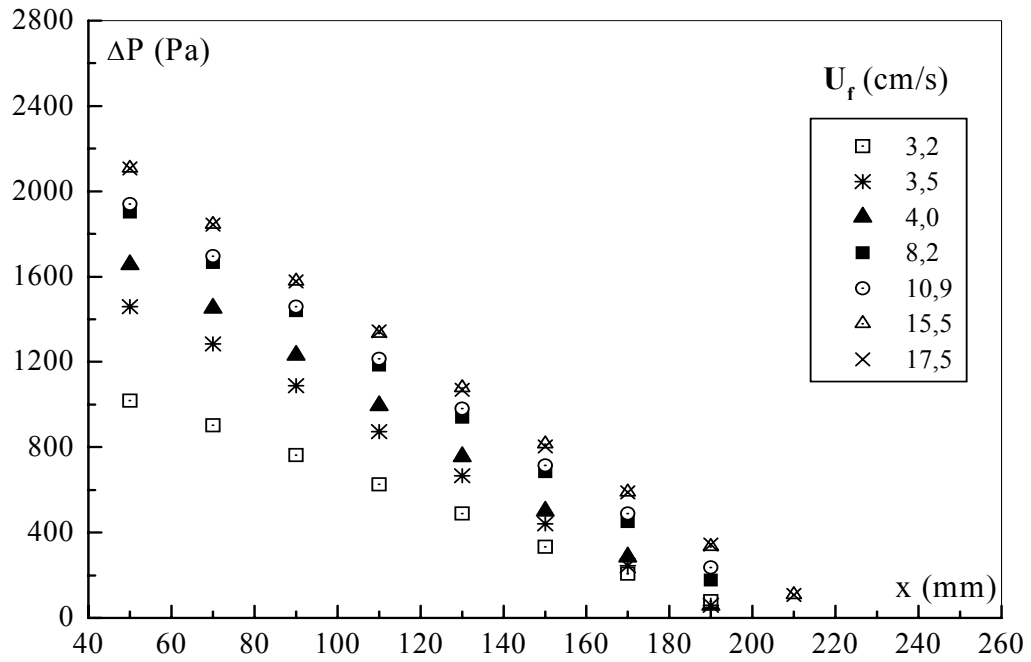
Le gradient de pression est constant, met en évidence que le régime est établi et que la porosité du lit est uniforme. Nous remarquons également que l'introduction du jet n'influe pas sur l'allure des profils de pression.

Le profil de pression est linéaire d'où l'expression de la perte de pression dans le lit est de la forme suivante :

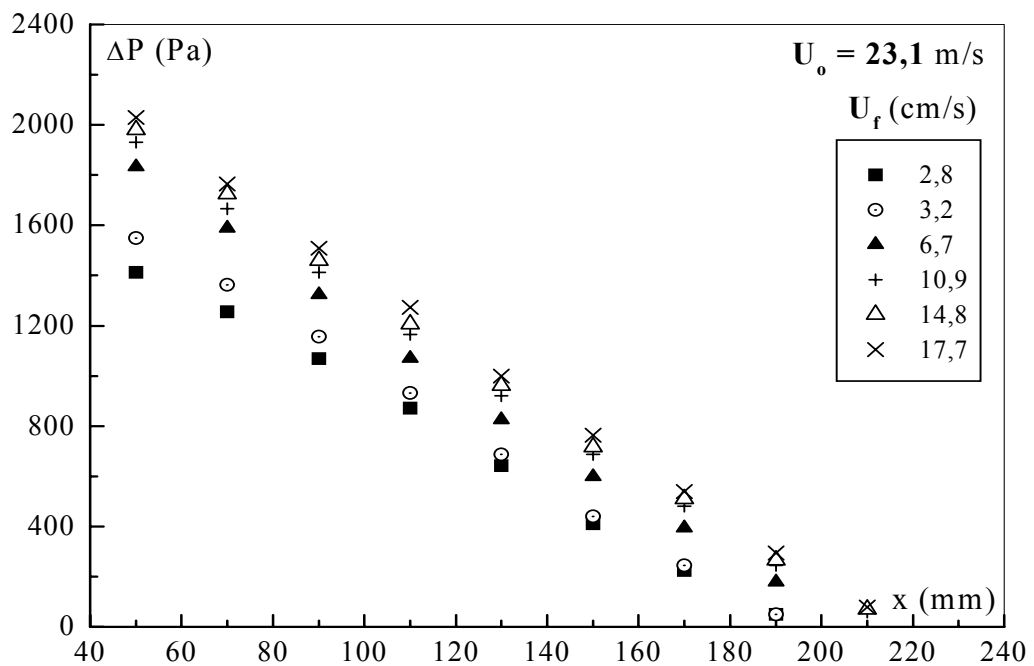
$$\Delta P = -\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right) \cdot x + \Delta P_t \quad (\text{III-3})$$

où  $-\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)$  est le gradient de pression ;

et  $\Delta P_t$ , l'ordonnée à l'origine correspondante à la différence de pression totale dans le lit.

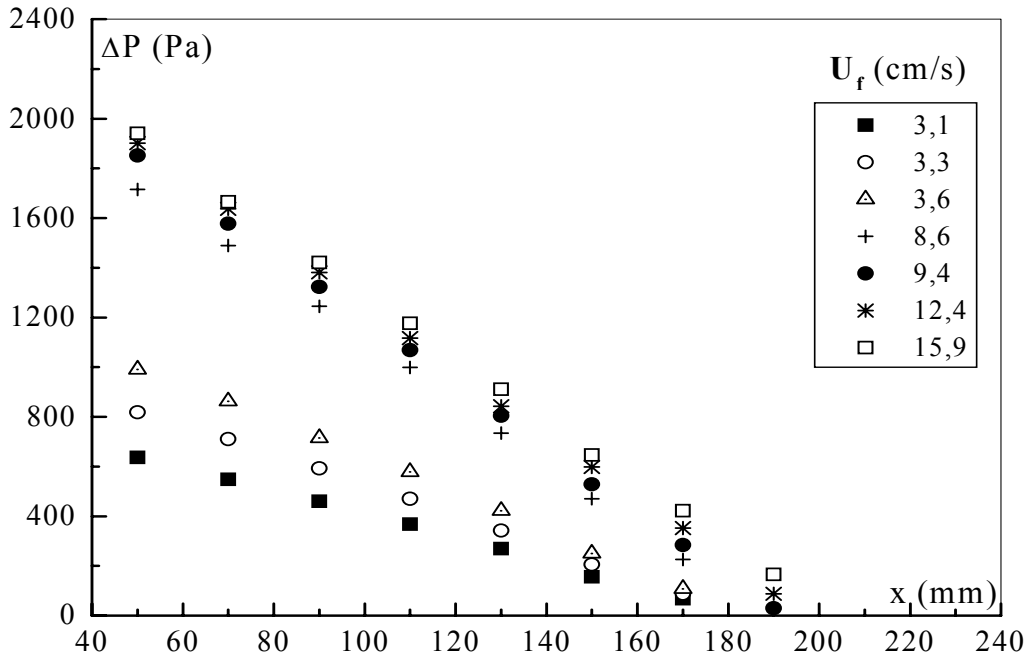


a) en absence de jet

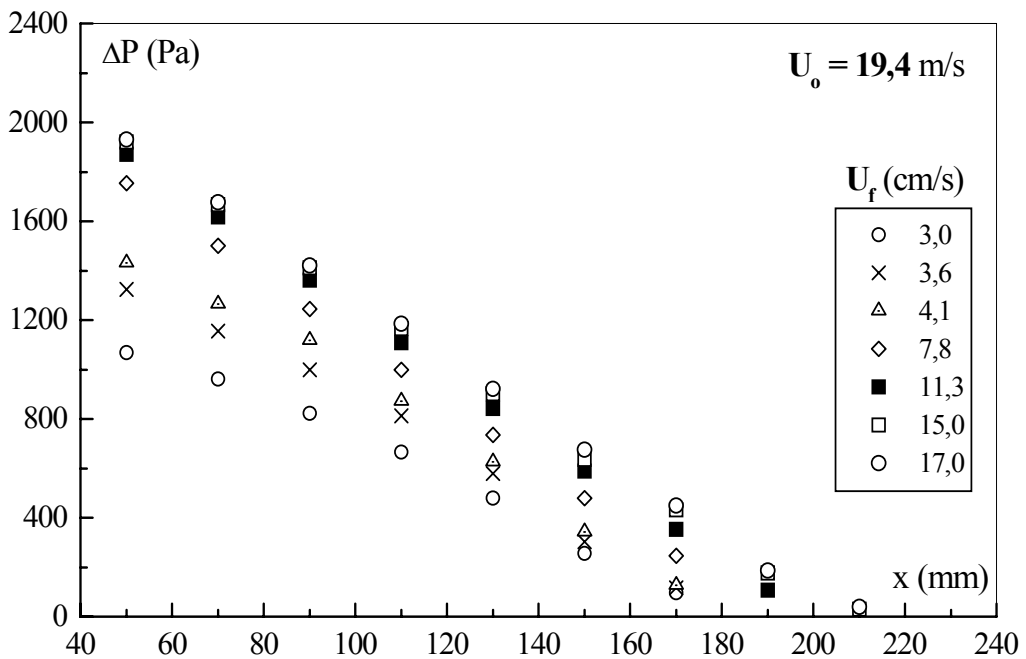


b) en présence de jet

Figure III.7 : Profils pariétaux de pression  
(Injecteur  $l = 0$  mm)

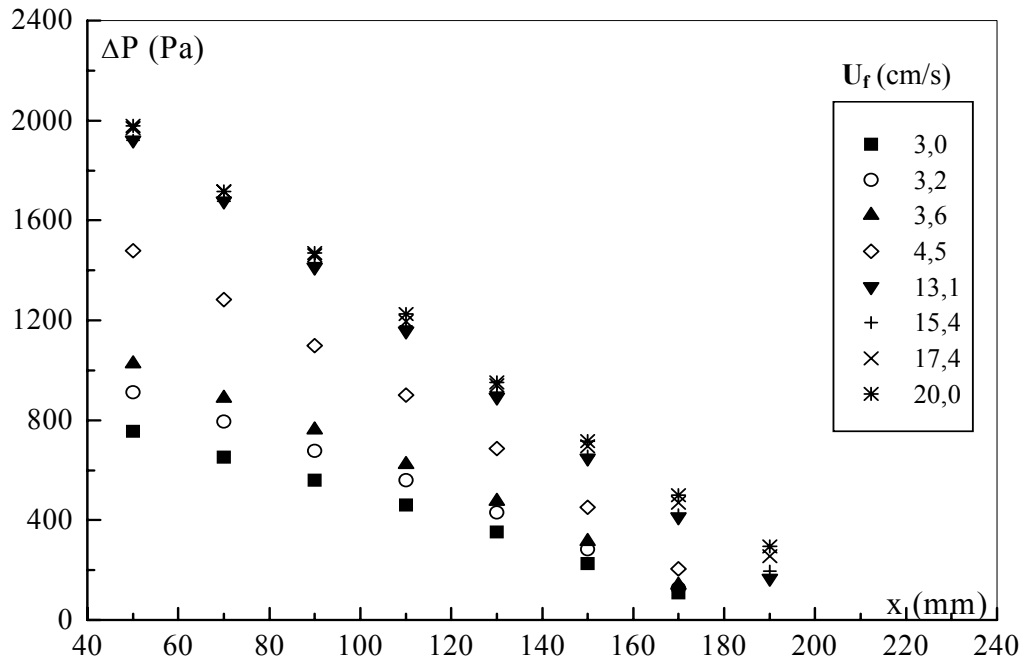


a) en absence de jet

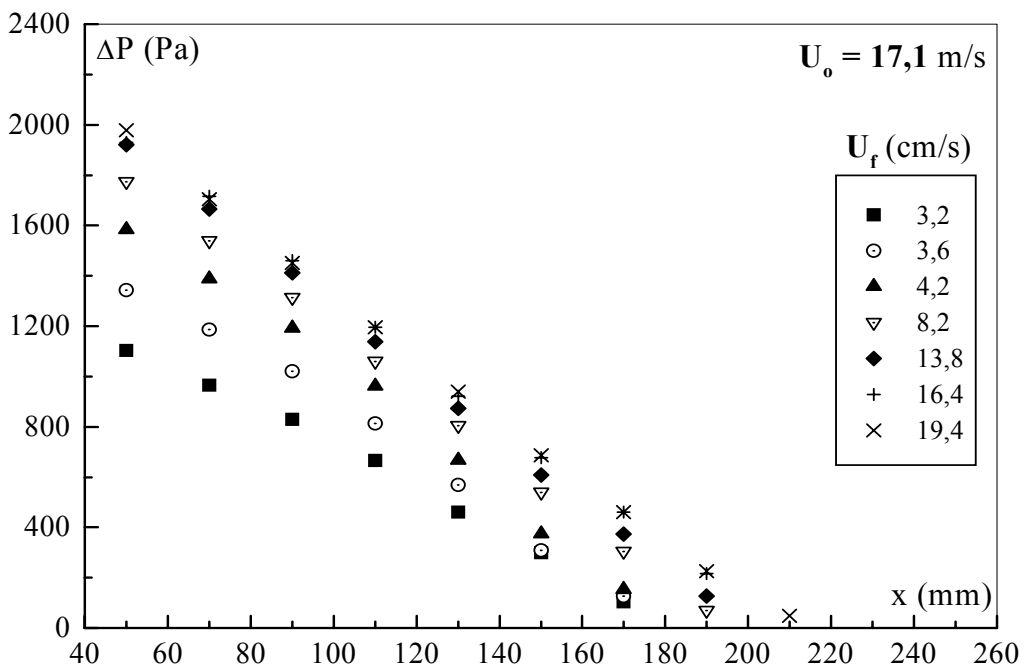


b) en présence de jet

Figure III.8 : Profils pariétaux de pression (Injecteur  $l = 40$  mm)



a) en absence de jet



b) en présence de jet

Figure III.9 : Profils pariétaux de pression  
(Injecteur  $l = 80$  mm)

### III.2.3. Perte de pression

#### III.2.3.a. Perte de pression totale

Les figures III.10 (a, b et c) représentent l'évolution de la perte de pression totale du lit, pour différentes vitesses de jet, en fonction de la vitesse d'aération. Nous constatons que lorsque le lit est fixe, la perte de pression totale dans le lit augmente avec l'accroissement de la vitesse du gaz jusqu'à atteindre le poids du lit par unité de section droite de la colonne. Le lit ayant atteint l'état fluidisé, l'augmentation de la vitesse du gaz n'entraîne aucune modification de la perte de pression dans le lit, bien que les particules solides deviennent très dispersées et que le lit est complètement dilaté.

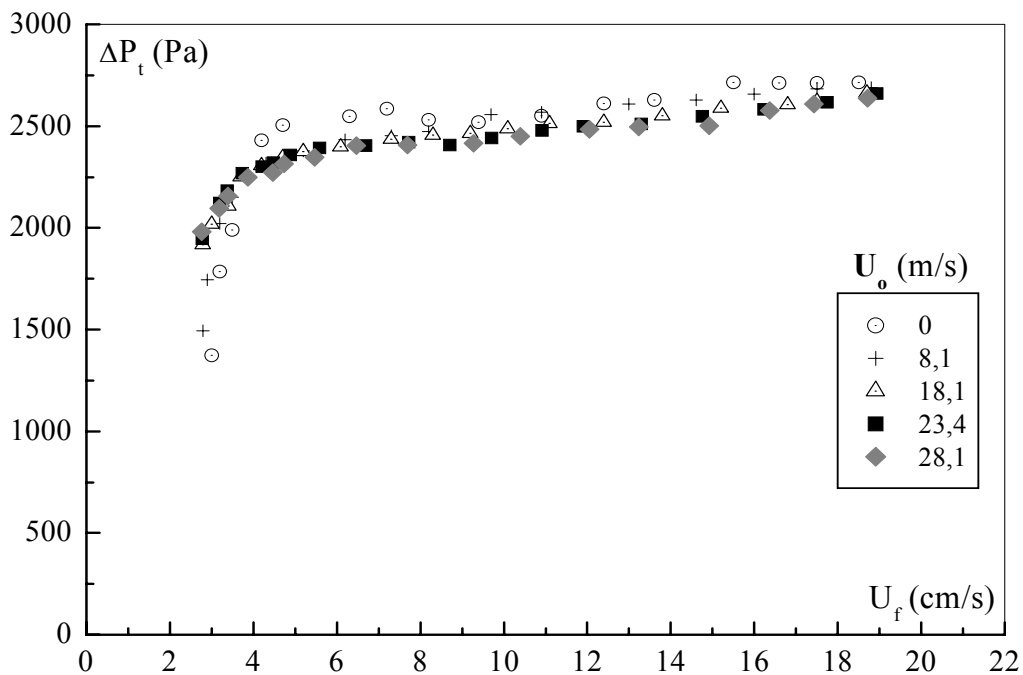


Figure III.10-a) : Evolution de la perte de pression totale en fonction de la vitesse d'aération (Injecteur  $l = 0$  mm)

Le point de transition dans le lit entre l'état fixe et l'état fluidisé, correspond à la vitesse minimale de fluidisation, notée  $U_{mf}$ . Sa valeur en absence de jet est de 5,1 cm/s dans le cas de l'injecteur  $l = 0$  mm et 5,8 cm/s pour les deux autres injecteurs de longueurs respectives  $l = 40$  mm et  $l = 80$  mm.

Nous constatons que la présence du jet ne modifie pas l'allure de la courbe de la pression totale. Par contre, elle accélère le phénomène de fluidisation qui est traduit par la diminution de la valeur de la vitesse minimale de fluidisation.

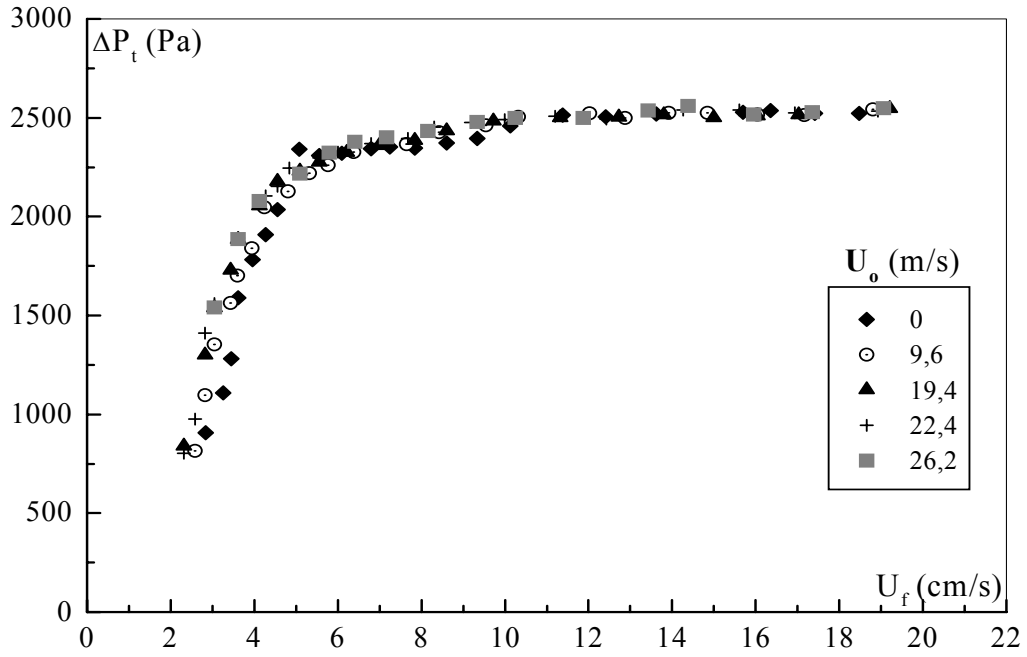


Figure III.10-b) : Evolution de la perte de pression totale en fonction de la vitesse d'aération (Injecteur  $l = 40$  mm)

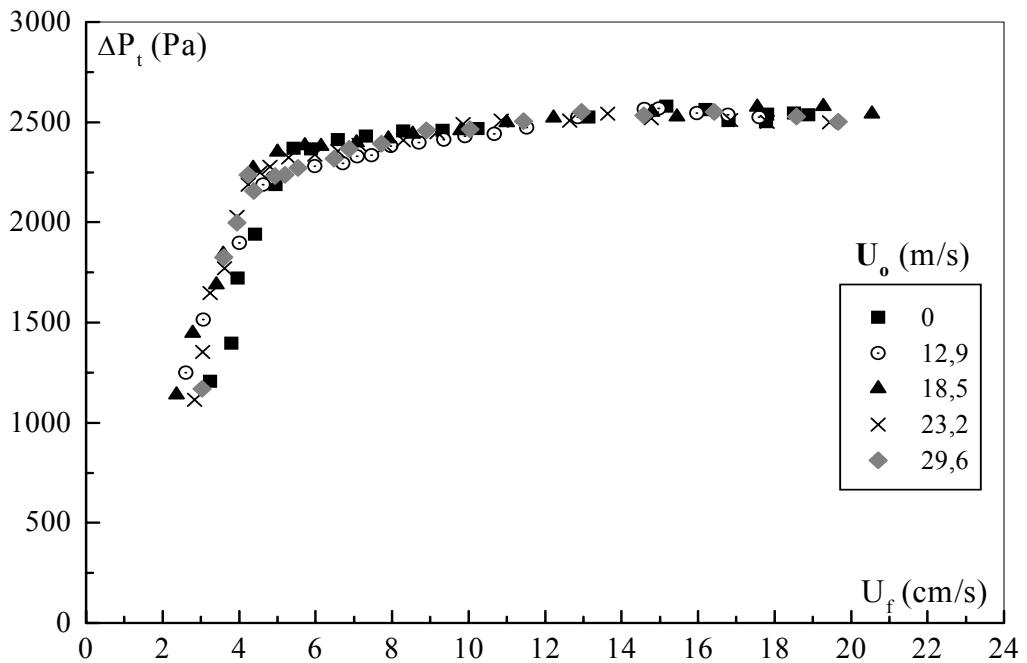


Figure III.10-c) : Evolution de la perte de pression totale en fonction de la vitesse d'aération (Injecteur  $l = 80$  mm)

Nous avons reporté dans le tableau III.5 les valeurs de la vitesse minimale de fluidisation calculée à partir de différentes corrélations existantes dans la littérature. La valeur expérimentale de  $U_{mf}$  dans le cas des deux injecteurs de longueurs 40 et 80 mm concorde bien avec celles obtenues à partir des corrélations de **Davies et Richardson** (0% d'écart), d'**Ergun** (1,4%) et de **Kunii et Levenspiel** (1,7% d'écart). Dans le cas de l'injecteur de longueur 0 mm, les résultats obtenus sont mieux représentés par les corrélations de **Pillai et Raja Rao**, de **Richardson et Jeronimo** et de **Nakamura et coll.** (2% d'écart).

Tableau III.5 : Calcul de la vitesse minimale de fluidisation selon différentes corrélations

Corrélation	$U_{mf}$ calculée (cm/s)	Ecart relatif (%)		
		$l = 0$ mm	$l = 40$ mm	$l = 80$ mm
Ergun (1952) [26]	5,6	12,1	1,4	1,4
Davies et Richardson (1966) [21]	5,8	13,7	0	0
Bourgeois et Grenier (1968) [21, 25, 71]	5,5	7,8	5,2	5,2
Kunii et Levenspiel (1969) [21, 71]	5,7	11,8	1,7	1,7
Pillai et Raja Rao (1971) [71]	5,2	2,0	10,3	10,3
Broadhurst et Becker (1975) [21, 71]	5,3	3,9	8,6	8,6
Doichev et Akhnikov (1979) [21, 71]	5,5	7,8	5,2	5,2
Richardson et Jeronimo (1979) [21]	5,2	2,0	10,3	10,3
Thonglimp et coll. (1981) [71]	4,9	3,9	15,5	15,5
Thonglimp (1984) [72]	4,9	3,9	15,5	15,5
Nakamura et coll. (1985) [25]	5,0	2,0	13,8	13,8
Tannous et coll. (1993) [25]	6,1	20,0	5,2	5,2

### III.2.3.b. Gradient de pression

Les figures III.11 (a, b, et c) représentent respectivement pour les trois injecteurs utilisés, l'évolution du gradient de pression déterminé à partir des profils pariétaux de pression, en fonction de la vitesse d'aération. Nous constatons, par ailleurs, que l'introduction du jet dans le lit ne modifie pas l'allure de la courbe représentant le gradient de pression en fonction de la vitesse de gaz.

En effet, d'après l'expression établie par **Ergun** [26], le gradient de pression n'est fonction que des caractéristiques physiques du solide, du gaz et de la vitesse d'aération :

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = 150 \cdot \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_g}{(\phi_p \cdot d_p)^2} U_f + 1,75 \cdot \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g}{\phi_p \cdot d_p} U_f^2 \quad (\text{III-4})$$

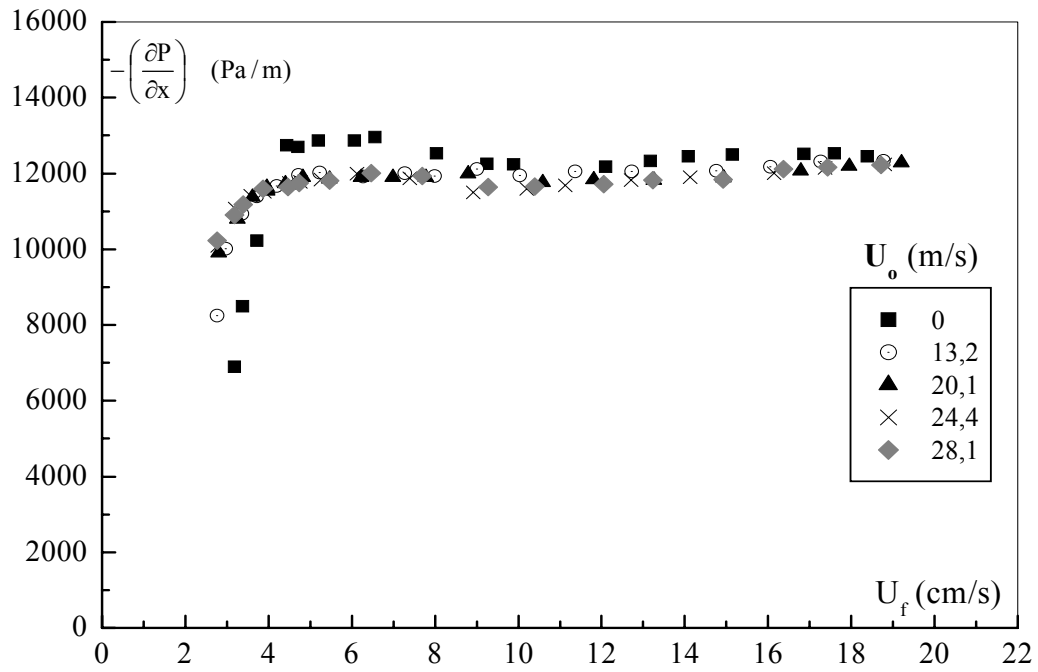


Figure III.11-a) : Evolution du gradient de pression en fonction de la vitesse d'aération (Injecteur  $l = 0$  mm)

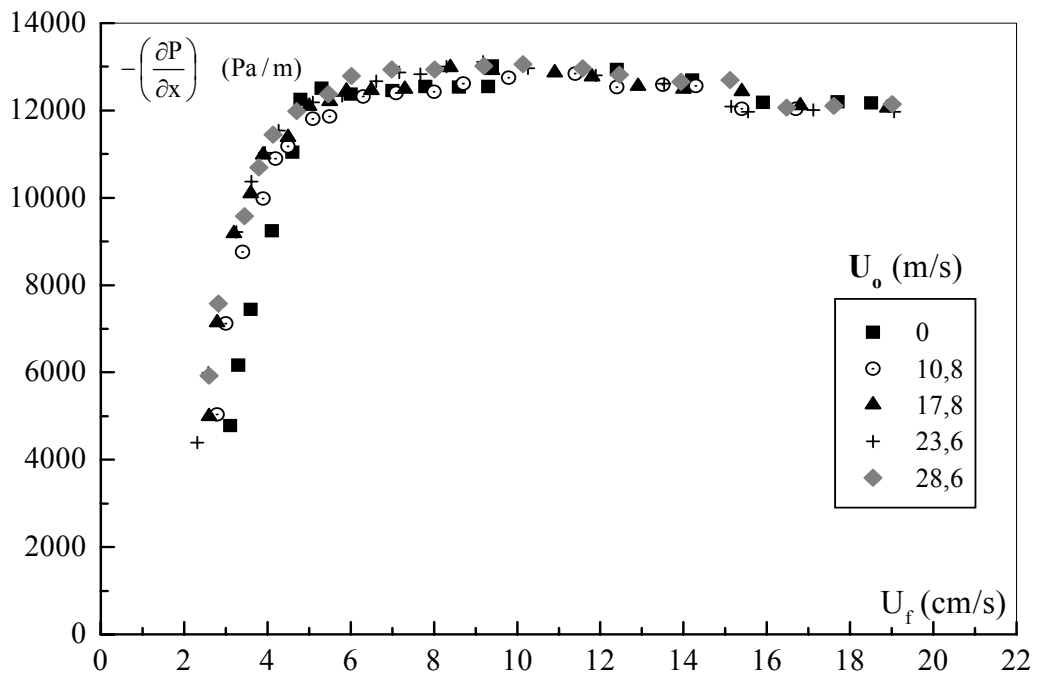


Figure III.11-b) : Evolution du gradient de pression en fonction de la vitesse d'aération (Injecteur  $l = 40$  mm)

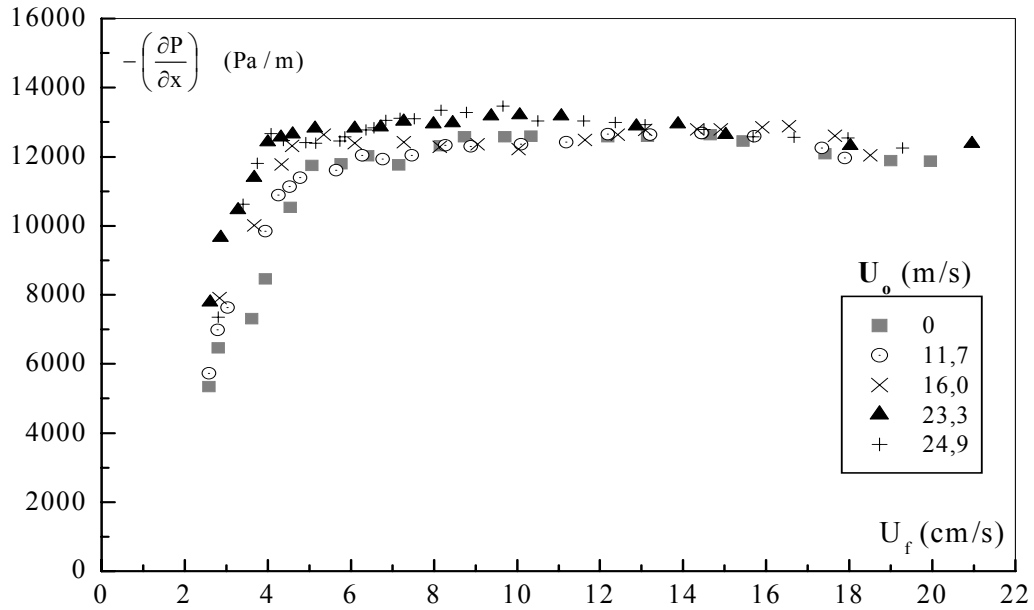


Figure III.11-c) : Evolution du gradient de pression en fonction de la vitesse d'aération (Injecteur  $l = 80$  mm)

### III.2.4. Effet du jet sur l'expansion du lit

Le suivi de l'évolution de la perte de pression totale dans le lit pour différentes vitesses du jet nous a permis de mettre en évidence l'effet de l'introduction du jet sur l'expansion du lit. Nous constatons d'après la figure III.12 relative aux trois injecteurs, que la vitesse minimale de fluidisation diminue avec l'augmentation de la vitesse du jet ce qui indique que la présence du jet favorise l'expansion du lit.

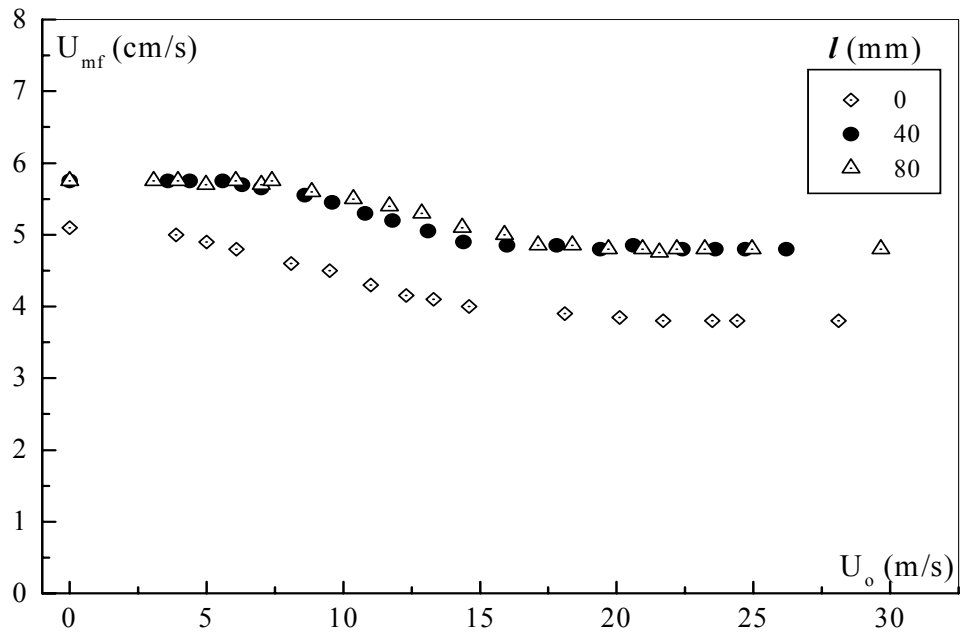


Figure III.12 : Evolution de la vitesse minimale de fluidisation avec la vitesse du jet

Nous remarquons que la vitesse minimale de fluidisation  $U_{mf}$  diminue d'une façon sigmoïdale avec la vitesse initiale du jet  $U_0$ . Dans le cas des injecteurs de longueurs 40 et 80 mm, la vitesse minimale de fluidisation se stabilise à une valeur fixe qui est de l'ordre de 4,8 cm/s, pour des vitesses de jet allant respectivement de 17 et 19 m/s, alors que dans le cas de l'injecteur de longueur 0 mm, elle devient constante à une valeur de 3,8. Nous observons un décalage moyen de 0,8 cm/s entre les deux cas. L'évolution de la vitesse minimale de fluidisation peut être décrite par l'équation de Boltzman dont l'expression est définie pour chaque cas dans le tableau III.6.

Tableau III.6 : Relation entre la vitesse minimale de fluidisation et la vitesse initiale du jet

Longueur de l'injecteur $l$ (mm)	Equation $U_{mf}$ (cm/s) et $U_0$ (m/s)	Erreur quadratique
0	$U_{mf} = \frac{1,38}{1 + e^{(U_0 - 9,32)/3,09}} + 3,8$	$4,22 \cdot 10^{-4}$
40	$U_{mf} = \frac{0,96}{1 + e^{(U_0 - 10,95)/1,84}} + 4,8$	$3,92 \cdot 10^{-4}$
80	$U_{mf} = \frac{0,98}{1 + e^{(U_0 - 12,88)/2,09}} + 4,8$	$8,23 \cdot 10^{-4}$

### III.2.5. Influence de la longueur de l'injecteur sur l'expansion du lit

La figure III.13 représente l'évolution de la perte de pression totale dans le lit en fonction de la vitesse d'aération en absence de jet, dans le cas des trois injecteurs étudiés c'est-à-dire de longueurs respectives 0, 40 et 80 mm. Nous remarquons que les profils correspondants aux deux injecteurs de longueurs 40 et 80 mm sont pratiquement superposés donnant lieu à une même vitesse minimale de fluidisation qui est égale à 5,8 cm/s. Par contre, dans le cas de l'injecteur de longueur  $l = 0$  mm l'évolution de la perte de pression totale présente une allure similaire légèrement décalée des deux autres, d'où une vitesse minimale de fluidisation différente ; elle est de l'ordre de 5,1 cm/s.

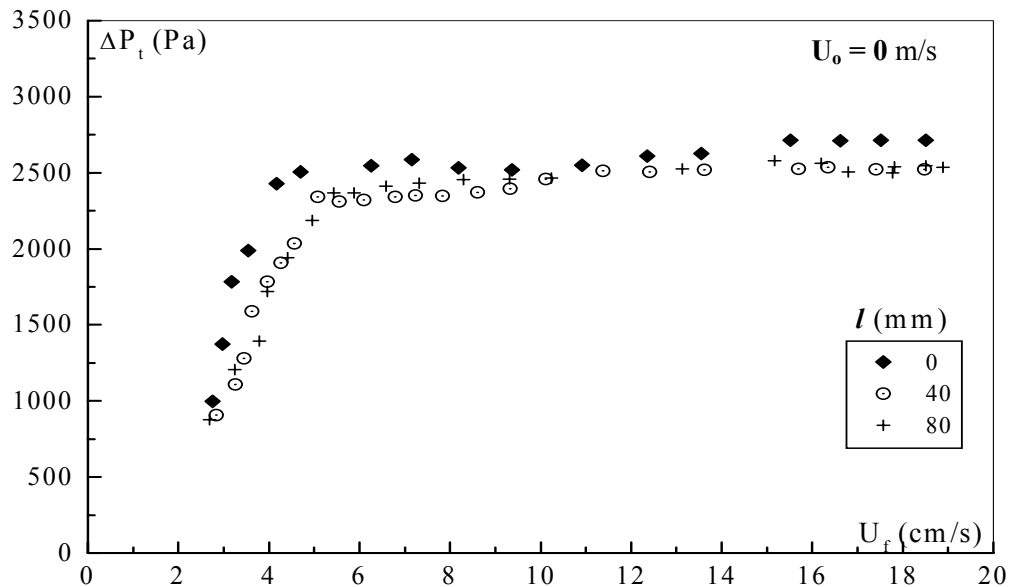


Figure III.13 : Evolution de la perte de pression totale avec la vitesse d'aération en absence de jet pour différentes longueurs de l'injecteur

Nous pouvons attribuer la différence existant entre le comportement de l'injecteur de longueur 0 mm et celui des deux autres cas, à la présence d'une section pénétrante dans le lit ( $l = 40$  et  $l = 80$  mm) et qui peut constituer un obstacle lors de la mise en aération du lit.

### III.2.6. Influence de la masse du lit sur la vitesse minimale de fluidisation

Nous avons évoqué au paragraphe § I.2.3 l'influence de la hauteur du lit sur l'évolution de la vitesse minimale de fluidisation. Certains auteurs [23, 72] ont trouvé que la vitesse minimale de fluidisation est une fonction croissante de la masse du lit, alors que d'autres affirment qu'elle en est indépendante [1, 2].

La figure III.14 représente l'influence de la masse du lit de particules de sable sur la vitesse minimale de fluidisation. Nous constatons, dans notre cas, qu'une augmentation allant jusqu'à 4 kg en masse du lit de particules de sable n'altère pas la vitesse minimale de fluidisation, qui reste égale à la valeur de 5,8 cm/s.

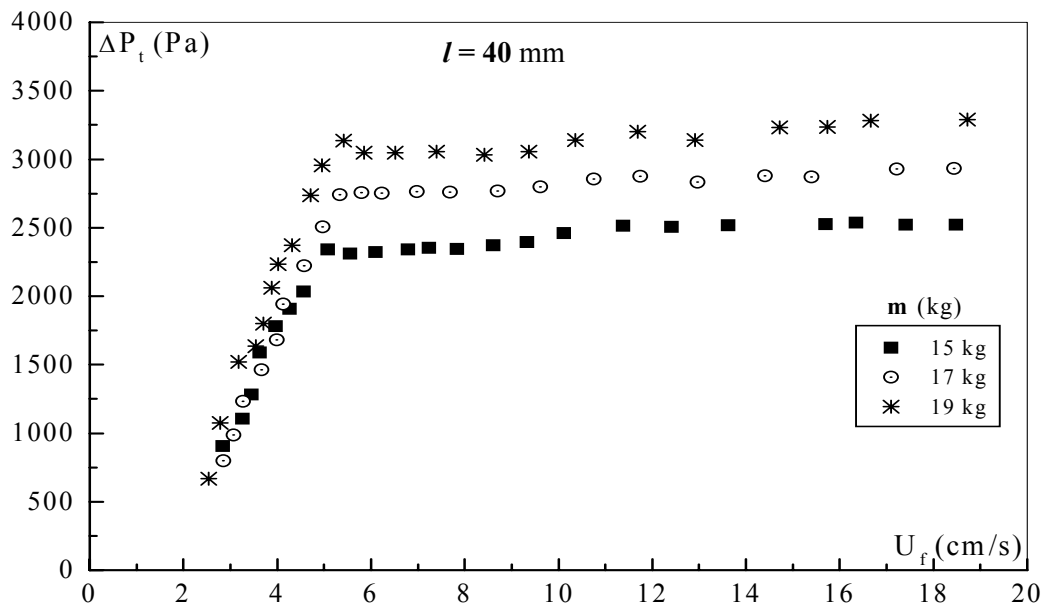


Figure III.14 : Evolution de la perte de pression totale en fonction de la vitesse d'aération en absence de jet pour trois masses différentes du lit de particules de sable

### III.2.7. Influence de la masse du lit sur l'évolution de la vitesse minimale de fluidisation avec la vitesse du jet

La figure III.15 illustre l'évolution de la vitesse minimale de fluidisation en fonction de la vitesse débitante du jet dans le cas de l'injecteur  $l = 40$  mm, et ce pour deux masses différentes à savoir 15 et 19 kg. Nous constatons que la masse du lit n'a aucune influence sur la valeur de la vitesse minimale de fluidisation dans le cas des faibles vitesses, ce qui est traduit par la présence d'un palier constant allant de 0 à 5 m/s. Puis les deux courbes se détachent pour converger vers deux paliers constants correspondant à deux valeurs adjacentes de la vitesse minimale de fluidisation.

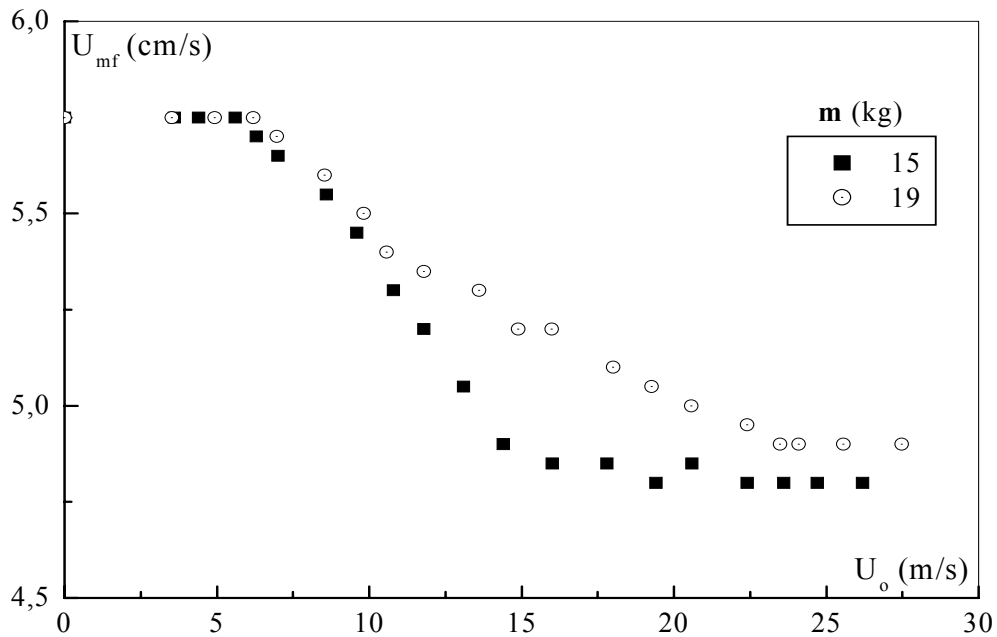


Figure III.15 : Influence de la masse du lit sur l'évolution de la vitesse minimale de fluidisation avec la vitesse initiale du jet

Nous pouvons conclure dans cette partie que les principaux résultats sont que la vitesse minimale de fluidisation des particules de sable de masse volumique égale à  $2576 \text{ kg/m}^3$  et de diamètre moyen  $230 \text{ }\mu\text{m}$  est de  $5,8 \text{ cm/s}$ , et ce, en opérant avec un injecteur dont la section pénétrante dans le lit est de longueur  $40$  ou  $80 \text{ mm}$ . L'injecteur débouchant au même niveau que le distributeur ( $l = 0 \text{ mm}$ ) présente des valeurs de la vitesse minimale de fluidisation peu différentes de celles des autres longueurs d'injecteur. Ceci est peut être dû au mouvement de la totalité du lit lors de la mise en fluidisation, sans la présence d'obstacle caractérisé par la section pénétrante de la canne d'injection. Néanmoins, les valeurs obtenues de la vitesse minimale de fluidisation sont proches des prévisions théoriques.

Nous avons noté, pour la gamme étudiée de la masse du lit ( $15, 17$  et  $19 \text{ kg}$ ), que ce paramètre ne possède aucune influence sur la vitesse minimale de fluidisation, et la présence du jet dans le lit entraîne une accélération dans le phénomène de fluidisation des particules, qui est traduite par une diminution de la vitesse minimale de fluidisation. Par contre, l'augmentation de la masse du lit contribue au ralentissement de l'évolution de la vitesse minimale de fluidisation en fonction de la vitesse initiale du jet.

### III.3. ETUDE DU JET EN MILIEU PARTICULAIRE

L'écoulement au sein d'un jet en milieu particulaire, présente un caractère aléatoire comme tous les écoulements polyphasiques où réside une liberté laissée à l'agencement intime des phases dans le mouvement d'ensemble du mélange. La plupart des études sur les jets en milieu particulaire portent sur la détermination de la longueur de pénétration, le dimensionnement, la compréhension du phénomène de transfert du flux de quantité de mouvement entre le jet et le milieu environnant qui est le lit de particules où il émerge.

Dans cette partie expérimentale, nous suivrons le comportement du jet submergeant des trois injecteurs utilisés dans cette étude, en milieu particulaire du point de vue statique, qui consiste à suivre l'évolution des pressions pariétales dans le lit, et du point de vue dynamique, c'est à dire déterminer les profils de vitesse, l'abscisse caractéristique du jet et les paramètres intrinsèques à l'écoulement, tels que le débit et le flux de quantité de mouvement.

#### III.3.1. Profils pariétaux de pression dans le lit

Nous avons vu lors de l'étude de l'expansion du lit (§ III.2.2), que le profil des pressions au niveau de la paroi est une fonction linéaire de la côte  $x$ , et que le gradient de pression est constant, par conséquent le régime d'écoulement dans le lit est établi.

La même constatation est faite dans cette partie, elle est illustrée dans les figures III.16 (a, b et c). Nous remarquons également que la pente des droites qui représente le gradient de pression dans le lit augmente avec la vitesse d'aération du lit. Nous constatons aussi une légère augmentation de la hauteur du lit.

Notons que l'état du lit sera caractérisé en fonction de la valeur du rapport  $U_f/U_{mf}$ , avec  $U_{mf}$  correspondante à la vitesse minimale de fluidisation en absence du jet. Le lit est aéré lorsque  $U_f/U_{mf} < 0,8$ , préfluidisé à environ 1 et fluidisé quand il est supérieur à 1.

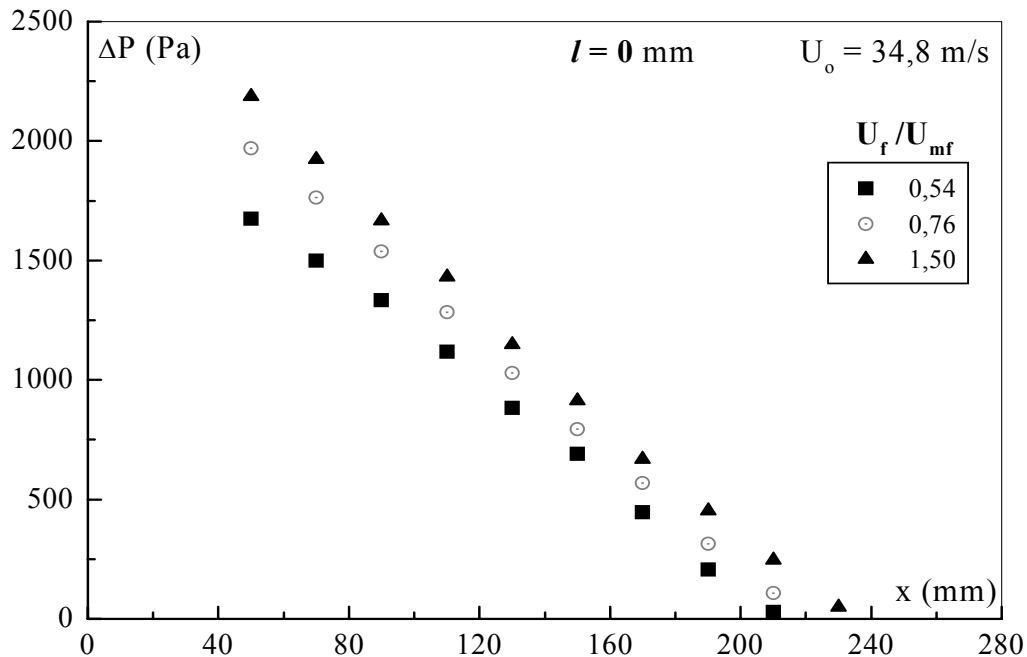


Figure III.16-a) : Influence de l'état du lit sur l'évolution du profil de pression (Injecteur  $l = 0$  mm)

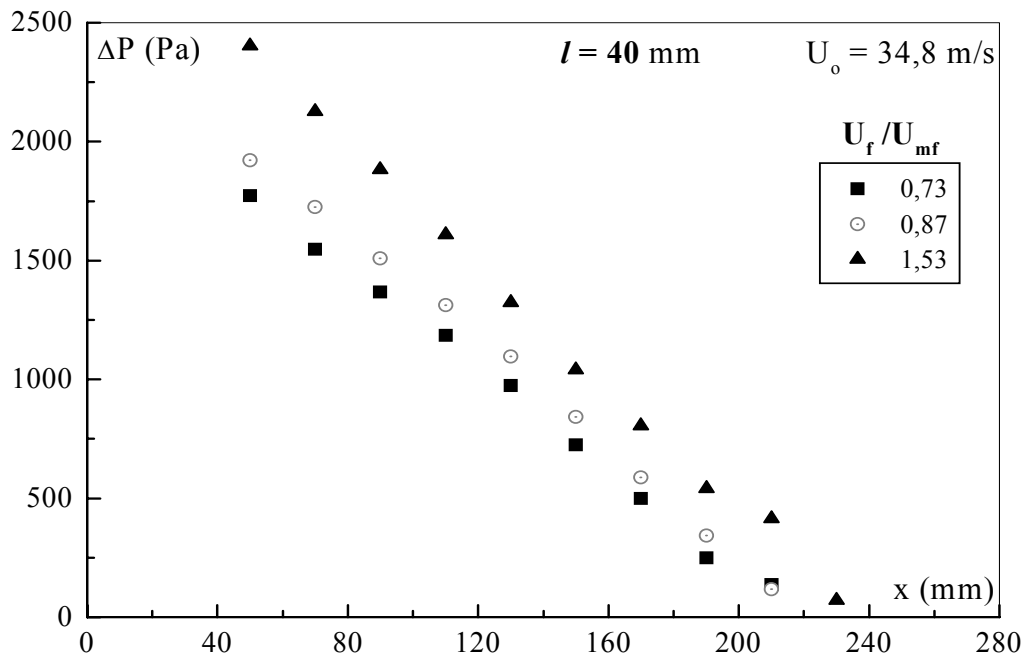


Figure III.16-b) : Influence de l'état du lit sur l'évolution du profil de pression (Injecteur  $l = 40$  mm)

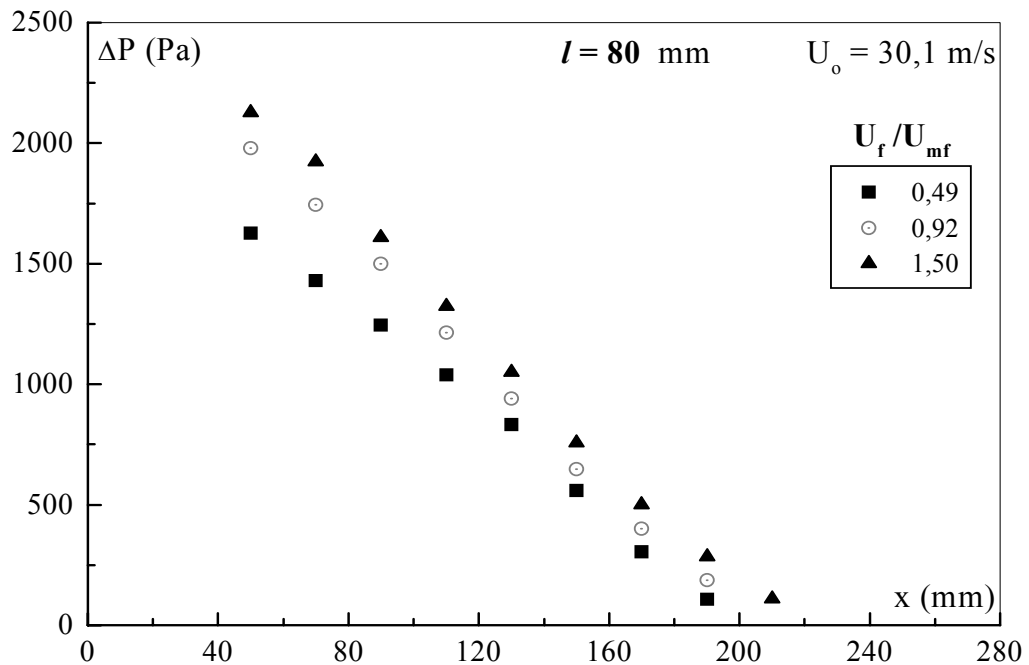


Figure III.16-c) : Influence de l'état du lit sur l'évolution du profil de pression (Injecteur  $l = 80$  mm)

### III.3.2. Evolution de la pression statique au voisinage de l'orifice du jet

Sur la figure III.17, nous avons représenté pour les différents états du lit, l'évolution du profil de la pression statique juste au-dessus de l'orifice du jet ( $x = 10$  mm) en fonction de la vitesse du jet. Comme nous l'avons déjà montré dans les paragraphes précédents, l'accroissement de la vitesse initiale du jet ne provoque aucune influence sur les gradients de pressions au niveau de la paroi. La même constatation peut être établie dans le cas des pressions statiques qui sont presque indépendantes de la vitesse du jet. Par contre, elles croissent en fonction de l'état d'aération du lit. Nous constatons aussi que dans le cas du lit fluidisé, les valeurs de la pression au niveau de la paroi sont presque identiques à celles des pressions statiques dans le lit mesurées avec le tube de Pitot.

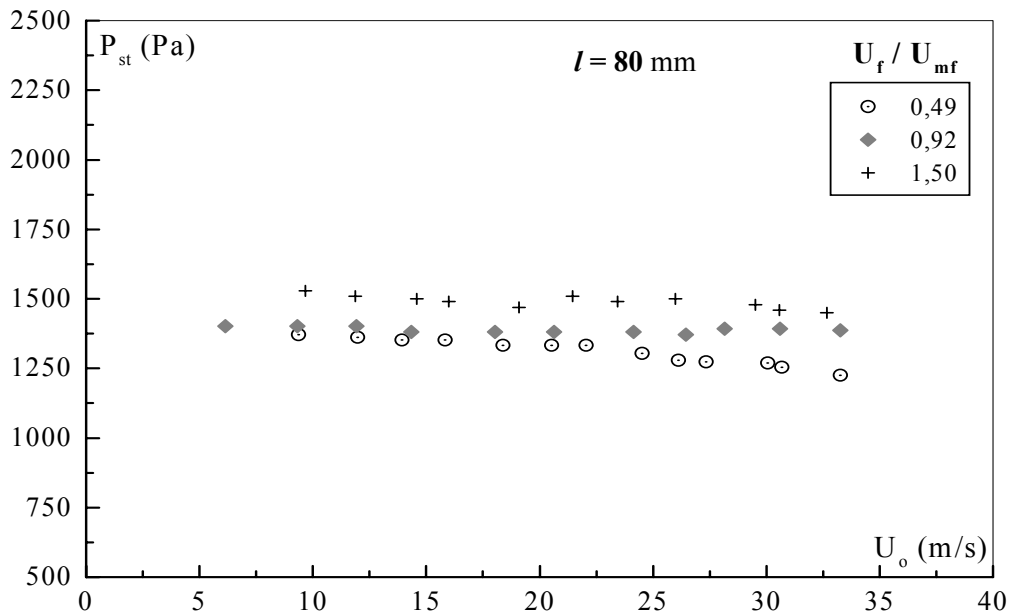


Figure III.17 : Influence de l'aération du lit sur l'évolution de la pression statique au-dessus de l'injecteur avec la vitesse du jet

### III.3.3. Profils de vitesse

A partir d'une certaine hauteur au dessus de l'orifice de l'injecteur ( $x = 120$  mm) équivalente à la distance  $x \approx 8 d_o$ , le profil de vitesse devient symétrique par rapport à l'axe central indiquant ainsi le début de la zone principale. Pour cela, nous nous sommes fixé tout au long de nos expériences à une hauteur supérieure ou égale à 120 mm.

La superposition des profils  $U(y)$  et  $U(-y)$ , comme le montre la figure III.18, confirme l'existence d'une symétrie axiale des profils de vitesse. D'autre part, l'existence d'une symétrie de révolution est pratiquement confirmée par la superposition des profils de  $U(y)$  et  $U(z)$  illustrée sur la figure III.19 dans le cas du lit fluidisé, Cette constatation va nous permettre de réduire le champ de mesures au quart de la colonne.

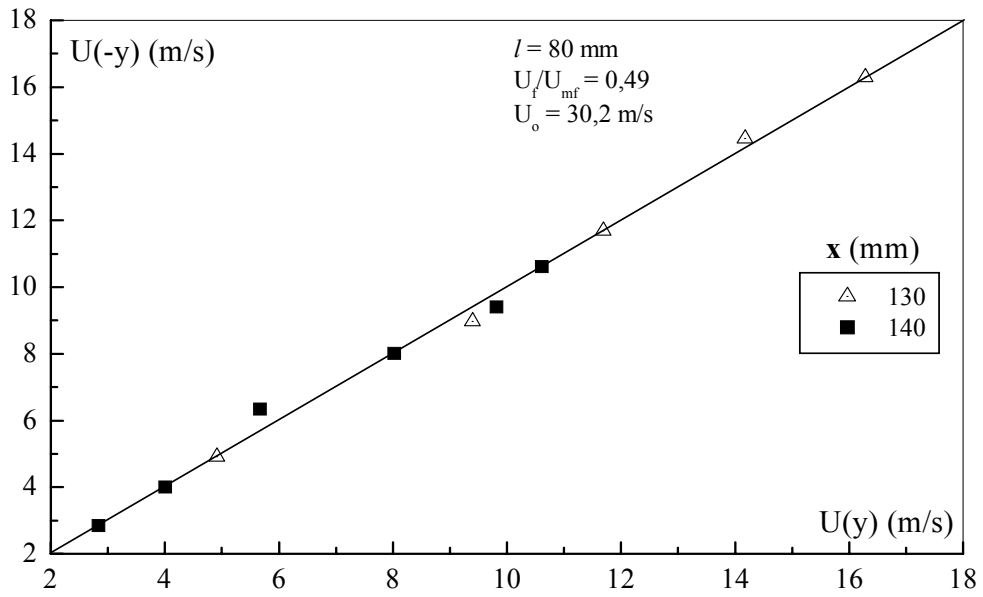


Figure III.18 : Symétrie axiale de profils de vitesse en lit aéré

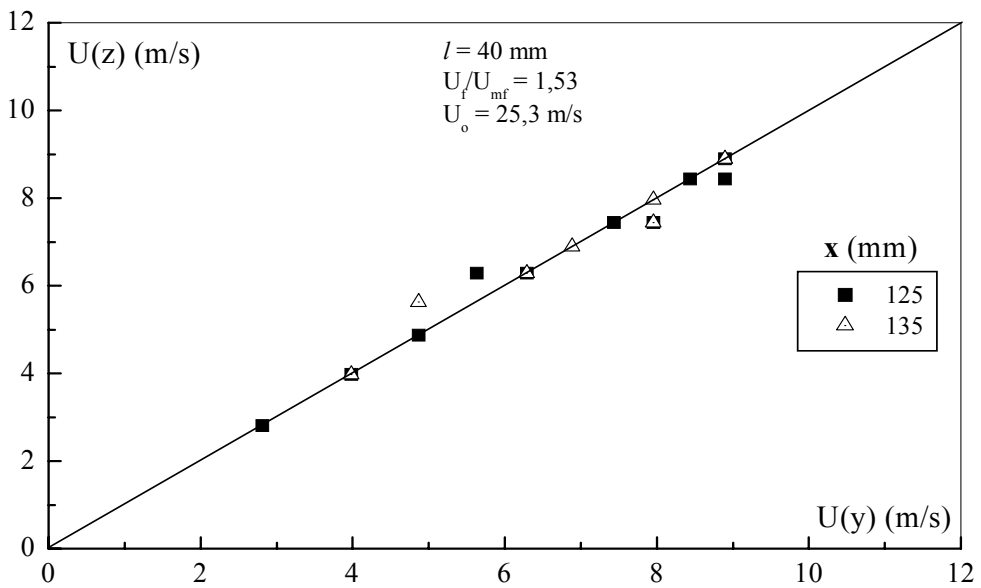


Figure III.19 : Symétrie de révolution des profils de vitesse en lit fluidisé

Les figures III.20 (a, b et c) représentent l'évolution des profils de vitesses du jet sur plusieurs plans parallèles de la colonne et distants de 5 mm. Nous remarquons que le jet s'évase au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur.

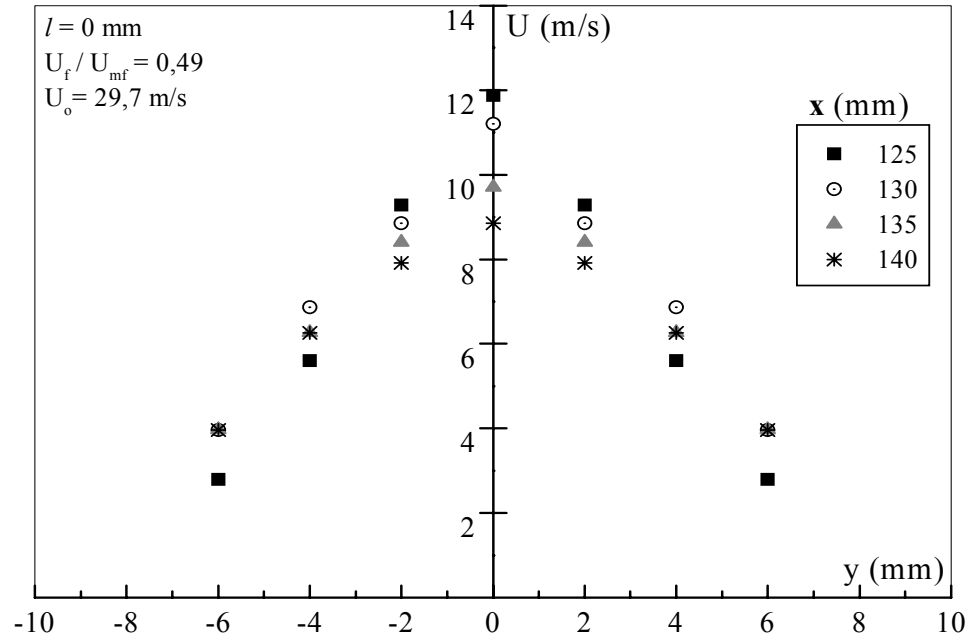


Figure III.20-a) : Profil des vitesses au-dessus de l'injecteur en lit aéré

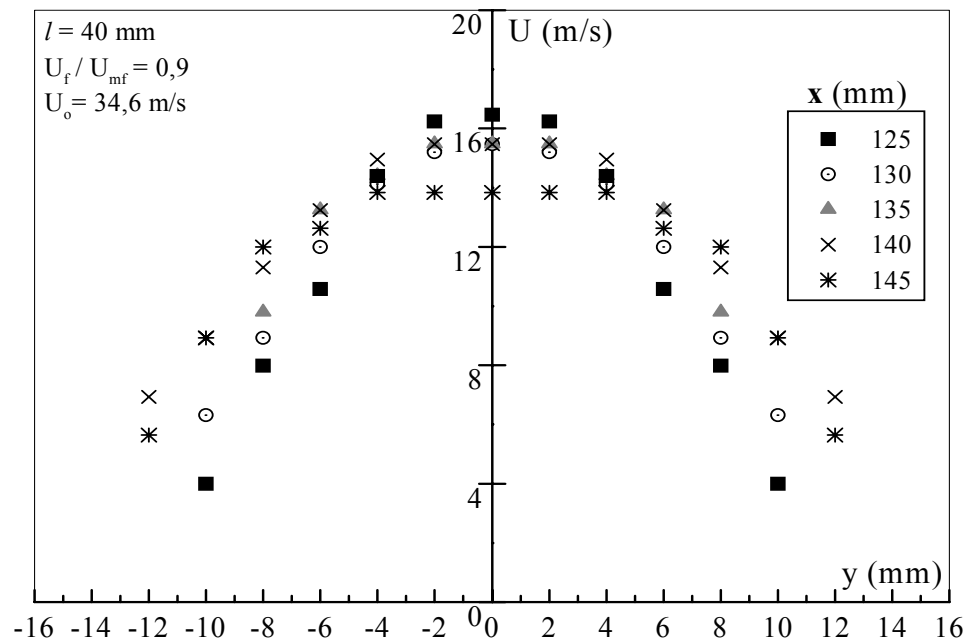


Figure III.20-b) : Profil des vitesses au-dessus de l'injecteur en lit préfluidisé

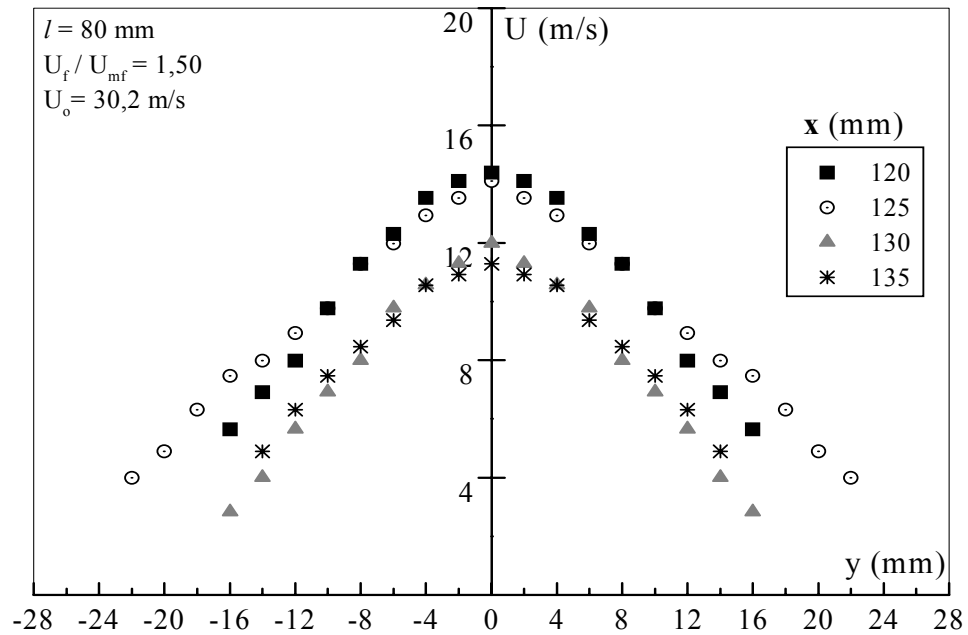
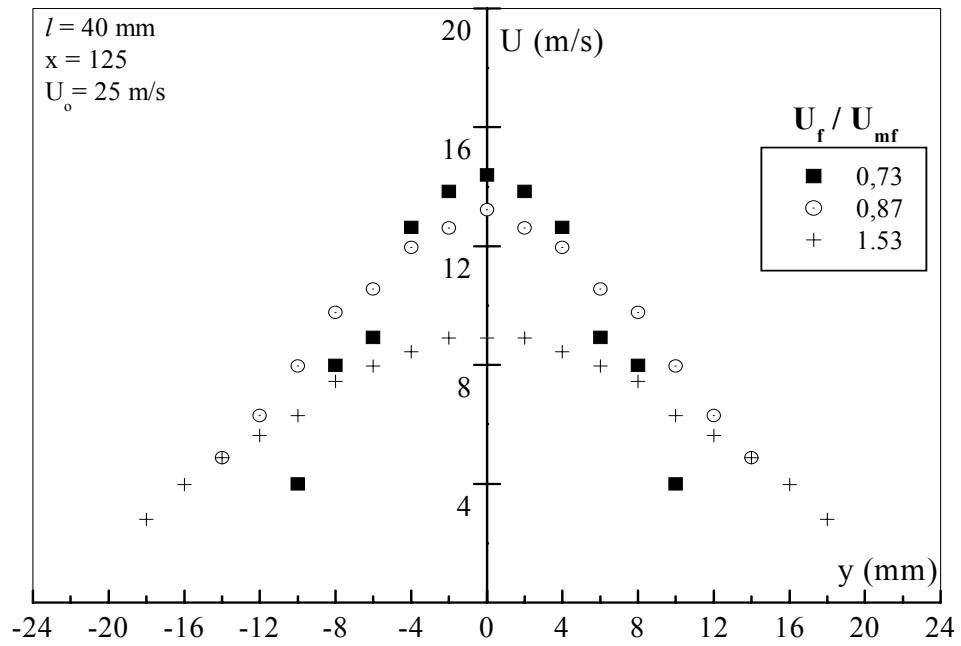


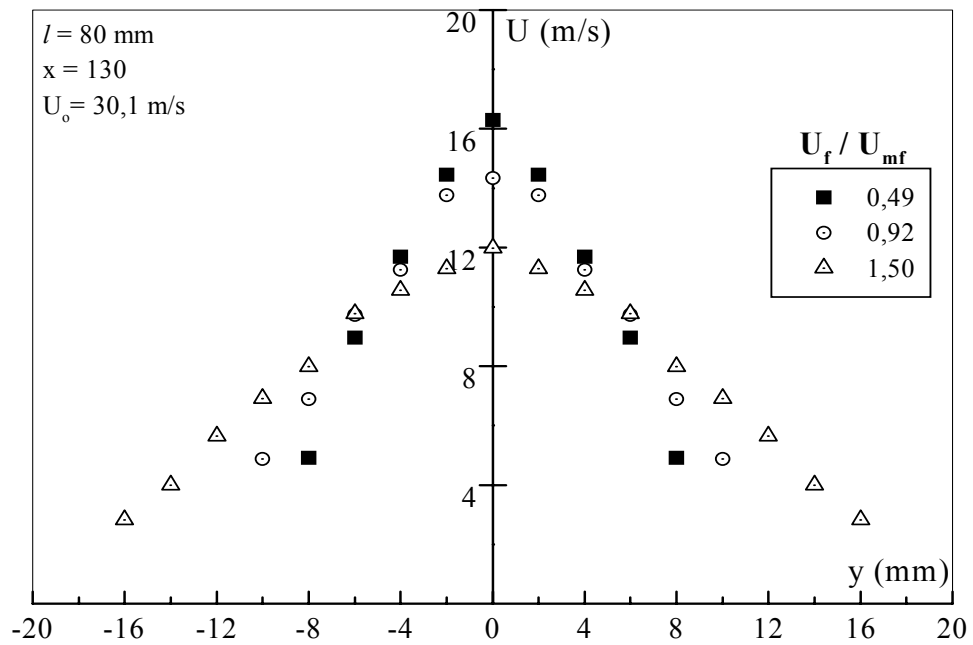
Figure III.20-c) : Profil des vitesses au-dessus de l'injecteur en lit fluidisé

D'autre part, afin de mieux caractériser l'effet de l'état d'aération du lit, nous avons porté sur la figure III.21 (a, b, c et d) l'évolution de la vitesse locale du jet en fonction de l'abscisse transversale et ce pour une hauteur donnée au-dessus de l'injecteur et pour différentes valeurs de la vitesse du jet.

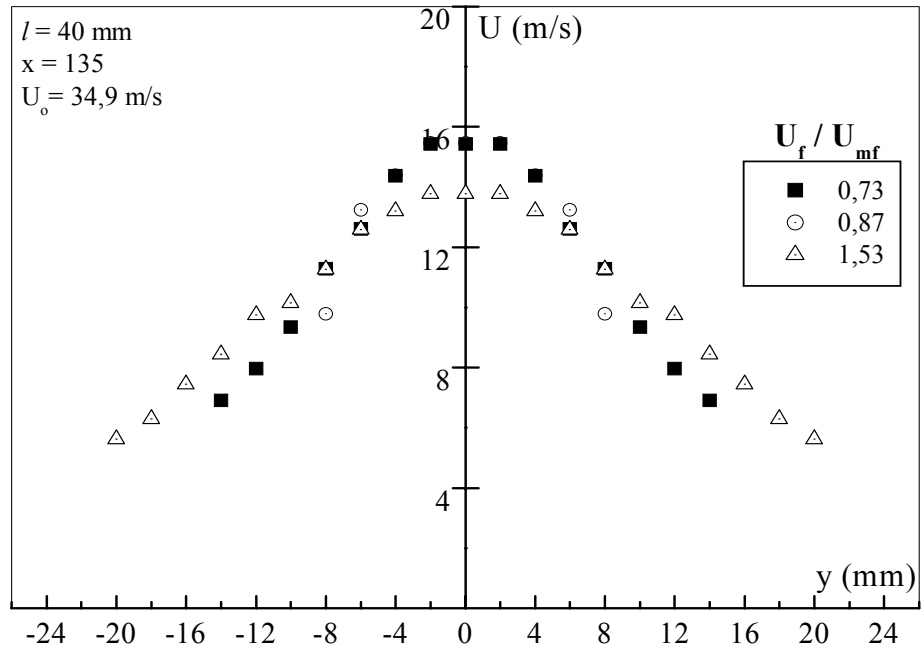
Nous pouvons constater que dans le cas des deux injecteurs de longueurs 40 et 80 mm, les profils de vitesse s'évasent de plus en plus avec la vitesse d'aération du lit ; ce qui indique que le débit massique du jet est proportionnel à cette dernière. Alors que dans le cas de l'injecteur de longueur 0 mm (figure III.21.d), les profils de vitesse s'aplatissent du fait du mélangeage des particules sur toute la section ; le jet ne s'établit pas.



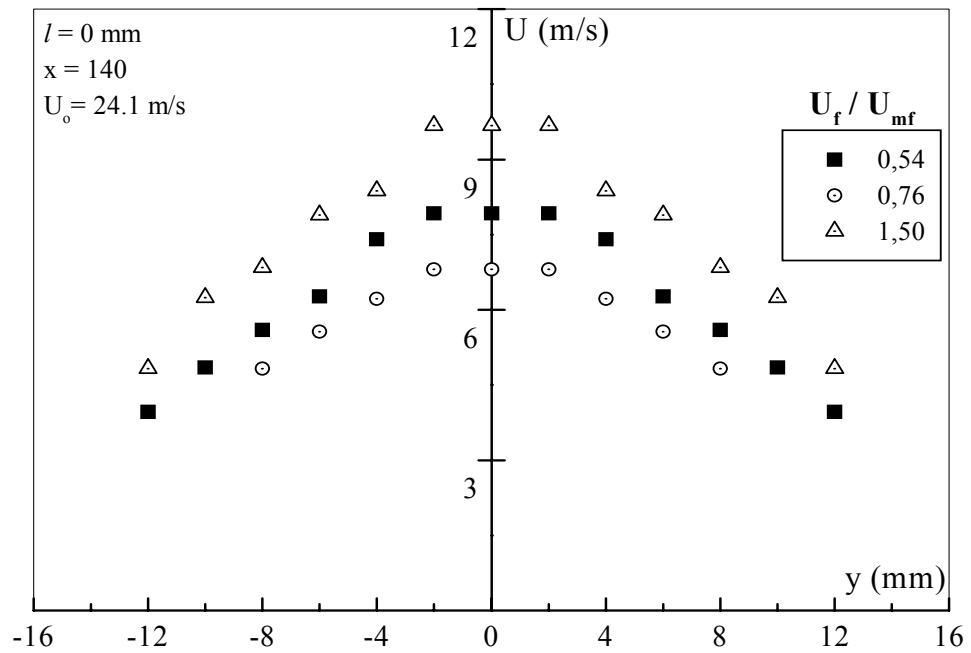
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure III.21 : Effet de l'état d'aération sur l'évolution des profils de vitesse dans le cas des trois injecteurs

### III.3.4. Abscisse caractéristique du jet

L'abscisse caractéristique du jet  $y_{1/2}$ , définie comme étant la distance à l'axe telle que la vitesse du jet est égale à la moitié de sa valeur maximale  $U_m$  est obtenue par lecture directe sur la courbe représentant l'évolution de la vitesse locale du jet en fonction de l'abscisse transversale  $y$ .

La figure III.22 montre dans le cas de l'injecteur de longueur  $l = 0$  mm, l'évolution de l'abscisse caractéristique du jet en fonction de la côte  $x$  pour plusieurs états du lit, et ce dans la zone principale du jet.

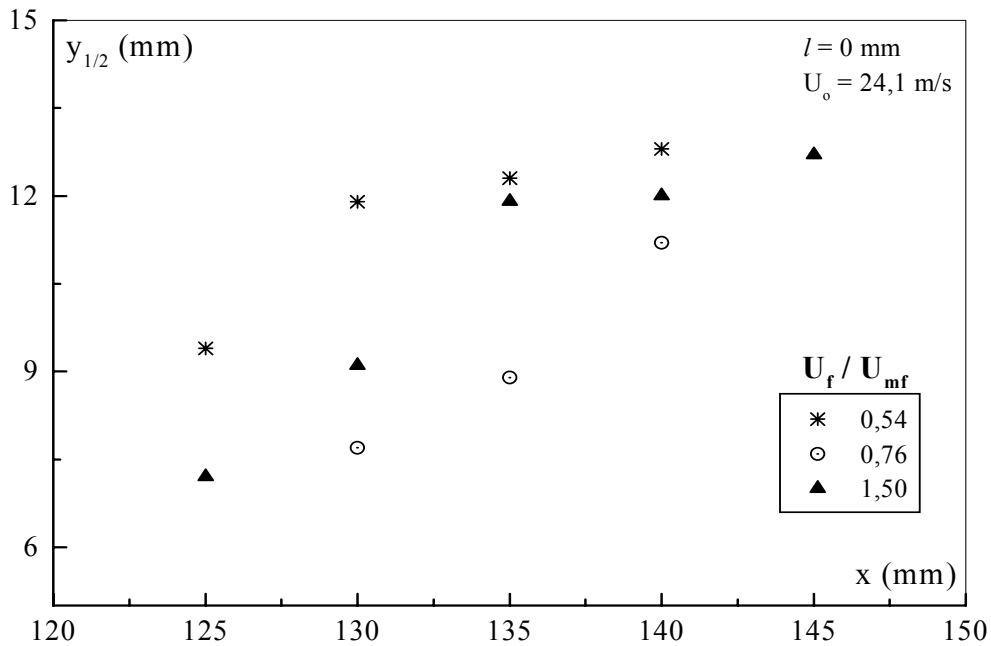


Figure III.22 : Evolution de l'abscisse caractéristique du jet en milieu particulaire

L'abscisse caractéristique du jet est une fonction linéaire croissante de la côte  $x$ . Nous avons trouvé des valeurs voisines du demi-angle (tableau III.7) estimé à partir de l'équation de **Merry [55]** et qui est de l'ordre de  $15^\circ$  selon les conditions opératoires relatives à notre étude. Ces résultats qui n'ont pas une tendance claire reflètent le comportement aléatoire fondamental de l'écoulement au sein d'un jet en milieu particulaire.

Nous constatons également d'après la figure III.23 que la longueur de l'injecteur influe sur la valeur du demi-angle du jet. En effet, la présence d'une masse supplémentaire de particules au-dessus de l'injecteur réduit le demi-angle du jet évalué à  $12,7^\circ$  dans le cas de l'injecteur  $l = 40$  mm et  $5,6^\circ$  dans le cas de l'injecteur  $l = 0$  mm, étant donné que la hauteur du lit au-dessus de l'orifice du jet est inversement proportionnelle à la longueur de l'injecteur.

Parmi l'ensemble de nos essais, il s'est présenté certains cas où les pentes des abscisses caractéristiques sont négatives (Figure III.24). **Badirou [5]** a observé le même phénomène qu'il a expliqué par le fait que la pente suffirait qu'elle soit inférieure à zéro pour qu'il ait confinement du jet.

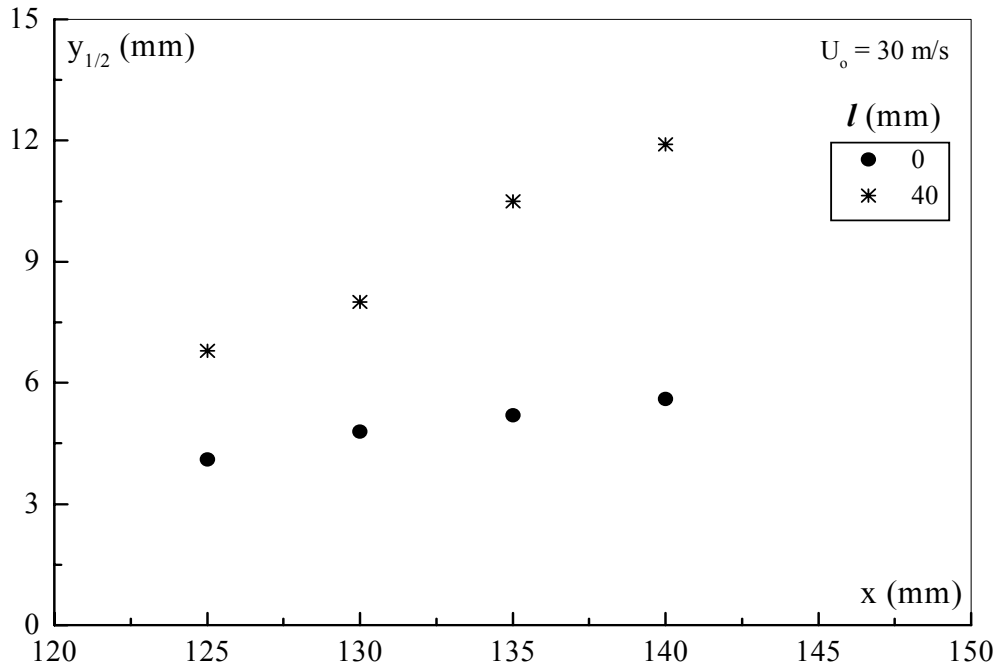


Figure III.23 : Influence de la longueur de l'injecteur sur l'évolution de l'abscisse caractéristique dans un lit aéré

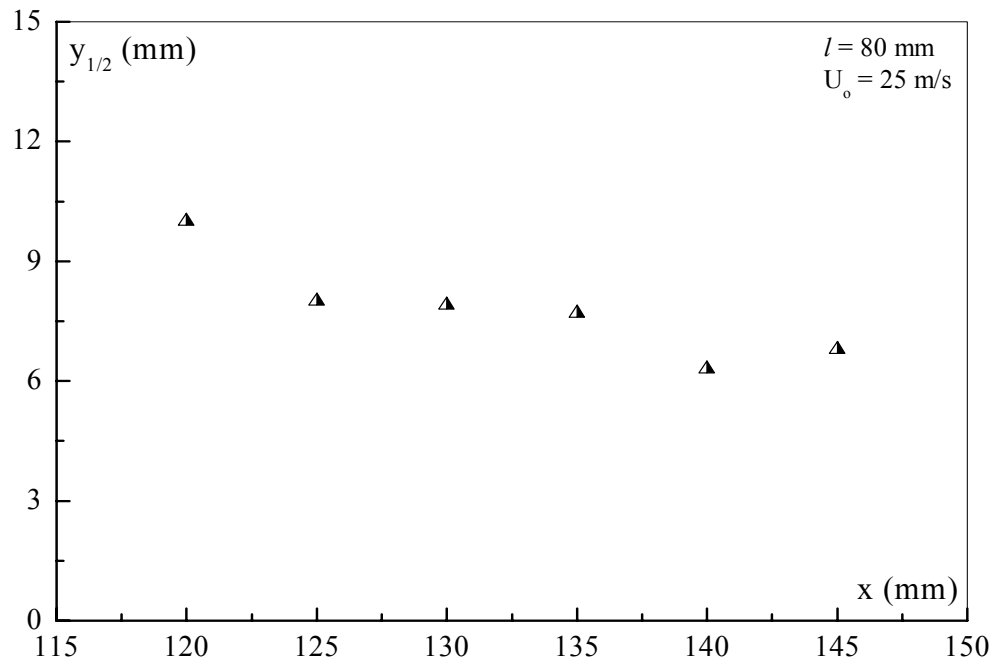


Figure III.24 : Evolution de l'abscisse caractéristique du jet dans un lit aéré

Tableau III.7 : Evolution de l'abscisse caractéristique dans le cas des trois injecteurs étudiés

$l = 0$ mm			$l = 40$ mm			$l = 80$ mm		
$U_f/U_{mf}$	$U_o$ (m/s)	$\theta_{1/2}$ (°)	$U_f/U_{mf}$	$U_o$ (m/s)	$\theta_{1/2}$ (°)	$U_f/U_{mf}$	$U_o$ (m/s)	$\theta_{1/2}$ (°)
<b>0,54</b>	24,1	12,0	<b>0,73</b>	25,0	17,4	<b>0,49</b>	20,2	–
	29,7	5,6		29,9	12,7		25,0	–
	34,9	–		35,6	11,3		30,2	4,8
<b>0,76</b>	24,0	19,3	<b>0,87</b>	24,7	38,3	<b>0,92</b>	20,3	13,0
	29,4	5,7		29,4	25,2		24,3	12,8
	34,8	12,6		34,6	12,7		30,0	16,7
<b>1,50</b>	24,2	15,5	<b>1,53</b>	25,3	8	<b>1,50</b>	20,2	–
	30,3	–		29,8	16,7		25,0	11,6
	34,8	20,8		34,4	27,2		30,2	18,8

### III.3.5. Vitesse maximale sur l'axe du jet

Afin de mieux caractériser l'évolution de la vitesse maximale sur l'axe du jet, notre choix s'est porté sur la variation du paramètre adimensionnel  $U_m/U_o$  plutôt que  $U_m$ .

Selon la littérature [5], ce paramètre semble indépendant de la vitesse initiale du jet et a une tendance linéaire dans la zone principale du jet. L'expression équivalente est :

$$\frac{U_m}{U_o} = \lambda \cdot \frac{d_o}{x} \quad \text{(III-5)}$$

La figure III.25 illustre l'évolution du paramètre adimensionnel  $U_m/U_o$  en fonction de l'inverse de la côte  $x$ , dans le cas de l'injecteur de longueur  $l = 80$  mm, pour 3 vitesses d'aération du lit. Les droites obtenues sont quasi parallèles ; la valeur moyenne de  $\lambda$  dans ce cas est de l'ordre de 3,64. Cette valeur est estimée à 3,85 par **Yang et Keairns [80]**.

Dans la plupart de nos essais, nous avons remarqué que la valeur de  $\lambda$  n'est pas affecté par la longueur de l'injecteur (Figure III.26). Nous pouvons conclure que la hauteur du lit de particules de sable au dessus de l'orifice du jet n'affecte pas la valeur de la constante  $\lambda$ . Néanmoins, nous avons constaté dans certains cas que plus la longueur de l'injecteur augmente, plus la valeur de la constante  $\lambda$  augmente légèrement.

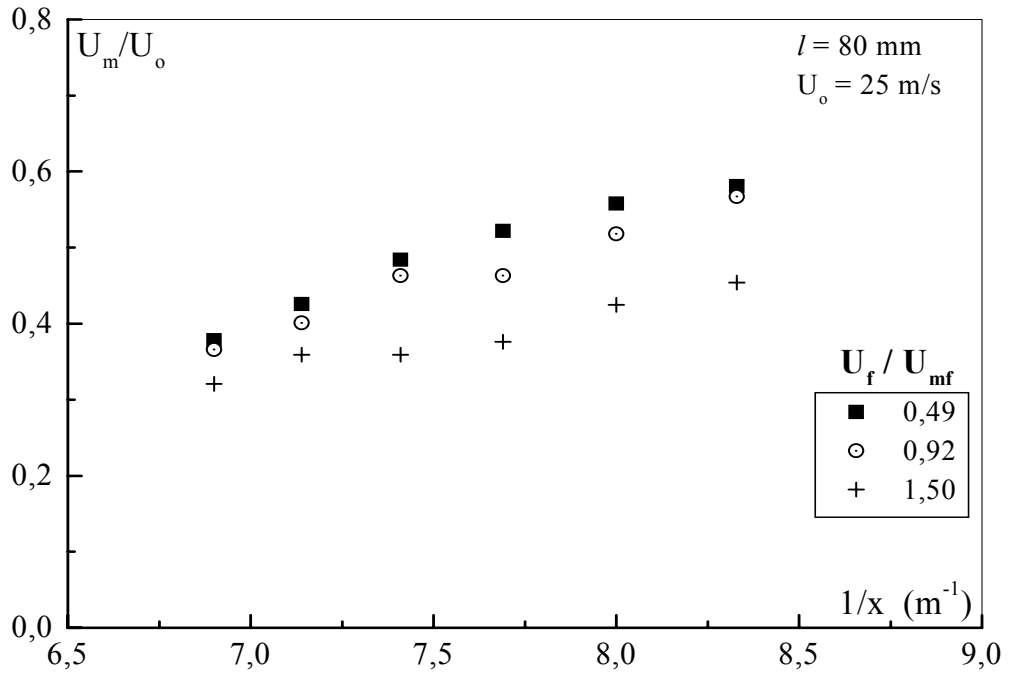


Figure III.25 : Evolution de  $U_m/U_o$  en fonction de la côte  $x$  en milieu particulaire

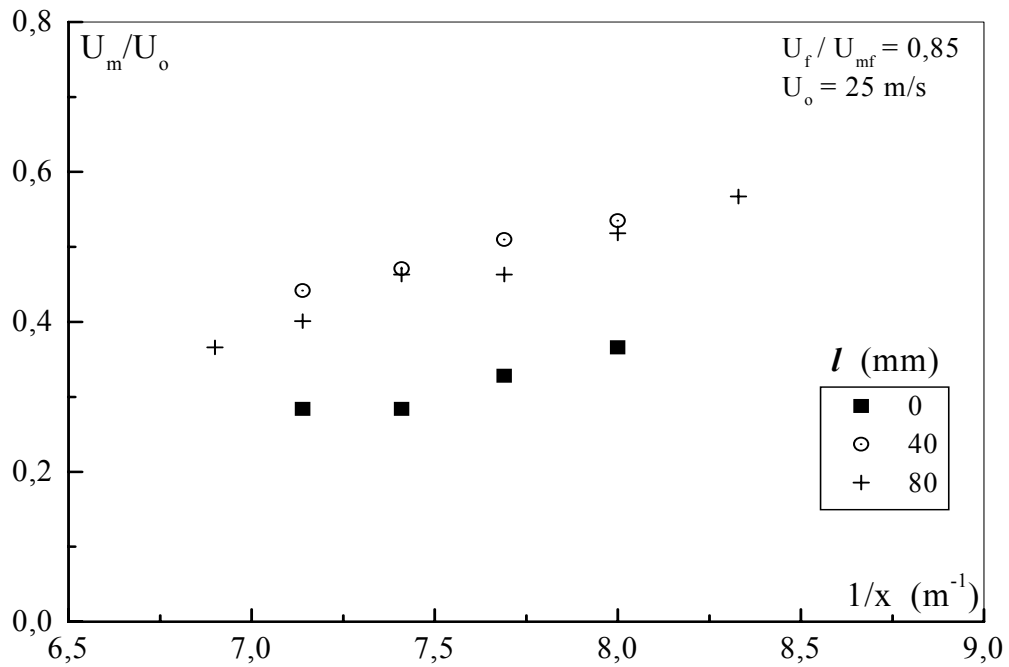


Figure III.26 : Influence de la longueur de l'injecteur sur l'évolution de  $U_m/U_o$  en fonction de la côte  $x$  en milieu particulaire

### III.3.6. Autosimilitude des profils réduits de vitesse

Sur les figures III.27 (a, b et c), nous avons représenté sur plusieurs plans de la colonne, l'évolution de la vitesse réduite  $U/U_m$  en fonction de l'abscisse transversale réduite  $y/y_{1/2}$ , et ceci pour différents états d'aération du lit et dans le cas des trois injecteurs étudiés. Les courbes obtenues se superposent formant ainsi une courbe gaussienne unique, montrant l'autosimilitude des profils de vitesse dans la zone principale du jet.

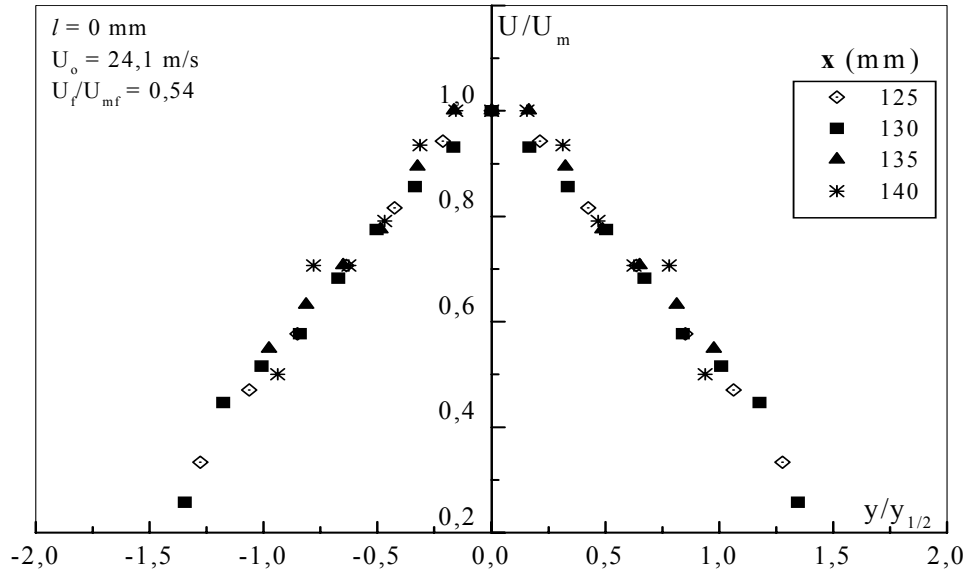


Figure III.27-a) : Autosimilitude des profils réduits de vitesse en lit aéré suivant l'axe du jet

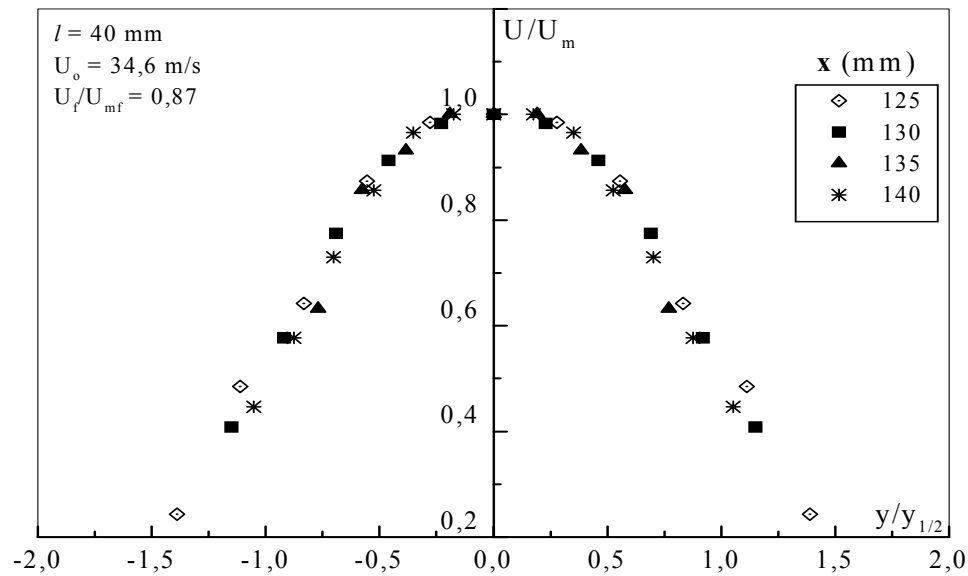


Figure III.27-b) : Autosimilitude des profils réduits de vitesse en lit préfluidisé suivant l'axe du jet

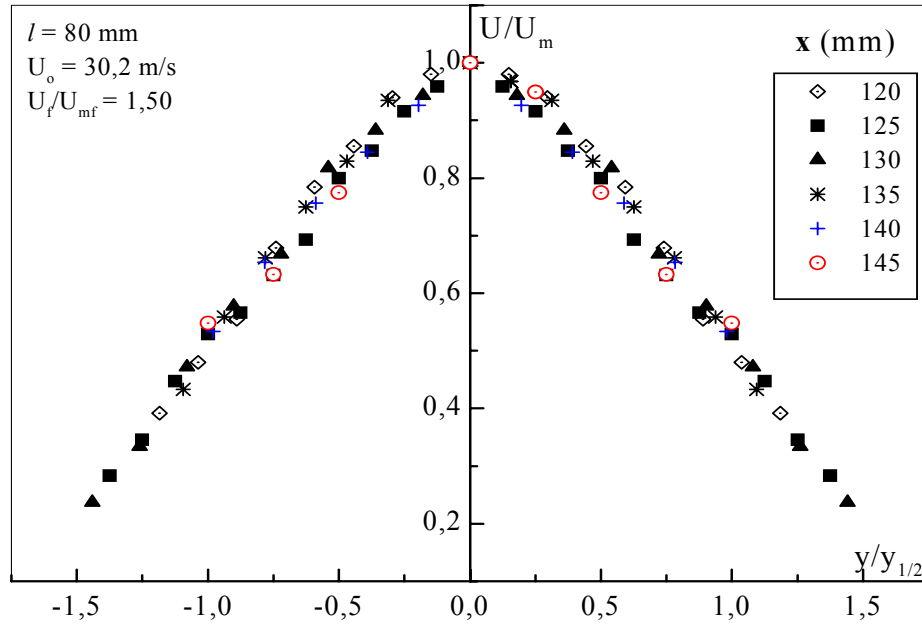


Figure III.27-c) : Autosimilitude des profils réduits de vitesse en lit fluidisé suivant l'axe du jet

Les figures III.28 (a, b et c) montrent de la même manière l'autosimilitude des profils réduits de vitesse suivant différentes valeurs de la vitesse initiale du jet.

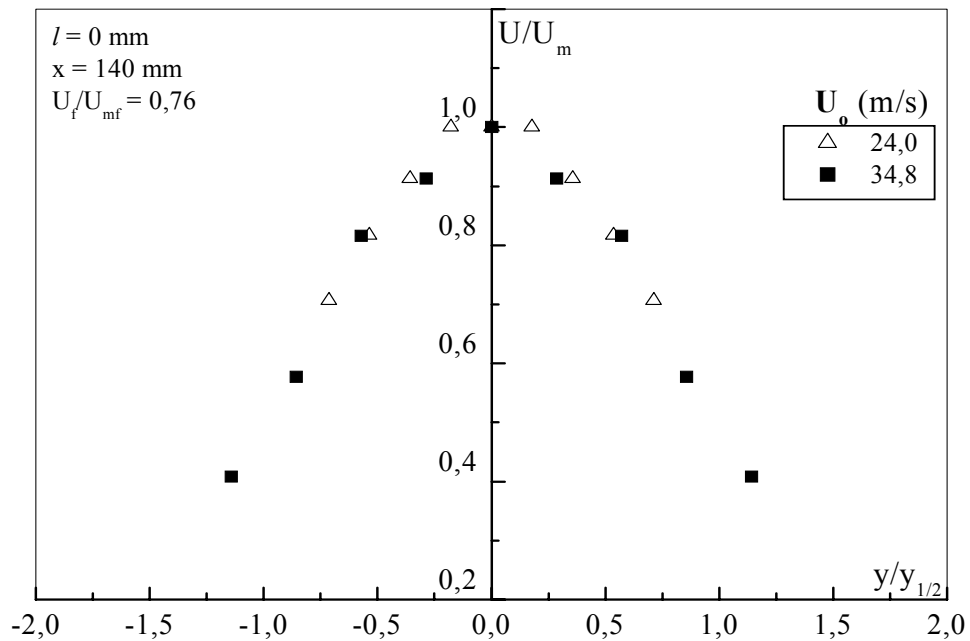


Figure III.28-a) : Autosimilitude des profils réduits de vitesse suivant la vitesse initiale du jet (Injecteur  $l = 0 \text{ mm}$ )

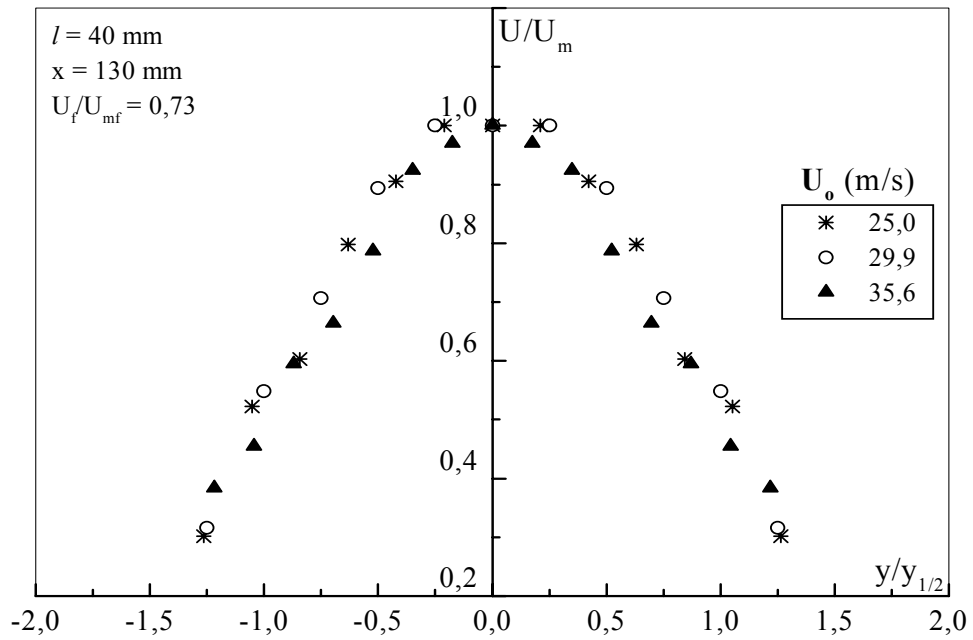


Figure III.28-b) : Autosimilitude des profils réduits de vitesse suivant la vitesse initiale du jet (Injecteur  $l = 40$  mm)

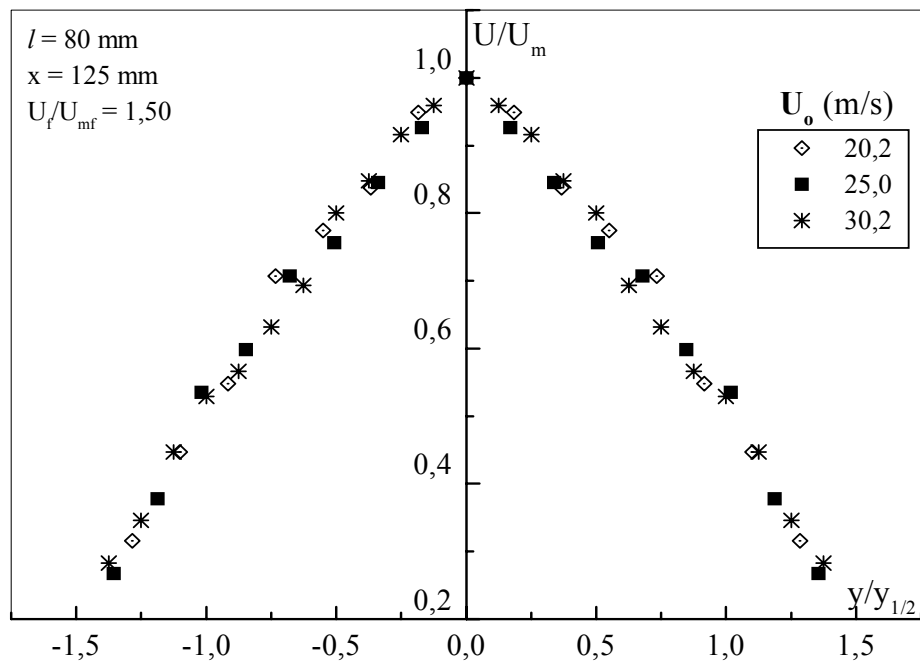


Figure III.28 : Autosimilitude des profils réduits de vitesse suivant la vitesse initiale du jet (Injecteur  $l = 80$  mm)

De même, nous avons illustré sur les figures III.29 (a, b, c, d et e) l'influence de la longueur de l'injecteur sur l'autosimilarité des profils réduits de vitesse, pour une certaine valeur de la vitesse initiale du jet et pour un état d'aération du lit.

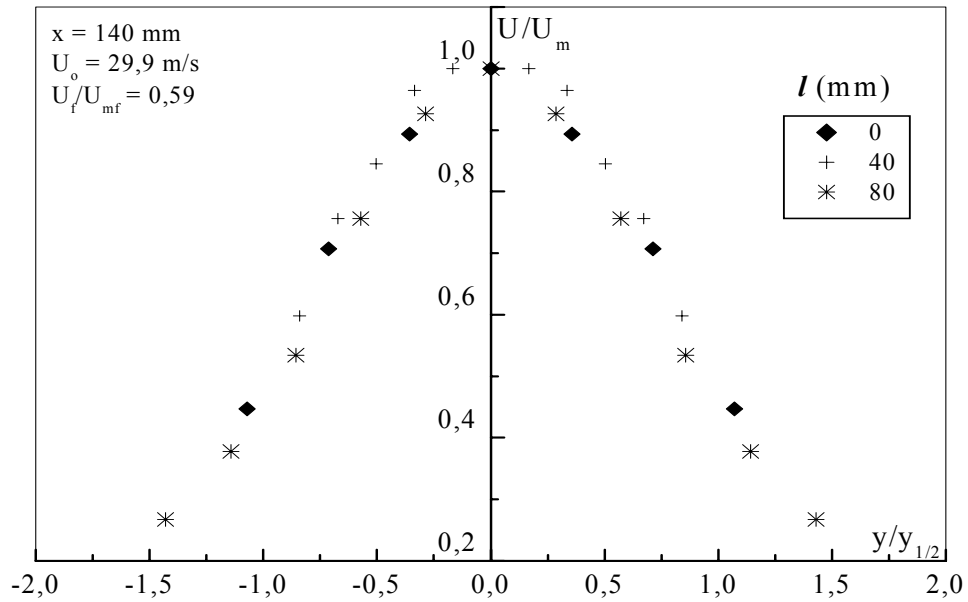


Figure III.29-a) : Autosimilarité des profils réduits de vitesse en lit aéré suivant la longueur de l'injecteur

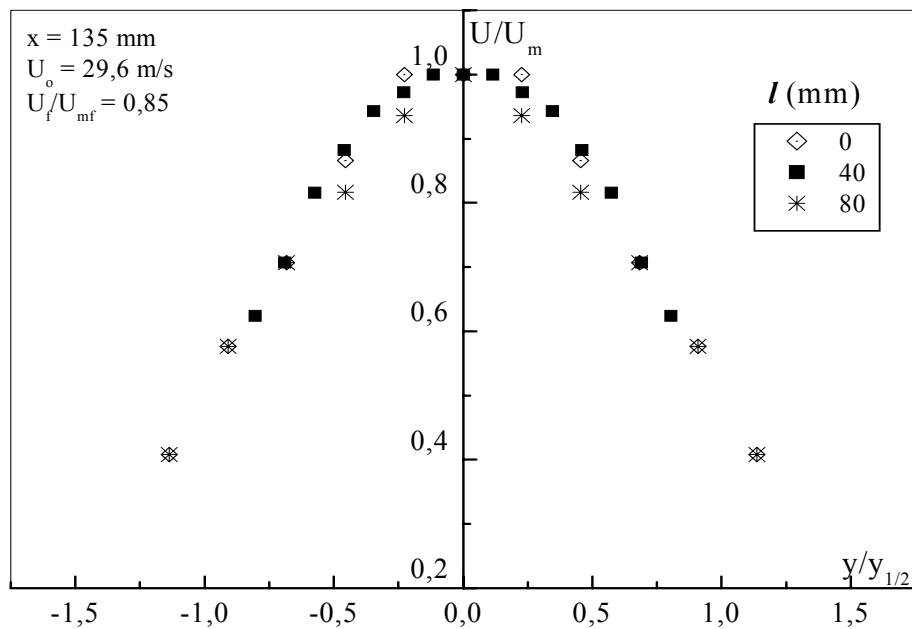


Figure III.29-b) : Autosimilarité des profils réduits de vitesse en lit préfluidisé suivant la longueur de l'injecteur

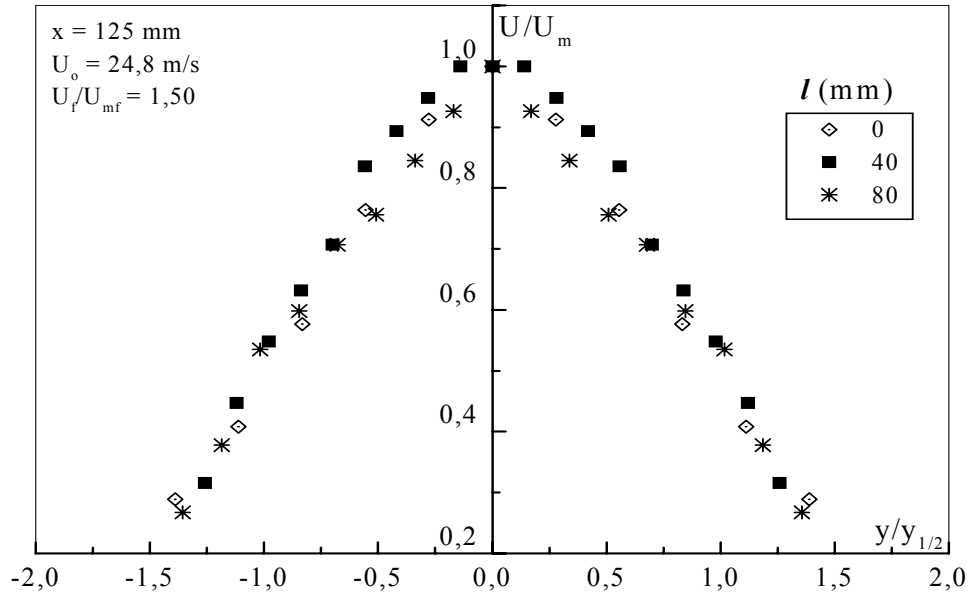


Figure III.29-c) : Autosimilitude des profils réduits de vitesse en lit fluidisé suivant la longueur de l'injecteur

Les figures III.30 (a, b et c) représentent l'autosimilitude des profils réduits de vitesse pour différents états du lit. Cette propriété se conserve donc même suivant différents états d'aération du lit.

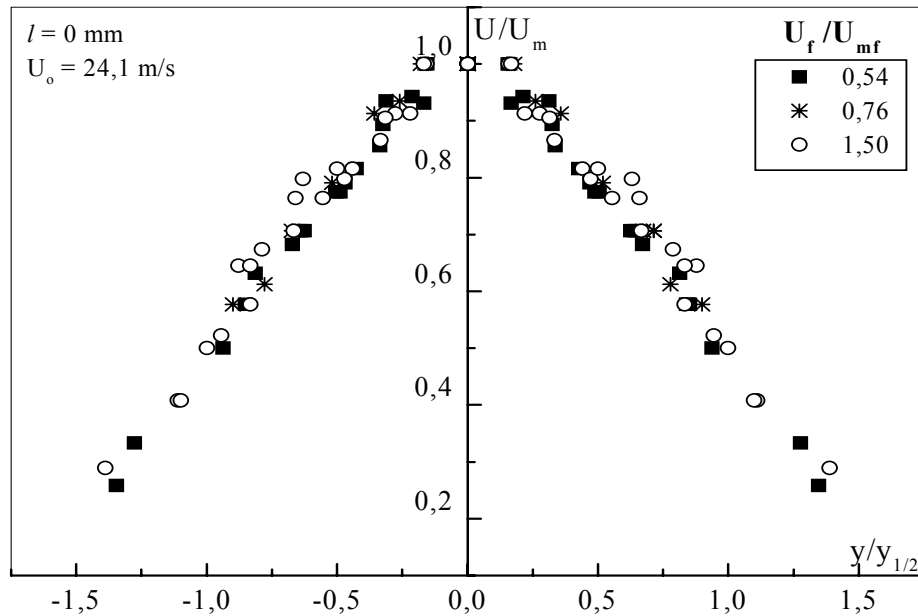


Figure III.30-a) : Autosimilitude des profils réduits de vitesse pour différents états du lit (Injecteur  $l = 0 \text{ mm}$ )

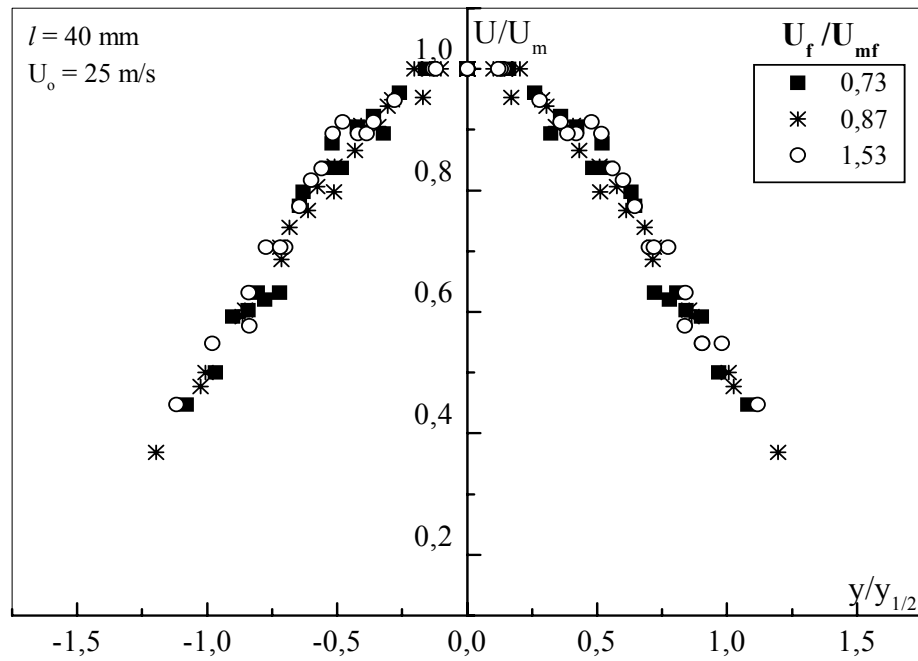


Figure III.30-b) : Autosimilitude des profils réduits de vitesse pour différents états du lit (Injecteur  $l = 40$  mm)

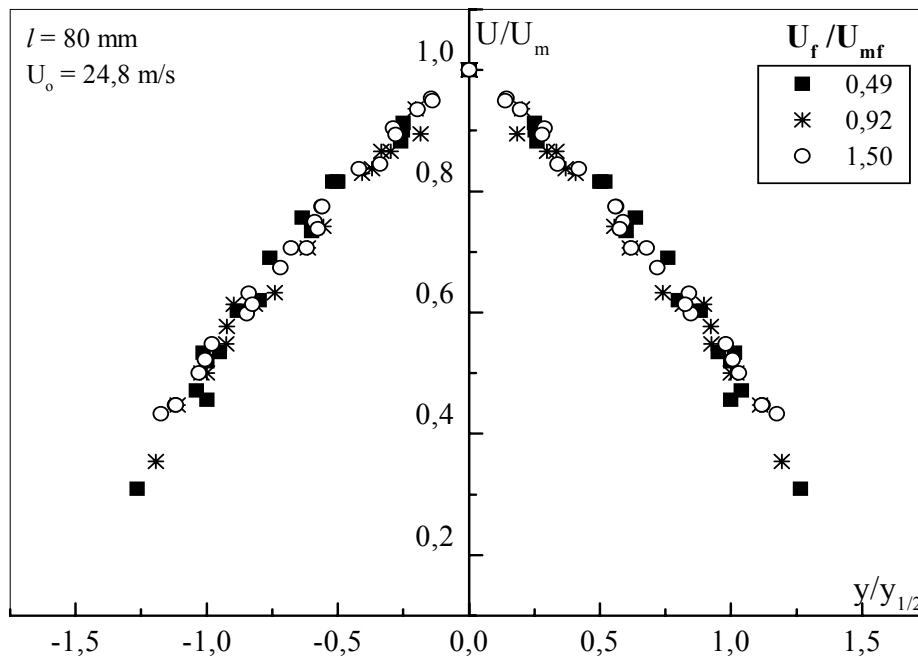


Figure III.30-c) : Autosimilitude des profils réduits de vitesse pour différents états du lit (Injecteur  $l = 80$  mm)

La propriété de l'autosimilarité des profils réduits de vitesse est confirmée par l'analogie des valeurs expérimentales des vitesses et celles obtenues par les corrélations de Gauss et Schlichting, comme le montrent les figures III.31 (a, b et c). Ce résultat indique que l'écoulement du jet en milieu particulaire est bien décrit par ces deux modèles indépendamment de l'état d'aération.

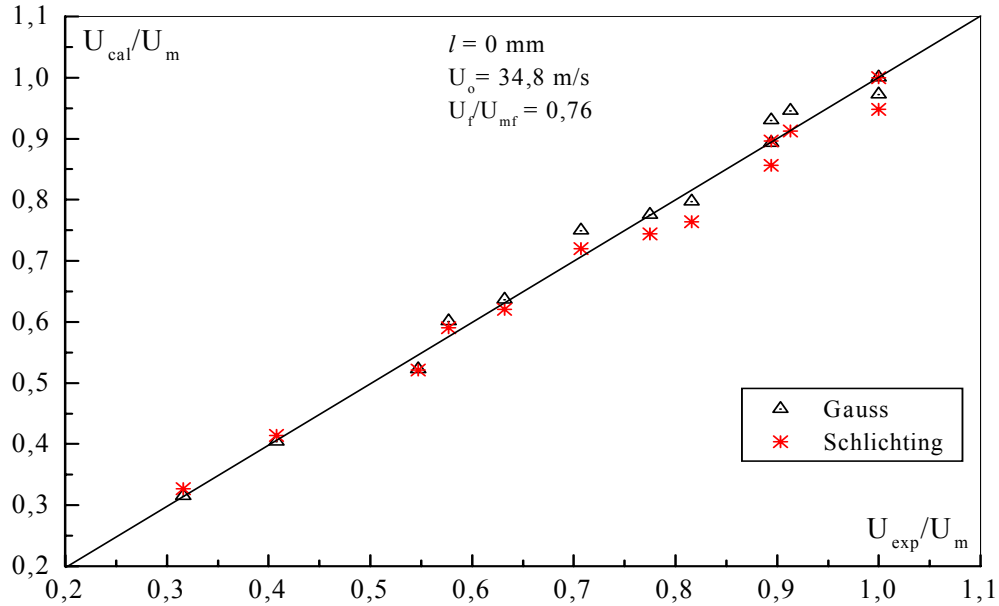


Figure III.31-a) : Comparaison des vitesses réduites expérimentales avec celles obtenues par les corrélations de Gauss et de Schlichting (Injecteur  $l = 0 \text{ mm}$ )

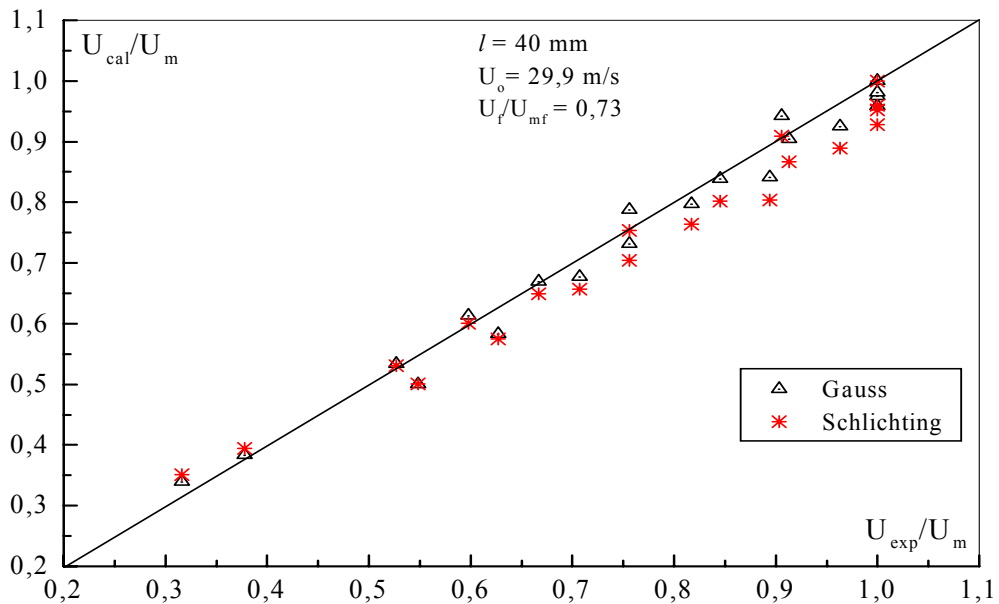


Figure III.31-b) : Comparaison des vitesses réduites expérimentales avec celles obtenues par les corrélations de Gauss et de Schlichting (Injecteur  $l = 40 \text{ mm}$ )

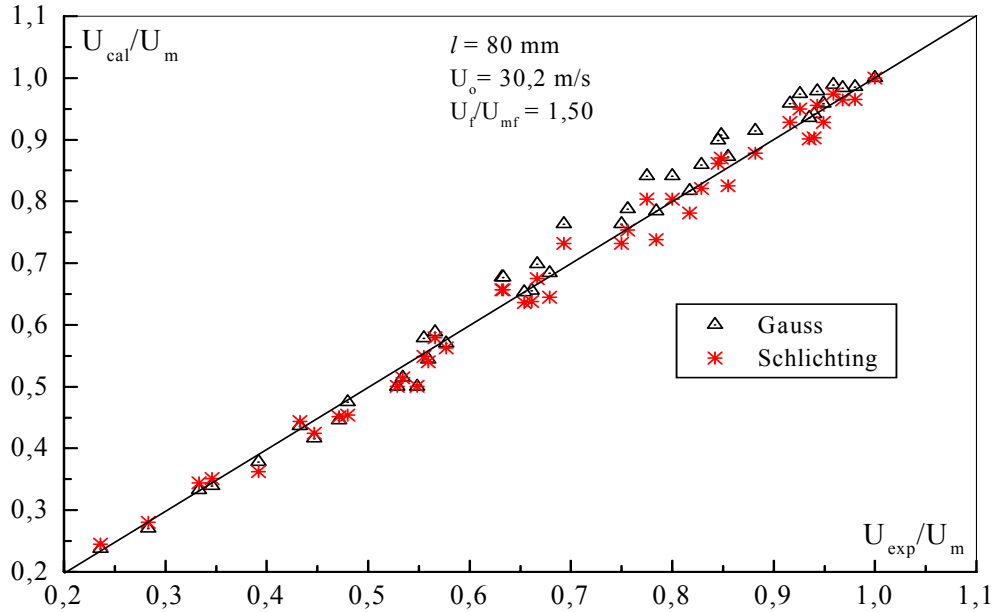


Figure III.31-c) : Comparaison des vitesses réduites expérimentales avec celles obtenues par les corrélations de Gauss et de Schlichting (Injecteur  $l = 80$  mm)

D'après la figure III.32, nous remarquons que les rapports  $U_{\text{exp}}/U_m$  expérimentaux sont assez proches de ceux calculés à l'aide de l'approximation de Gauss, et ce pour différents états du lit. L'écart entre les valeurs de ces deux rapports est dans l'intervalle de tolérance admissible (8% maximum) vu que les vitesses du gaz ont été mesurées à 6 % d'erreur et que les vitesses réduites à 10 % d'erreur (les détails sont donnés en Annexe VI).

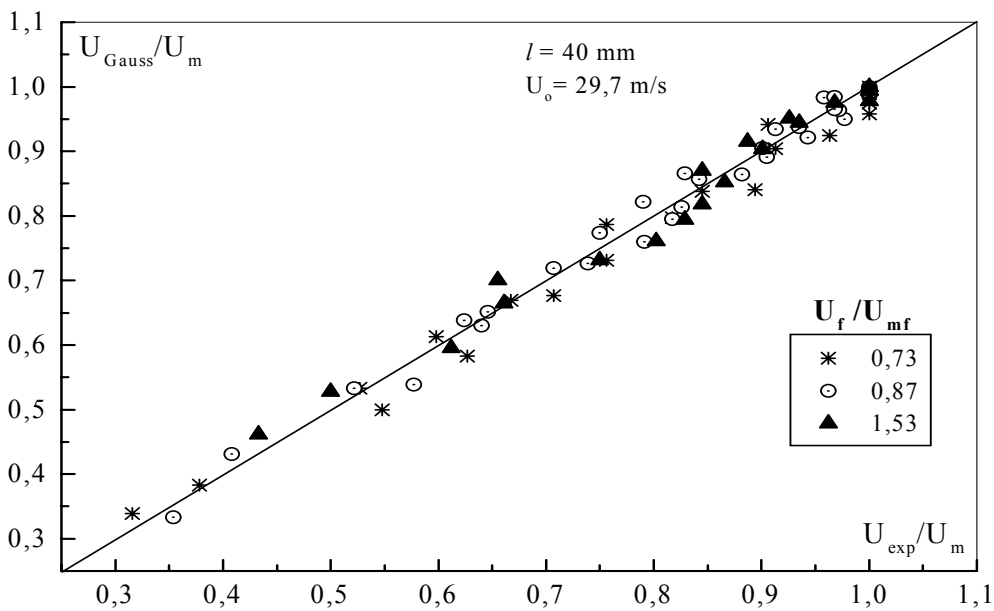


Figure III.32 : Evolution de  $U_{\text{Gauss}}/U_m$  en fonction de  $U_{\text{exp}}/U_m$  pour différents états du lit

Nous avons, en plus, représenté sur les figures III.33 (a, b et c) l'évolution des rapports  $U_{\text{exp}}/U_m$  expérimentaux en fonction de ceux calculés à l'aide de l'approximation de Gauss dans le cas des trois injecteurs étudiés. Les mêmes résultats sont obtenus dans ce cas.

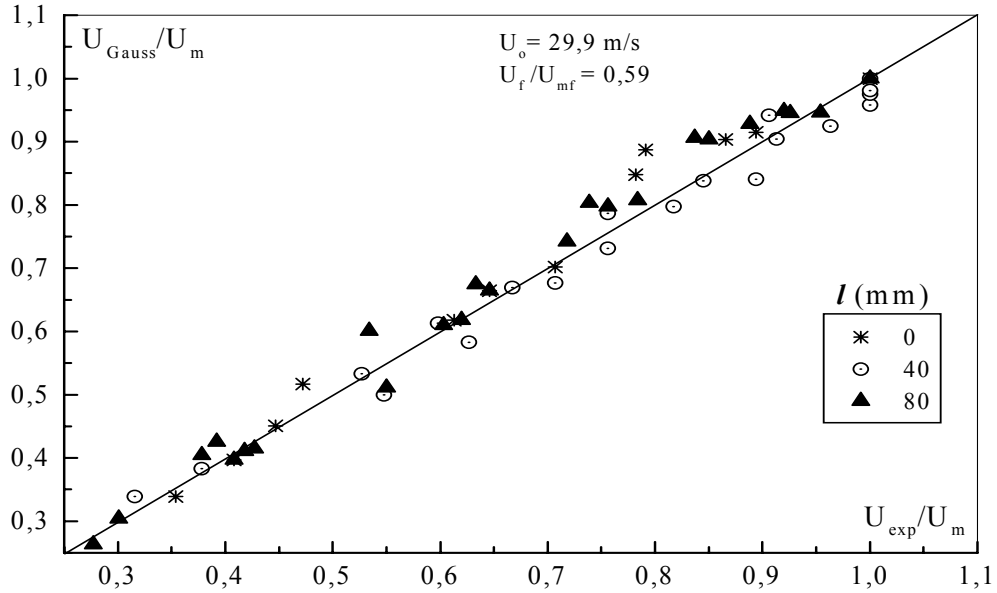


Figure III.33-a) : Evolution de  $U_{\text{Gauss}}/U_m$  en fonction de  $U_{\text{exp}}/U_m$  en lit aéré pour différentes longueurs de l'injecteur

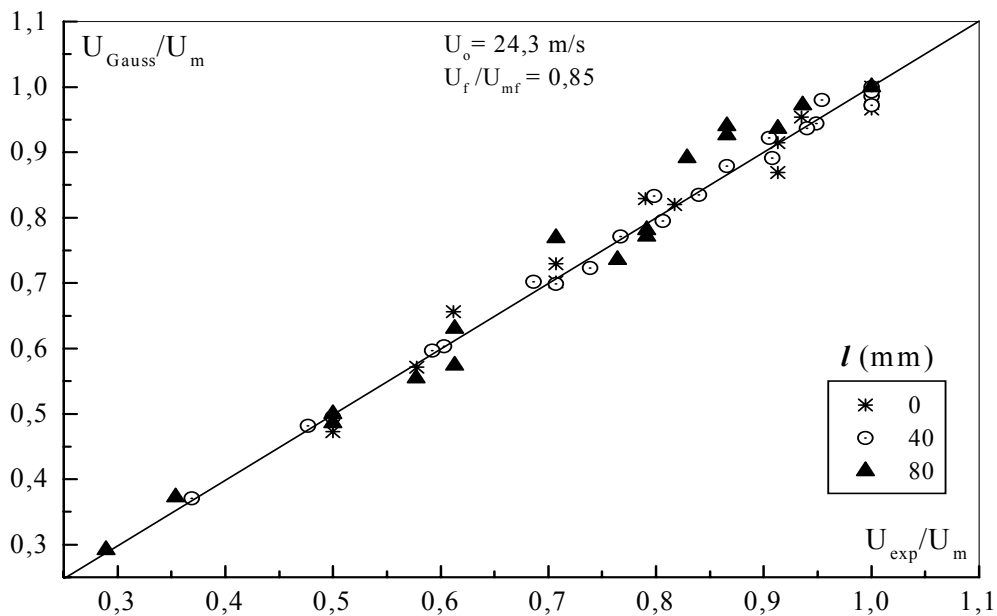


Figure III.33-b) : Evolution de  $U_{\text{Gauss}}/U_m$  en fonction de  $U_{\text{exp}}/U_m$  en lit préfluidisé pour différentes longueurs de l'injecteur

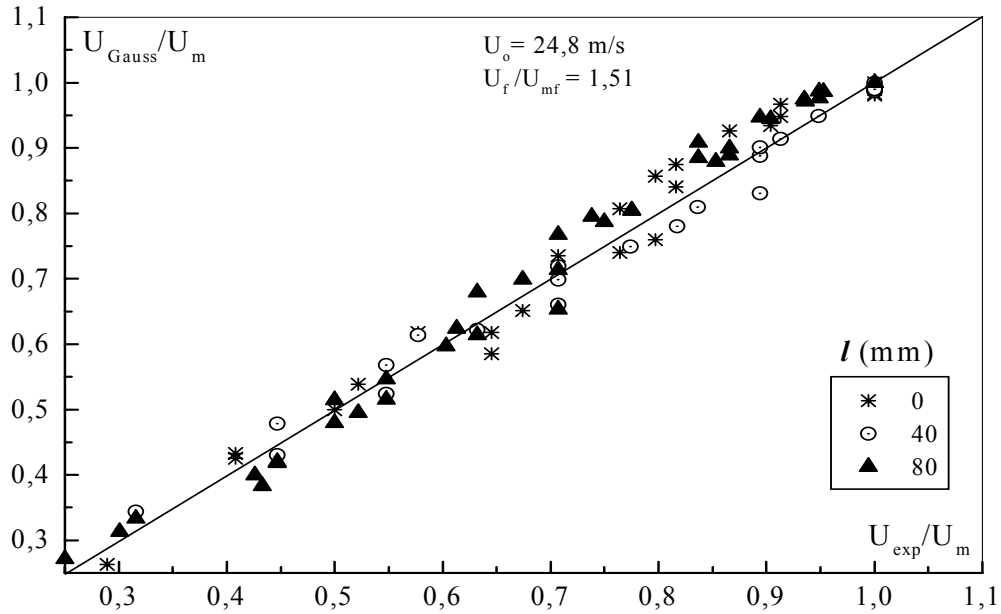


Figure III.33-c) : Evolution de  $U_{Gauss}/U_m$  en fonction de  $U_{exp}/U_m$  en lit fluidisé pour différentes longueurs de l'injecteur

L'écart admissible trouvé dans la représentation des vitesses réduites calculées depuis l'expression de Gauss en fonction de celles de l'expérience, nous incite à choisir cette expression pour le calcul du débit massique du jet et le flux de quantité de mouvement.

Le débit massique du jet, ainsi que le flux de quantité de mouvement, sont des caractéristiques importantes à déterminer, afin de mieux comprendre le phénomène de dissipation du jet dans un milieu particulaire. Ces caractéristiques sont directement liées au deux paramètres  $U_m$  et  $y_{1/2}$ ; la difficulté de mesure de l'abscisse caractéristique d'où le demi-angle du jet affecte de près les résultats obtenus.

### III.3.7. Evolution du débit massique du jet

Le débit massique du jet à travers une section droite de la colonne est donné par l'expression suivante :

$$q(x) = \int_0^R 2\pi \rho_g y U(x, y) dy \quad \text{(III-6)}$$

Si le profil de vitesse peut être approximé par l'expression de Gauss :

$$U(x, y) = U_m \exp \left[ -Ln2 \left( \frac{y}{y_{1/2}} \right)^2 \right] \quad \text{(III-7)}$$

Le débit massique du jet est donc :

$$q(x) = \frac{\pi \rho_g U_m(x) y_{1/2}^2}{Ln2} \quad \text{(III-8)}$$

Dans la plupart de nos essais et suivant les trois injecteurs étudiés, nous observons une augmentation dans le débit massique du jet en s'éloignant de l'injecteur indépendamment de la vitesse d'aération du lit et de la vitesse du jet. La figure III.34 illustre l'évolution du débit massique du jet dans le cas de l'injecteur de longueur 40 mm.

Ce résultat est similaire à ceux obtenus par les travaux antérieurs [2, 5], dans le cas du jet libre seulement, ce qui se traduit par le fait que le jet entraîne dans son mouvement l'air périphérique ambiant. Néanmoins, nous observons certains cas où le débit massique du jet diminue en fonction de la côte x.

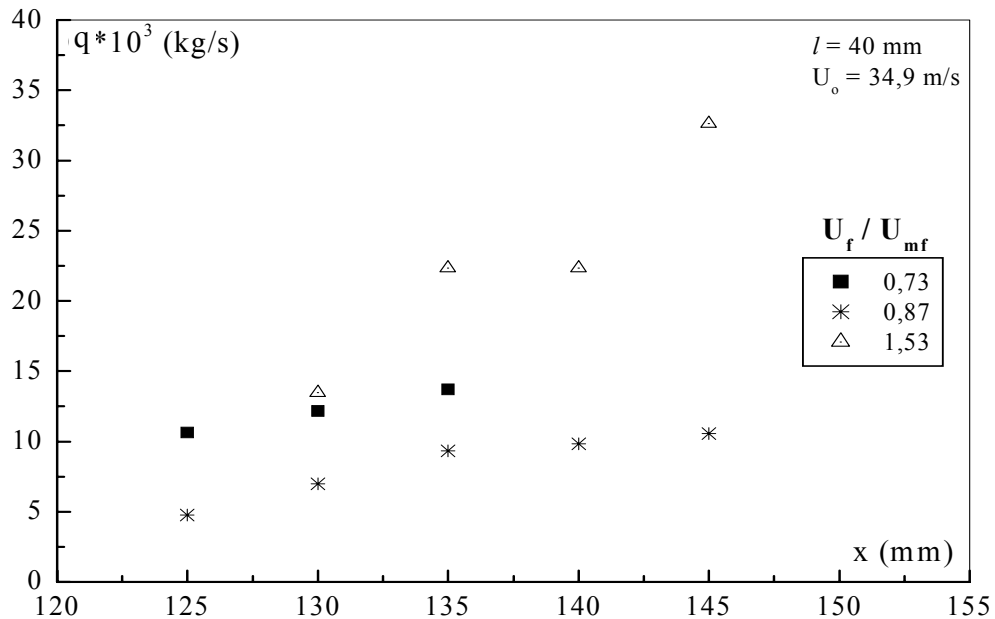


Figure III.34 : Evolution du débit massique du jet en milieu particulaire

### III.3.8. Evolution du flux de quantité de mouvement du jet

Le flux de quantité de mouvement traversant une section droite de la colonne est donné par l'expression :

$$M(x) = 2\pi\rho_g \int_0^R y U^2(x, y) dy \quad (III-9)$$

Avec l'hypothèse que le profil de vitesse peut être approximé par l'expression de Gauss, le flux de quantité de mouvement est alors exprimé par :

$$M(x) = \frac{\pi \rho_g U_m^2(x) y_{1/2}^2}{2Ln2} \quad (III-10)$$

Les résultats obtenus montrent que le flux de quantité de mouvement se conserve le long de l'abscisse longitudinale. Les figures III.35 (a, b et c) illustrent l'évolution du flux de quantité de mouvement en fonction de la côte x pour chaque injecteur étudié.

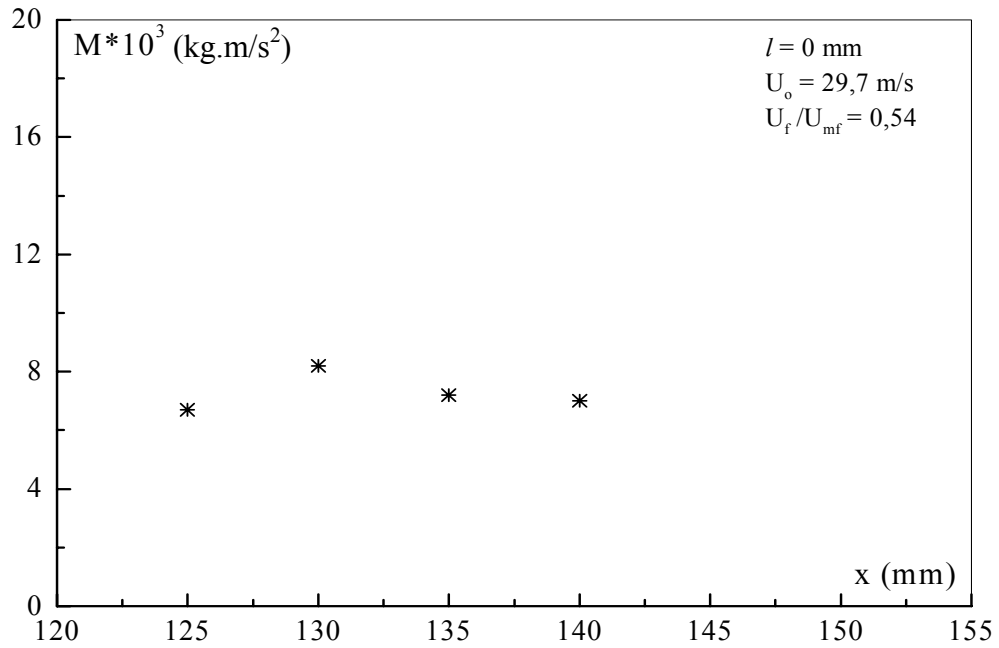


Figure III.35-a) : Evolution du flux de quantité de mouvement en milieu particulaire (Injecteur  $l = 0$  mm)

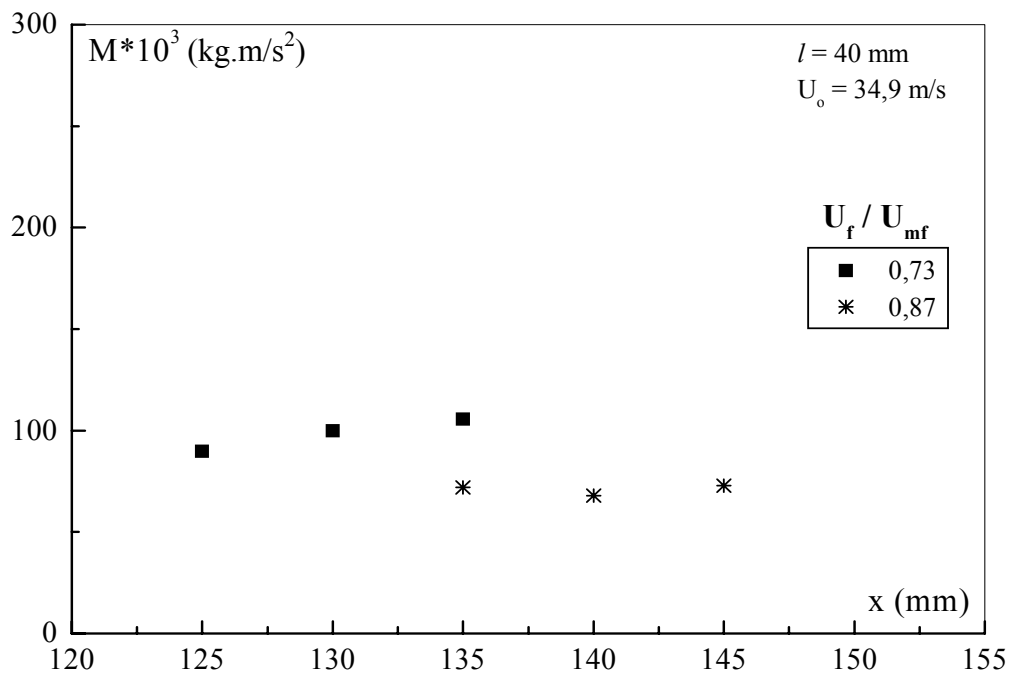


Figure III.35-b) : Evolution du flux de quantité de mouvement en milieu particulaire (Injecteur  $l = 40$  mm)

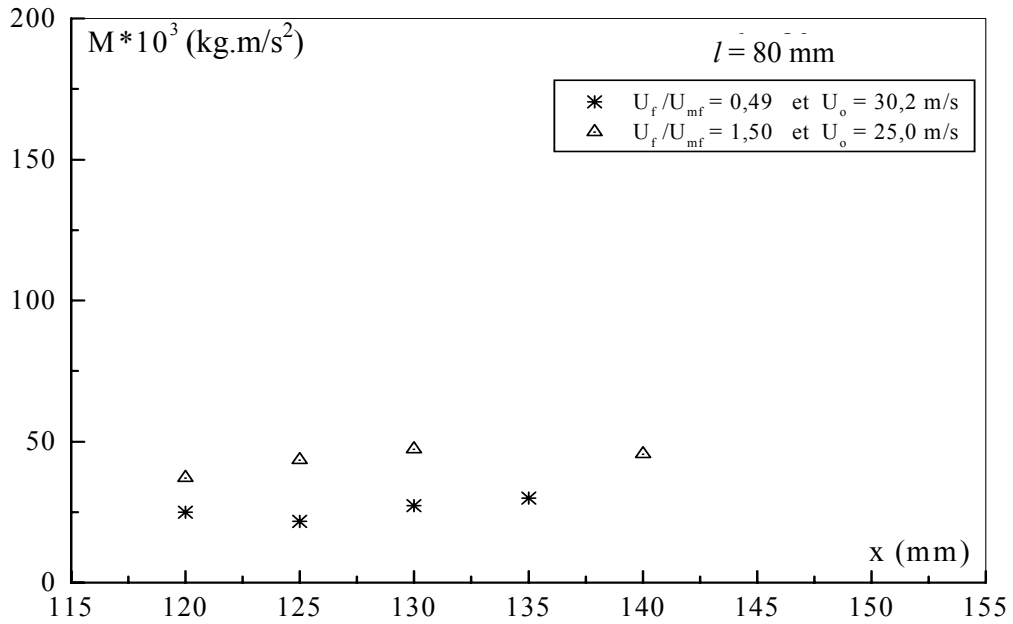


Figure III.35-c) : Evolution du flux de quantité de mouvement en milieu particulaire (Injecteur  $l = 80$  mm)

Nous présentons dans la figure III.35 une comparaison entre les valeurs du flux de quantité de mouvement calculées par l'approximation de Gauss avec celles calculées par la méthode des trapèzes pour la résolution de l'équation III.9.

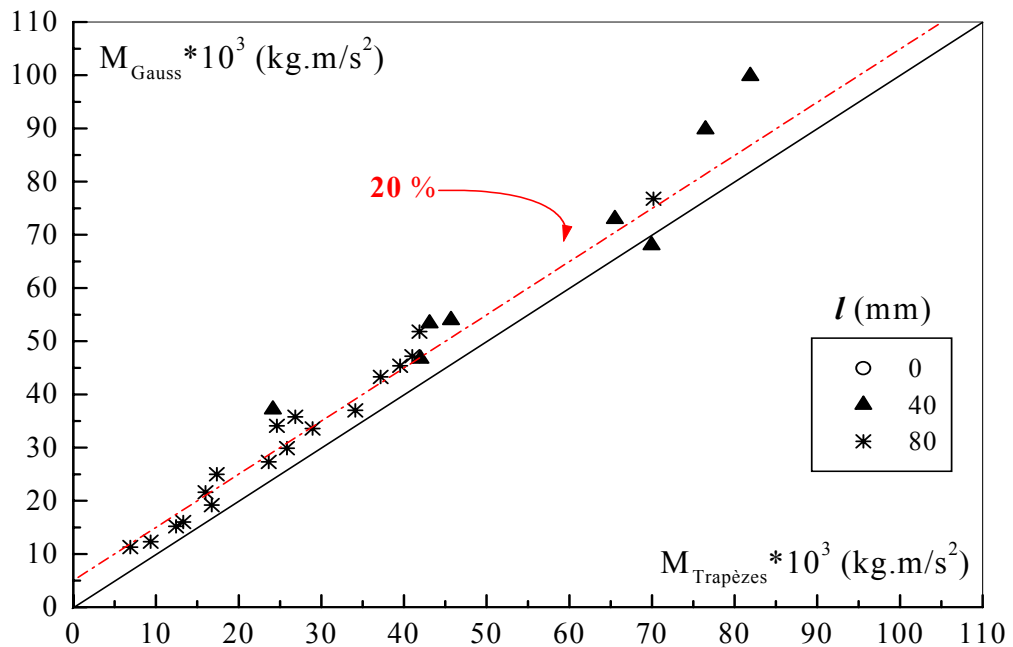


Figure III.35 : Comparaison des valeurs du flux de quantité de mouvement par la méthode des trapèzes et celle de l'approximation de Gauss

Nous constatons d'après l'écart moyen observé (20%) que le choix de l'utilisation de l'approximation de Gauss dans nos calculs est justifié, ce qui est prévisible étant donné qu'expérimentalement nous ne pouvons pas balayer tout le domaine de l'abscisse transversale variant du centre à la périphérie de la colonne ( $0 \leq y < R$ ), vu que la sonde de Pitot ne peut mesurer que des vitesses supérieures à 5 m/s.

Nous pouvons conclure dans cette partie, que l'autosimilarité des profils réduits de vitesse est une propriété intrinsèque en écoulement établi des jets en milieu particulaire, indépendamment de l'abscisse longitudinale, la longueur de l'injecteur, la vitesse du jet et l'état d'aération du lit.

Les vitesses peuvent être déterminées par les modèles de Gauss et de Schisiting, ceci facilite la détermination des vitesses dans les lits à jet, sans avoir recours à l'expérimentation assez difficile à maîtriser surtout dans le cas de particules constituées de sable.

La difficulté des mesures effectuées pour la détermination du flux de particules entraînées n'est pratiquement pas possible pour la plupart de nos essais, ceci revient d'une part aux perturbations produites par les bulles lorsque l'injection et la fluidisation sont fonctionnelles, et d'autre part, à la recirculation des particules dans cette zone qui fausse l'observation et entraîne une sous-estimation de ce flux, étant donné l'étendue de la granulométrie du solide utilisé. Ceci peut être attribué à des mouvements de circulation importants qui sont observés dans la zone au-dessus du jet ; une grande quantité de particules conflue vers le cœur de pénétration du jet, sous l'action de leur propre poids et en raison du mouvement naturel de descente des particules dans un lit fluidisé, et cela hors du sillage des bulles. Ce phénomène a été également observé par **Xuereb et coll. [78]**.

## CONCLUSION GENERALE

Ce travail a été axé sur une étude paramétrique permettant de mieux cerner l'importance de chaque paramètre de fonctionnement sur l'hydrodynamique des jets et une meilleure compréhension du comportement des jets en milieu particulaire.

Dans le cas des jets débouchant dans un milieu particulaire, la caractérisation du phénomène de jet a porté principalement sur la longueur de pénétration du jet, son angle et sa frontière ainsi que l'entraînement du gaz et des particules dans le jet.

Les techniques suivies pour l'obtention de deux caractéristiques importantes du lit à jet, à savoir sa vitesse minimale et la longueur de pénétration, donnent des résultats vérifiés par les différentes corrélations de la littérature. Ces techniques nous ont permis de corréler la longueur de pénétration en fonction de la vitesse initiale du jet. Les résultats obtenus ont montré que l'injecteur de longueur 80 mm est le plus représentatif vu l'écart trouvé par rapport aux corrélations de la littérature.

L'étude de l'expansion du lit de particules de sable a permis de déterminer la vitesse minimale de fluidisation évaluée à 5,8 cm/s, en opérant avec un injecteur dont la section pénétrante dans le lit est de longueur 40 ou 80 mm. L'injecteur débouchant au même niveau que le distributeur ( $l = 0$  mm) présente des valeurs de la vitesse minimale de fluidisation peu différentes des autres injecteurs. Ceci pourrait correspondre au mouvement de la totalité du lit lors de la mise en fluidisation sans la présence d'obstacle caractérisé par la section pénétrante de la canne d'injection. Néanmoins, les valeurs obtenues de la vitesse minimale de fluidisation sont proches des prévisions théoriques. Il est montré aussi que la présence du jet dans un lit de particules solides favorise la fluidisation de celui-ci. Une relation entre la vitesse minimale de fluidisation et la vitesse du jet a été établie sous forme d'une fonction sigmoïdale et ce pour les trois longueurs différentes de la canne d'injection.

Pour la gamme étudiée (15, 17 et 19 kg), nous avons constaté que la masse du lit ne possède aucune influence sur la vitesse minimale de fluidisation. Par contre, son augmentation ralentit l'évolution de la vitesse minimale de fluidisation en présence du jet.

Dans le cas des deux injecteurs de longueurs 40 et 80 mm, les profils de vitesse s'évasent de plus en plus avec la vitesse d'aération du lit ; alors que pour l'injecteur de longueur 0 mm, les profils de vitesse s'aplatissent du fait du mélangeage des particules sur toute la section ; le jet ne s'établit pas dans certains cas.

L'autosimilarité des profils réduits de vitesse est une propriété intrinsèque en écoulement établi des jets en milieu particulaire indépendamment de l'abscisse longitudinale, la longueur de l'injecteur, la vitesse du jet et l'état d'aération. Les vitesses peuvent être déterminées par les modèles de Gauss et de Schishting, ceci facilite la détermination des vitesses dans les lits à jet sans avoir recours à l'expérimentation assez difficile à maîtriser, surtout dans le cas de particules constituées de sable. De plus, ça nous

permet de caractériser le jet dans chaque plan transversal à l'aide de deux paramètres déterminés expérimentalement : la vitesse maximale  $U_m$  et l'abscisse caractéristique  $y_{1/2}$ .

Dans certains cas, nous avons remarqué que la longueur de l'injecteur influe sur la valeur du demi-angle du jet. En effet, la présence d'une masse supplémentaire de particules dans la colonne réduit le demi-angle du jet évalué à  $12,7^\circ$  dans le cas de l'injecteur  $l = 40$  mm et  $5,6^\circ$  dans le cas de l'injecteur  $l = 0$  mm. Mais d'une façon générale, il est difficile de confirmer cette tendance vu les résultats obtenus et qui peuvent être attribués au caractère aléatoire que présente l'écoulement au sein d'un jet en milieu particulaire.

La valeur de la constante  $\lambda$  caractéristique de la vitesse maximale du jet n'est pas affectée par la longueur de l'injecteur : la hauteur du lit de particules de sable au dessus de l'orifice du jet n'affecte pas la valeur de cette constante. Néanmoins, nous avons constaté dans certains cas qu'une augmentation de la longueur de l'injecteur provoque une légère augmentation de la constante  $\lambda$ .

Suivant les trois injecteurs étudiés, une augmentation dans le débit massique du jet est observée indépendamment de la vitesse d'aération du lit et de la vitesse du jet. Ce résultat est similaire à ceux obtenus par les travaux antérieurs dans le cas du jet libre seulement, ce qui est traduit par le fait que le jet entraîne dans son mouvement l'air périphérique ambiant. Pourtant, nous observons certains cas où le débit massique du jet diminue en fonction de la côte  $x$ . Le flux de quantité de mouvement se conserve le long de l'abscisse longitudinale pour chaque injecteur étudié.

Les hydrocarbures sont une source d'énergie essentielle qui constitue un revenu du premier ordre pour un pays producteur de pétrole comme l'Algérie. Leur exploitation, transport et utilisation ne cessent de connaître un essor considérable, cela n'est pas sans occasionner des problèmes écologiques graves causés par les fuites naturelles de pétrole à travers le fond océanique, les rejets urbains et fluviaux, les effluents des raffineries, les fuites des oléoducs et les déversements des autres industries pétrolières. Sans oublier de citer les fuites sous-marines lors de la production pétrolière offshore et finalement les opérations de vidange réalisées par les pétroliers en mer, qui représentent à elles seules 22% de la pollution.

L'une des perspectives du travail entrepris est le traitement d'un sol pollué dans un lit fluidisé à jet. Ces résultats serviront au choix des conditions opératoires lors du traitement, ce qui est très important pour l'efficacité du travail.

## RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

**1. ANABTAWI M.Z., UYSAL B.Z., JUMAH R.Y.**

Flow characteristics in a rectangular spout-fluid bed.  
Powder Technology, Vol. 69, pp. 205-211, 1992.

**2. ABBAS C.**

Etude hydrodynamique d'un jet gazeux immergé dans un lit de particules solides sous des conditions non isothermes.  
Mémoire de Magister, Génie des Procédés, 1999.

**3. ABRAMOVICH G.N.**

The Theory of turbulent jets.  
MIT Press, Cambridge, Mass. U.S.A. 1963.

**4. ALLEN T.**

Granulométrie  
Techniques de l'Ingénieur, P1040, 1996.

**5. BADIROU N.**

Etude hydrodynamique d'un jet immergé dans un lit de particules.  
Thèse de doctorat, Compiègne, France 1992.

**6. BARRETT N., CLAFLIN J., FANE A.G., MITCHELL R. A.**

Design aspects of spouted beds.  
The Eleventh Australian Conference on Chemical Engineering, Brisbane, 4-7 September, 1983.

**7. BASOV V.A., MARKHEVKA V.I., MELIK-AKHNAZAROV T.H., OROCHKO D.I.**

Investigation of the structure of a non-uniform fluidized bed.  
Int. Chem. Eng. Vol. 9, page 263, 1969.

**8. BEHIE. L. A., BERGOUGNOU M.A., BAKER C.G., BULANI W.**

Jet momentum dissipation at a grid of a large gas fluidized bed.  
The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 48, April 1970.

**9. BI H.T., ELLIS N., ABBA I.A., GRACE J.R.**

A state-of- the art review of gas-solid turbulent fluidization.  
Chemical Engineering Science, Vol.55, pp. 4789-4825, 2000.

**10. BLAKE T.R., WEBB H., SUNDERLAND P.B.**

The nondimensionalization of equations describing fluidization with application to the correlation of jet penetration height.  
Chemical Engineering Science, Vol.45, N° 2, pp. 365-371, 1990.

**11. CAI P., DONG X.-R., JIN Y., YU Z.-Q**

A new technique for determining the hydrodynamic characteristics of spouted beds  
The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 70, October 1992.

**12. CAICEDO G.R., RUIZ M.G., MARQUES J.J.P, SOLER J.G.**

Minimum fluidization velocities for gas-solid 2 D beds.  
Chemical Engineering and Processing, Vol. 41, N° 9, pp. 761-764, November 2002.

**13. CAICEDO G.R., MARQUES J.J.P., RUIZ M.G., SOLER J.G.**

A study on the behaviour of bubbles of a 2 D gas-solid fluidized bed using digital image analysis.  
Chemical Engineering and Processing, Vol. 42, pp. 9-14, 2003.

**14. CECEN A.**

The minimum spoutable bed height of the particles spouted with air.  
The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol.72, April 1994.

**15. CHATTERJEE A., ADUSUMILLI R.S.S., DESHMUKH A.V.**

Wall to bed heat transfer characteristics of spout-fluid beds.  
The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 61, June 1983

**16. CHYANG C.S., CHANG C.H., CHANG J.H.**

Gas discharge modes at a single horizontal nozzle in a two-dimensional fluidised bed.  
Powder Technology, Vol. 90, pp. 71-77, 1997.

**17. CLEAVER J.A.S., GHADIRI M., TUPONOGOV V.G., YATES J.G., CHEESMAN D.J.**

Measurement of jet angles in fluidized beds.  
Powder Technology, Vol. 85, pp. 221-226, 1995.

**18. CLIFT R., FILLA M., MASSIMILLA L.**

Gas and particle motion in jets in fluidized beds.  
Int J. of Multiphase Flow, Vol. 2, pp. 549-561, 1976.

**19. CUI H., MOSTOUFI N., CHAOUKI J.**

Characterisation of dynamic gas-solid distribution in fluidized beds.  
Chemical Engineering Journal, Vol.79, pp. 133-143, 2000.

**20. CUNHA R.L., MAIALLE K.G., MENEGALLI F.C.**

Evaluation of the drying process in spouted bed and spout fluidized bed of xanthan gum : focus on product quality.  
Powder Technology, Vol. 107, pp. 234-242, 2000.

**21. DAVIDSON J.F., HARRISON D., RICHARDSON J.F.**

Fluidization. Second edition, Academic Press, London 1985.

**22. DE MICHELE G., ELIA A., MASSIMILLA L.**

The interaction between jets and fluidized beds.  
Ing. Chim. Ital., Vol. 12, N° 11-12, 1976.

**23. DELEBARRE A.**

Minimum de fluidisation et épaisseur d'un milieu poreux.

XVème Congrès Français de Mécanique, Nancy, 3-7 Septembre 2001.

**24. DONSI C., MASSIMILLA L., COLANTUONI L.**

The dispersion of axi-symmetric gas jets in fluidized beds.  
Plenum Press, New York, 1980.

**25. DOUNIT S.**

Combustion du gaz naturel en réacteur à lit fluidisé : étude expérimentale et modélisation de la zone dense et de la zone de désengagement.  
Thèse de doctorat. Institut National Polytechnique de Toulouse, 2001.

**26. ERGUN S.**

Chem. Eng. Prog., Vol. 48, page 89, 1952.

**27. FILLA M., MASSIMILA L.**

Analysis of the variables controlling gas jet penetration in fluidized beds.  
Ind.Eng.Chem.Fundam., Vol.23, 1984.

**28. FILLA M., MASSIMILLA L., VACCARO S.**

Gas jets in fluidized beds : The influence of particle size, shape and density on gas and solids entrainment.  
Int J. of Multiphase Flow, Vol. 9, N° 3, pp. 259-267, 1983.

**29. FORMISANI B., GIRIMONTE R.**

Experimental analysis of the fluidization process of binary mixtures of solids.  
Kona n°21, 2003.

**30. FREYCHET N., BRIENS C.L., BERGOUGNOU M.A., LARGE J.F.**

A new approach to jet phenomena gas entrainment and recirculation in a bidimensional spouted fluidized bed.  
The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 67, April 1989.

**31. GBORDZOE E.A.M., FREYCHET N., BERGOUGNOU M.A.**

Gas transfer between a central jet and a large two-dimensional gas-fluidized bed.  
Powder Technology, Vol. 55, pp. 207-222, 1988.

**32. GELDART D.**

Powder Technology, Vol. 7, page 285, 1973.

**33. GILBERTSON M.A., EAMES I.**

The influence of particle size on the flow of fluidized powders.  
Powder Technology, Vol. 131, N° 2-3, pp. 197-205, 23 April 2003.

**34. GHADIRI M., CLIFT R.**

Jet penetration into a fluidized bed at high temperature.  
Ind.Eng.Chem.Fundam., Vol.19, 1980.

**35. GIDASPOW D., ETTEHADIEH B., LUCZKOWSKI R.W.**

Hydrodynamics of fluidization in a semi-circular bed with a jet.  
AIChE. Journal, Vol. 30, N° 4, July 1984.

**36. GUO Q., YUE G., ZHANG J., LIU Z.**

Hydrodynamic characteristics of a two-dimensional jetting fluidized bed with binary mixtures.  
Chemical Engineering Science, Vol.56, pp. 4685-4694, 2001.

**37. HARIRI M.H., ARASTOPOUR H.**

Agglomeration of polyolefin particles in a fluidized bed with a central jet. Part I : Experimental study.  
Powder Technology, Vol. 74, pp. 231-238, 1993.

**38. HARTMAN M., TRUKA O., SVOBODA K.**

Fluidization characteristics of dolomite and calcined dolomite particles.  
Chemical Engineering Science, Vol.55, pp. 6269-6274, 2000.

**39. HEIL C., TELS M.**

Pressure distribution in spout-fluid bed reactors.  
The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol.61, June 1983.

**40. HONG R., LI H., Y. WANG.**

Studies on the inclined jet penetration length in a gas-solid fluidised bed.  
Powder Technology, Vol. 92, pp. 205-212, 1997.

**41. HOUDÉ M.**

Conception d'un réacteur triphasé à fluidisation gaz-liquide-solide. -Application à la synthèse en continu des magnésiens d'halogénures gazeux.  
Thèse de doctorat, Ingénieur ENSIC. Génie des procédés industriel, 1990.

**42. KACI F., MAHI F.**

Etude hydrodynamique et thermique d'un jet gazeux immergé dans un lit de particules.  
Mémoire de fin d'étude, USTHB 1996.

**43. KAGE H., KAWAJI K., OGURA H., MATSUNO Y.**

Attrition of granular slug by single horizontal jet equipped in fluidized bed.  
Journal of Chemical Engineering of Japan, Vol. 33, N° 4, pp. 605-611, 2000.

**44. KECECIOGLU I., YANG W.-C., KEAIRNS D.L.**

Fate of solids fed pneumatically through a fluidized bed.  
AIChE Journal, Vol. 30, N° 1, January 1984.

**45. KHATTAB I.A., ISHIDA M.**

Visualization of gas voids behavior above the distributor in a three-dimensional gas fluidized bed.  
Journal of Chemical Engineering of Japan, Vol. 19, N° 5, 1986.

**46. KMIEC A.**

The minimum spouting velocity in conical beds.  
The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol.61, June 1983.

**47. KOZANOGLU B.U., CHANES J.W.**

Hydrodynamics of large particle fluidization in reduced pressure operations : an experimental study.  
Powder Technology, Vol. 125, N° 1, pp. 55-60, 13 May 2002.

**48. KUDRA T., MUJUMDAR A.S., RAGHAVAN G.S.V.**

Gas-to-particulate heat transfer in two-dimensional spouted beds.  
Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol.16, pp. 731-741, 1989.

**49. KUNII D. et LEVENSPIEL O.**

Fluidization Engineering.  
John Wiley & sons, Inc. New York, 1962.

**50. LABIDI F.**

Etude de la structure d'écoulement d'un jet immergé dans un lit fluidisé et caractérisation des échanges.

Thèse de doctorat, Compiègne, France 1992

**51. LAGUERIE C.**

Techniques de mise en contact entre phases solides et gazeuses.  
Techniques de l'ingénieur, A 5850, 1988.

**52. LATEB M.**

Etude hydrodynamique d'un jet gazeux immergé dans un lit de particules solides – Réalisation d'une installation expérimentale.

Mémoire de Magister, Génie des Procédés. Ecole Militaire Polytechnique, 1999.

**53. LI J. KATO K.**

Estimation of the critical particle size of elutriation of very small particles from fluidized bed.  
Journal of Chemical Engineering of Japan, Vol. 34, N° 7, pp. 892-898, 2001.

**54. MATHUR N.B., GISHLER C.**

Spouted beds.  
Academic Press, New York, 1974.

**55. MERRY J.M.D.**

Penetration of vertical jets into fluidized beds.  
AIChE. Journal, Vol. 21, N° 3, May 1975.

**56. MERRY J.M.D.**

Fluid and particle entrainment into vertical jets in fluidized beds.  
AIChE. Journal, Vol. 22, N° 2, March 1976.

**57. MIDOUX N.**

Mécanique et rhéologie des fluides en Génie Chimique.  
Lavoisier 1988.

**58. MUSMARRA D., VACCARO S., FILLA M., MASSIMILLA L.**

Propagation characteristics of pressure disturbances originated by gas jets in fluidized beds.  
Int J. of Multiphase Flow, Vol. 18, N° 6, pp. 965-976, 1992.

**59. NAGARKATTI A., CHATTERJEE A.**

Pressure and flow characteristics of gas phase spout-fluid bed and the minimum spout-fluid condition.

The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol.52, April 1974.

**60. PEIRANO E., LECKNER B.**

A mean diameter for numerical computations of polydispersed gas-solid suspensions in fluidization.

Chemical Engineering Science, Vol.55, pp. 1189-1192, 2000.

**61. PERRY R.H., GREEN D.W.**

Perry's Chemical Engineer's Handbook, Mc Graw Hill, 1999.

**62. RAGHUNATHAN K., MORI H., WHITING W.B.**

A technique for measurement of jet penetration in hot fluidized beds with modified Pitot-tube.

Ind. Eng. Chem. Res., Vol. 27, pp. 1011-1016, 1988.

**63. ROACH P.E.**

The penetration of jets into fluidized beds

Fluid Dynamics Research, Vol. 11, pp. 197-216, North Holland, 1993.

**64. SANDERS H., SARH B., GOKALP I.**

Etude numérique des jets turbulents à température élevée.

Rev. Gén. Thermique. Elsevier, Paris, 1996.

**65. SHAKOURZADEH K.**

Calcul des réacteurs à lits fluidisés.

Techniques de l'Ingénieur, 3-1992.

**66. SHAKHOVA N.A.**

Discharge of turbulent jets into a fluidized beds.

J. Eng. Phy., Vol. 14, N°1, page 32, 1976.

**67. SHAKHOVA N.A.**

Outflow of turbulent jets into fluidized beds.

Inzh. Fiz. Zh, Vol. 14. page 61, 1968.

**68. STEIN M., SEVILLE J.P.K., PARKER D.J.**

Attrition of porous glass particles in a fluidised bed.

Powder Technology, Vol. 100, pp. 242-250, 1998.

**69. SUBRAMANIAN V. GANESH R.**

Influence of free stream velocity on the entrainment by single and two-phase axisymmetric jets.

AIChE. Journal, Vol. 30, N° 6, November 1984.

**70. TASIRIN S.M. ANUAR N.**

Fluidization behavior of vibrated and aerated beds of starch powders.

Journal of Chemical Engineering of Japan, Vol. 34, N° 10, pp. 1251-1258, 2001.

**71. THONGLIMP V.**

Contribution à l'étude hydrodynamique des couches fluidisées par un gaz-vitesse minimale de fluidisation et expansion.

Institut National Polytechnique de Toulouse, 1981.

**72. THONGLIMP V., HIQUILY N., LAGUERIE C.**

Vitesse minimale de fluidisation et expansion des couches fluidisées par un gaz.  
Powder Technology, Vol. 38, pp. 233-253, 1984.

**73. UEMAKI O., TSUJI T.**

Particle velocity and solids circulation rate in a jet spouted bed.  
The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol.70, October 1992.

**74. VACCARO S., MUSMARRA D., PETRECCA M.**

Evaluation of the jet penetration depth in gas-fluidized beds by pressure signal analysis.  
Int J. Multiphase Flow, Vol. 23, N° 4, pp. 683-698, 1997.

**75. WANG Z., KWAIK M., LI H.**

Fluidization of fine particles.  
Chemical Engineering Science, Vol.53, pp. 377-395, 1998.

**76. WEN C.Y., DEOLE N.R., CHEN L.H.**

A study of jets in a three-dimensional gas fluidized bed.  
Powder Technology, Vol. 31, pp. 175-184, 1982.

**77. XUEREB C., LAGUERIE C., BARON T.**

Etude du comportement de jets continus horizontaux ou inclinés introduits dans un lit fluidisé par un gaz, I- Morphologie des jets.  
Powder Technology, Vol. 67, pp. 43-56, 1991.

**78. XUEREB C., LAGUERIE C., BARON T.**

Etude du comportement de jets continus horizontaux ou inclinés introduits dans un lit fluidisé par un gaz, II-Profiles de vitesse du gaz dans les jets horizontaux.  
Powder Technology, Vol. 64, pp. 271-283, 1991.

**79. YANG W.C.**

Jet penetration in a pressurized fluidized bed.  
Ind. Eng. Chem. Fundam., Vol. 20, N° 3, 1981.

**80. YANG W.C, KEAIRNS D.L.**

Momentum dissipation and gas entrainment into a gas jet in a fluidized bed.  
AIChE. Symp. Ser., Vol. 77, N° 205, pp. 28-36, 1981.

**81. YANG W.C., NEWBY R.A., KEAIRNS D.L.**

Large-scale fluidized bed physical model : methodology and results.  
Powder Technology, Vol. 82, pp. 331-346, 1995.

**82. YE B., LIM C.J., GRACE J.R.**

Hydrodynamics of spouted and spout-fluidized beds at high temperature.  
The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol.70, October 1992.

**83. ZANKER A.**

Designing spouted beds.  
Chemical Engineering, November 21, 1977.

## ANNEXE V

## CORRELATIONS PROPOSEES PAR DIFFERENTS AUTEURS

Tableau AV.1 : Vitesse minimale de fluidisation

AUTEUR	CORRELATION	COMMENTAIRE
Ergun (1952) [26]	$Ga = 150 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{\psi^2 \cdot \varepsilon_{mf}^3} \text{Re}_{mf} + \frac{1,75}{\psi \cdot \varepsilon_{mf}^3} \text{Re}_{mf}^2$	-
Leva et coll. (1956) [21]	$U_{mf} = \frac{7,39 \cdot d_p^{1,82} (\rho_p - \rho_g)^{0,94}}{\rho_g^{0,06}}$	$\text{Re}_{mf} < 5$
Goroshko et coll. (1958) [21]	$\text{Re}_{mf} = \frac{Ga}{1400 + 5,2 \sqrt{Ga}}$	-
Leva (1959) [21,72]	$U_{mf} = \frac{7,169 \cdot 10^{-4} \cdot d_p^{1,82} (\rho_p - \rho_g)^{0,94} \cdot g}{\rho_g^{0,06} \cdot \mu_g^{0,88}}$	$\text{Re}_{mf} < 10$ Air, He, CO <sub>2</sub> $0,05 < d_p < 0,097$ (mm) Solides : Sable, Charbon, Catalyseur
Bena (1960) [21]	$\text{Re}_{mf} = \frac{1,38 \cdot 10^{-3} Ga}{(Ga + 19)^{0,11}}$	$\text{Re}_{mf} < 39$ $Ga < 10^5$
Miller et Logwinuk (1961) [21]	$U_{mf} = 0,00125 \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho_g)^{0,9} \rho_g^{0,1} g}{\mu_g}$	$0,097 < d_p < 0,249$ (mm) Air, He, CO <sub>2</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> Solides : Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , SiC, SiO <sub>2</sub> , silicagel
Rowe et Henwood (1961) [21]	$\text{Re}_{mf} = 8,1 \cdot 10^{-3} Ga$	-
Davies et Richardson (1966) [21]	$\text{Re}_{mf} = 7,8 \cdot 10^{-4} Ga$	Catalyseur, pvc, diakon. $0,055 < d_p < 0,142$ (mm)
Frantz (1966) [21]	$\text{Re}_{mf} = 1,065 \cdot 10^{-3} Ga$	$\text{Re}_{mf} < 32$ $0,046 < d_p < 0,305$ (mm) H <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> , Ar, C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> Solides : Sable, Catalyseur
Wen et Yu (1966) [21]	$\text{Re}_{mf} = \sqrt{(33,7)^2 + 0,0408 \cdot Ga} - 33,7$	Billes de verre, eau. $2,2 < d_p < 6,4$ (mm)
Bourgeois et Grenier (1968) [21,25,71]	$\text{Re}_{mf} = \sqrt{(25,46)^2 + 0,03824 \cdot Ga} - 25,46$	Sphères : Lucite, verre, plomb, tungstène
Kunii et Levenspiel (1969) [21,71]	$\text{Re}_{mf} = \frac{\psi^2 \varepsilon_{mf}^3}{150(1 - \varepsilon_{mf})} Ga$	$\text{Re}_{mf} < 20$
Pillai et Raja Rao (1971) [71]	$U_{mf} = 7,01 \cdot 10^{-4} \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho_g) g}{\mu_g}$	$\text{Re}_{mf} < 20$ $0,058 < d_p < 1,1$ (mm) Air, Solides : Sable, Al, Polystyrène

Tableau AV.1 (suite) : Vitesse minimale de fluidisation

AUTEUR	CORRELATION	COMMENTAIRE
Geldart et Baeyens (1973) [21]	$U_{mf} = \frac{1823 \operatorname{Re}_{mf}^{1,07} + 21,27 \operatorname{Re}_{mf}^2}{9,125 \cdot 10^{-4} d_p^{1,8} (\rho_p - \rho_g)^{0,934} \cdot g^{0,934}} \cdot \frac{g}{\rho_g^{0,006} \cdot \mu_g^{0,87}}$	0,05 < d <sub>p</sub> < 4 (mm) Air 850 < ρ <sub>p</sub> < 8810 kg.m <sup>-3</sup>
Broadhurst et Becker (1975) [21,71]	$\operatorname{Re}_{mf} = Ga^{0,5} \left[ 2,42 \cdot 10^5 Ga^{-0,85} \left( \frac{\rho_p}{\rho_g} \right)^{0,13} + 37,7 \right]^{-0,5}$	0,07 < d <sub>p</sub> < 1 (mm) Air, > Freon 12 1000 < ρ <sub>p</sub> < 8000 kg.m <sup>-3</sup>
Saxena et Vogel (1977) [21]	$\operatorname{Re}_{mf} = \sqrt{(25,28)^2 + 0,0571 \cdot Ga} - 25,28$	6 < Re <sub>mf</sub> < 102 Air ρ <sub>p</sub> = 3190 kg.m <sup>-3</sup> 0,088 < d <sub>p</sub> < 1,41 (mm)
Babu et coll. (1978) [21]	$\operatorname{Re}_{mf} = \sqrt{(25,25)^2 + 0,0651 \cdot Ga} - 25,25$	256 < ρ <sub>p</sub> < 3920 kg.m <sup>-3</sup> 0,05 < d <sub>p</sub> < 2,87 (mm)
Riba et coll. (1978) [21]	$\operatorname{Re}_{mf} = 1,54 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{d_p^{1,98} g^{0,66} \rho_g^{0,62} (\rho_p - \rho_g)^{0,7}}{\mu_g^{1,32}}$	Sphères 10 < Re < 1000
Doichev et Akhmakov (1979) [21,71]	$\operatorname{Re}_{mf} = 1,08 \cdot 10^{-3} Ga^{0,947}$	Billes de verre, Air ρ <sub>p</sub> = 2650 kg.m <sup>-3</sup> 0,09 < d <sub>p</sub> < 2,2 (mm)
Richardson et Jeronimo (1979) [21]	$\operatorname{Re}_{mf} = \sqrt{(25,7)^2 + 0,0365 \cdot Ga} - 25,7$	–
Thonglimp et coll. (1981) [71]	$\operatorname{Re}_{mf} = 7,54 \cdot 10^{-4} Ga^{0,98}$ $\operatorname{Re}_{mf} = 1,95 \cdot 10^{-2} Ga^{0,66}$	Re <sub>mf</sub> < 30 30 < Re <sub>mf</sub> < 180
Thonglimp (1984) [72]	$\operatorname{Re}_{mf} = \sqrt{(31,6)^2 + 0,0425 \cdot Ga} - 31,6$	–
Nakamura et coll. (1985) [25]	$\operatorname{Re}_{mf} = \sqrt{(33,95)^2 + 0,0465 \cdot Ga} - 33,95$	–
Lucas et coll. (1986) [25]	$\operatorname{Re}_{mf} = \sqrt{(29,5)^2 + 0,0357 \cdot Ga} - 29,5$	20 °C < T < 900 °C
Chyang et Huang (1988) [25]	$\operatorname{Re}_{mf} = \sqrt{(33,3)^2 + 0,0333 \cdot Ga} - 33,3$	–
Fatah (1991) [25]	$\operatorname{Re}_{mf} = \left[ -7,987 \cdot 10^{-3} + \frac{16,058}{T} \right] Ga^{0,5547 + \frac{2,084 \cdot 10^{-4}}{T}}$	T = 20°C
Tannous et coll. (1993) [25]	$\operatorname{Re}_{mf} = \sqrt{(25,83)^2 + 0,043 \cdot Ga} - 25,83$	–
Erkova et Smirnov [25]	$\operatorname{Re}_{mf} = 5,44 \cdot 10^{-4} Ga$	–
Hartman et coll. (2000) [38]	$Ga = 1608 \operatorname{Re}_{mf} + 46,4 \operatorname{Re}_{mf}^2$	Dolomite Gaz de houille ou de cheminée

Tableau AV.2 : Vitesse minimale superficielle de jet

AUTEUR	CORRELATION	COMMENTAIRE
Mathur et Gishler (1955) [51,54]	$U_{ms} = \left(\frac{d_p}{D_c}\right)\left(\frac{d_o}{D_c}\right)^{1/3} \left[ \frac{2gH(\rho_p - \rho_g)}{\rho_g} \right]^{0,5}$	$D_c \leq 0,3 \text{ m}$
Manurung (1964) [54]	$U_{ms} = 7,73 \left(\frac{d_p}{D_c}\right)^{0,62} \left(\frac{d_o}{D_c}\right)^{0,155} (gHU_{mf})^{0,33}$	–
Smith et Reddy (1969) [54]	$U_{ms} = d_p \left( \frac{g(\rho_p - \rho_g)}{\rho_g D_c} \right)^{1/2} \left[ 0,64 + 26,8 \left(\frac{d_o}{D_c}\right)^2 \left(\frac{H}{D_c}\right)^{0,5} \right]$	–
Brunello et coll. (1974) [11]	$U_{ms} = 0,663.d_p^{0,741}.H^{0,592} \left( \frac{2g(\rho_p - \rho_g)}{\rho_g} \right)^{0,5}$	–
Littman et coll. (1976) [6]	$U_{ms} = U_{mf} \left[ \left( 1 - \left(\frac{d_o}{D_c}\right)^2 \right) \left( 1 - \left( 1 - \frac{H}{H_m} \right)^3 \right) + \left(\frac{d_o}{D_c}\right)^2 \right]$	$H_m = 0,35.D_c \left(\frac{d_o}{D_c}\right)^{-0,4} \left(\frac{D_c}{d_p}\right)^{0,3}$
Uemaki et coll. (1983) [11]	$U_{ms} = 0,977 \times \left(\frac{d_p}{D_c}\right)^{0,615} \left(\frac{d_o}{D_c}\right)^{0,274} \left( \frac{2gH(\rho_p - \rho_g)}{\rho_g} \right)^{0,324}$	–
Wu et coll. (1987) [82]	$U_{ms} = 10,6 \left(\frac{d_p}{D_c}\right)^{1,05} \left(\frac{H}{D_c}\right)^{-0,095} \left(\frac{d_o}{D_c}\right)^{0,266} \left(\frac{\rho_p - \rho_g}{\rho_g}\right)^{0,256} (2gH)^{0,5}$	–
Anabtawi et coll. (1992) [1]	$U_{ms} = 2,44 \times \left(\frac{d_p}{D_c}\right)^{0,7} \left(\frac{d_o}{D_c}\right)^{0,58} \left(\frac{H}{D_c}\right)^{0,5} \left( \frac{2gH(\rho_p - \rho_g)}{\rho_g} \right)^{0,28}$	–

Tableau AV.3 : hauteur maximale du lit

AUTEUR	CORRELATION	COMMENTAIRE
Mathur et Gishler (1955) [11,54]	$H_m = U_{mf}^2 \left( \frac{d_p}{D_c} \right)^{-2} \left( \frac{d_o}{D_c} \right)^{2/3} \rho_g [2g(\rho_p - \rho_g)]^{-1}$	-
Malek et Lu (1965) [83]	$\frac{H_m}{D_c} = 0,105 \times \left( \frac{D_c}{d_p} \right)^{0,75} \left( \frac{D_c}{d_o} \right)^{0,4} \left( \frac{\psi^2}{\rho_p^{1,2}} \right)$	-
Lefroy et Davidson (1969) [11]	$H_m = 0,68 \left( \frac{D_c^4}{d_p} \right)^{1/3}$	-
Littman et coll. (1976) [6]	$H_m = 0,35 \times D_c \left( \frac{d_o}{D_c} \right)^{-0,4} \left( \frac{D_c}{d_p} \right)^{0,3}$	-
Mc Nab et Bridgwater (1977) [82]	$H_m = \left( \frac{D_c^2}{d_p} \right) \left( \frac{D_c}{d_o} \right)^{2/3} \left( \frac{700}{Ga} \right) \left[ \left( 1 + 35,9 \times 10^{-6} Ga \right)^{0,5} - 1 \right]^2$	-
Littman et coll. (1978) [11]	$H_m = \left( \frac{D_c^2}{d_o} \right) \left[ 0,218 + 0,005 \times \frac{(\rho_p - \rho_f) g d_o}{\rho_f U_t U_{mf}} \right]$	-
Morgan et Littman (1982) [14]	$\frac{H_m}{D_c} = 0,218 \cdot \frac{D_c}{d_o} + \frac{0,0038}{\varepsilon_{mf}^{1,5}} \cdot \frac{D_c}{d_p}$	-
Cecen (1994) [14]	$\frac{H_m}{D_c} = 0,99 \times \left[ \frac{\rho_f}{\rho_p - \rho_f} \cdot \frac{U_{mf} U_t}{g D_c} \right]^{-0,144}$ $\frac{H_m}{D_c} = 24,6 \times \left[ \frac{\rho_f}{\rho_p - \rho_f} \cdot \frac{U_{mf} U_t}{g D_c} \right]^{-0,259}$	<p><math>0,5 \leq d_p &lt; 1,5 \text{ mm}</math></p> <p><math>d_p \leq 0,5 \text{ mm}</math></p>

Tableau AV.4 : Longueur de pénétration du jet vertical

AUTEUR	CORRELATION	COMMENTAIRE
Shakhova (1968) [21]	$\frac{L}{d_o} = 13 \times \left[ \frac{\rho_g U_o}{\rho_p (g d_p)^{0,5}} \right]$	$L = (L_{\min} + L_{\max})/2$
Zenz (1968) [21, 55]	$0,0144 \times \left( \frac{L_{\max}}{d_o} + 1,3 \right) = 0,5 \cdot \log_{10} (\rho_g \cdot U_o^2)$	-
Basov <sup>1</sup> (1969) [55]	$\frac{L}{d_o} = \left[ \frac{0,785 \cdot d_p}{0,0007 + 0,566 \cdot d_p} \right] \left( \frac{U_o^{0,35}}{d_o^{0,3}} \right)$	-
Basov <sup>2</sup> (1969) [21, 50]	$\frac{L_{\max}}{d_o} = \left[ \frac{0,919 \cdot d_p}{0,0007 + 0,566 \cdot d_p} \right] \left( \frac{U_o^{0,35}}{d_o^{0,3}} \right)$	Unités en système cgs
Merry (1975) [55]	$\frac{L_{\max}}{d_o} = 5,2 \times \left( \frac{\rho_g d_o}{\rho_p d_p} \right)^{0,3} \left[ 1,3 \times \left( \frac{U_o^2}{g d_o} \right)^{0,2} - 1 \right]$	-
Wen et coll. (1977) [21]	$\frac{L}{d_o} = 814,2 \times \left( \frac{U_o^2}{g d_o} \right)^{0,47} \left( \frac{d_p \rho_p}{\rho_g \cdot d_o} \right)^{-0,585} \left( \frac{\rho_g U_o d_o}{\mu_g} \right)^{-0,654}$	-
Yang et Keairns (1978) [21,79]	$\frac{L}{d_o} = 6,5 \times \left( \frac{\rho_g}{\rho_p - \rho_g} \times \frac{U_o^2}{g d_o} \right)^{0,5}$	$L = (L_{\min} + L_{\max})/2$
Yang et Keairns (1979) [21,79]	$\frac{L_{\max}}{d_o} = 15 \times \left( \frac{\rho_g}{\rho_p - \rho_g} \times \frac{U_o^2}{g d_o} \right)^{0,187}$	-
Hirsan et coll. (1980) [21, 81]	$\frac{L_{\max}}{d_o} = 19,2 \times \left( \frac{\rho_g U_o}{\rho_p \sqrt{g d_p}} \right)^{0,83}$	-
Yang et coll. (1981) [21, 79]	$\frac{L_{\max}}{d_o} = 7,65 \times \left( \frac{(U_{cf})_{atm}}{(U_{cf})_p} \times \frac{\rho_g}{\rho_p - \rho_g} \times \frac{U_o^2}{g d_o} \right)^{0,472}$	-
Wen et coll. (1982) [21]	$\frac{L}{d_o} = 1,3 \times \left( \frac{U_o^2}{g d_p} \right)^{0,38} \left( \frac{\rho_g}{\rho_p} \right)^{0,56} \left( \frac{\rho_g U_o d_p}{\mu_g} \right)^{0,13} \left( \frac{d_o}{d_p} \right)^{0,25}$	-
Blake et coll. (1984) [10]	$\frac{L}{d_o} = 110 \times \left( \frac{U_o^2}{g d_o} \right)^{0,304} \left( \frac{\rho_g}{\rho_p} \right)^{0,513} \left( \frac{\rho_p U_o d_p}{\mu_g} \right)^{-0,189}$	-
Blake et coll. (1990) [10]	$\frac{L}{d_o} = 26,9 \times \left( \frac{U_o^2}{g d_o} \right)^{0,322} \left( \frac{\rho_g}{\rho_p} \right)^{0,325} \left( \frac{\rho_p U_o d_p^2}{\mu_g \cdot d_o} \right)^{-0,124}$	-
Guo et coll. (2001) [36]	$\frac{L}{d_o} = 19,18 \cdot \left( \frac{U_f}{U_{mf}} \right)^{-0,3616} \left( \frac{\rho_f}{\rho_p - \rho_f} \cdot \frac{U_o^2}{g d_o} \right)^{0,2383}$  $\frac{L}{d_o} = 11,52 \cdot \left( \frac{\rho_f}{\rho_p - \rho_f} \cdot \frac{U_o^2}{g d_o} \right)^{0,1966}$	$0 < U_f \leq 2,5 U_{mf}$  mélange binaire  $U_f > 2,5 U_{mf}$

## ANNEXE VI :

### CALCUL D'ERREUR

#### VI.1. Vitesses réduites

La vitesse locale mesurée par le biais du tube de Pitot est calculée à partir de l'équation suivante :

$$U = \sqrt{\frac{2 P_{dyn}}{\rho_g}} \quad (AVI-1)$$

Les pressions sont relevées avec une erreur de lecture égale à  $\pm 0,5$  mm CE.

En négligeant l'erreur commise sur la masse volumique de l'air  $\rho_g$ , nous aurons :

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{1}{2} \frac{\Delta P_{dyn}}{P_{dyn}} \quad (AVI-2)$$

ou encore

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\Delta P}{2(P_t - P_{st})} \quad (AVI-3)$$

Pour l'erreur commise dans le calcul de la vitesse réduite  $U/U_m$ , nous aurons :

$$\frac{\Delta\left(\frac{U}{U_m}\right)}{\frac{U}{U_m}} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta U_m}{U_m} \quad (AVI-4)$$

#### Exemple

Pour les positions  $y = 0$  et  $y = 8$  mm, nous avons relevé une valeur de la pression dynamique égale respectivement à 10 et 4 mm CE. D'où les résultats suivants :

$$\begin{aligned} P_{dyn}(0 \text{ mm}) &= 10 \pm 0,5 \text{ mm CE}, & P_{dyn}(8 \text{ mm}) &= 4 \pm 0,5 \text{ mm CE} \\ U(0 \text{ mm}) &= 12,58 \pm 0,31 \text{ m.s}^{-1}, & U_m(8 \text{ mm}) &= 7,96 \pm 0,5 \text{ m.s}^{-1} \end{aligned}$$

$$\frac{\Delta U}{U} = 6,3\%, \quad \frac{\Delta U_m}{U_m} = 2,5\%, \quad \frac{\Delta\left(\frac{U}{U_m}\right)}{\frac{U}{U_m}} = 8,8\%$$

#### VI.2. Vitesse superficielle du gaz

La vitesse superficielle du gaz est calculée à partir du débit massique du gaz. Ce dernier est déduit depuis un programme permettant la détermination du coefficient de décharge de l'écoulement à travers le diaphragme. Le débit est calculé avec une incertitude absolue de l'ordre de  $10^{-3}$  kg.s<sup>-1</sup>.

$$q = \rho_g U A \quad (AVI-5)$$

L'erreur commise sur la masse volumique de l'air  $\rho_g$  étant négligée, nous aurons :

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{\Delta U}{U} \quad (AVI-6)$$

#### Exemple

Pour une différence de pression à travers le diaphragme  $\Delta P_d$  égale à 1597,4 Pa, nous trouvons un débit massique du gaz de fluidisation égal à :

$$q_f = 1,246 \cdot 10^{-2} \pm 0,168 \cdot 10^{-3} \text{ kg.s}^{-1} \quad \text{d'où} \quad U_f = 20,8 \cdot 10^{-2} \pm 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$$

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{\Delta U}{U} = 1,35\%$$

## ANNEXE I :

## DISTRIBUTION GRANULOMETRIQUE DU SOLIDE

Bien que cette méthode soit l'une des plus anciennes, c'est aussi l'une des plus largement utilisées. L'utilité du tamisage est d'autant plus grande qu'il permet de séparer les particules en catégories d'après seulement leur grosseur, sans tenir compte de leurs autres propriétés à savoir densité, forme, propriétés de surface, etc.

L'opération du tamisage consiste à placer un échantillon de particules solides sur un tamis comportant des ouvertures de tailles déterminées. Les particules dont les dimensions sont inférieures à celles des ouvertures traversent le tamis lorsqu'il est mis en vibration, alors que les plus grosses particules sont retenues. Cette opération pouvant être longue, la durée du tamisage est étroitement liée à la charge du tamis, la réduction de celle-ci entraîne une diminution de la durée. Selon Allen [4], l'annulation de l'essai est recommandée lorsque les pertes, en cours du tamisage, dépassent 0,5 % de la charge initiale.

## AI.1. Définition de quelques diamètres moyens

- Diamètre arithmétique : 
$$d_A = \frac{\sum_i m_i \cdot d_i}{\sum_i m_i} \quad (\text{AI-1})$$

- Diamètre harmonique (diamètre de Sauter) : 
$$d_H = \frac{\sum_i m_i}{\sum_i \frac{m_i}{d_i}} \quad (\text{AI-2})$$

- Diamètre de surface : 
$$d_s = \sqrt{\frac{\sum_i m_i \cdot d_i^2}{\sum_i m_i}} \quad (\text{AI-3})$$

- Diamètre de volume : 
$$d_v = \sqrt[3]{\frac{\sum_i m_i \cdot d_i^3}{\sum_i m_i}} \quad (\text{AI-4})$$

$m_i$  étant la masse du solide recueilli dans le tamis  $i$  (en gramme), et  $d_i$  le diamètre moyen des deux tamis consécutifs de diamètre  $d_{T(i)}$  et  $d_{T(i-1)}$  (en  $\mu\text{m}$ ), avec :

$$d_i = \frac{d_{T(i-1)} + d_{T(i)}}{2} \quad (\text{AI-5})$$

## AI.2. Résultats expérimentaux

En rapport avec les dimensions des particules de sable préalablement passées au tamis de diamètres 400  $\mu\text{m}$ , nous avons utilisé une série de 8 tamis dont les diamètres d'ouvertures  $d_{T_i}$  sont respectivement 0, 63, 100, 125, 160, 200, 250 et 315  $\mu\text{m}$ .

Le tableau AI.1 représente la moyenne de trois essais d'échantillon de 300 g.

Tableau AI.1 : Résultats des distributions granulométriques

N° du tamis	1	2	3	4	5	6	7	8
$d_{T(i)}$ ( $\mu\text{m}$ )	315	250	200	160	125	100	63	0
$d_i$ ( $\mu\text{m}$ )	357,5	282,5	225	180	142,5	112,5	81,5	31,5
$m_i$ (g)	0,466	113,314	132,496	45,365	5,871	2,309	0,079	0,005
% $m_i$	0,155	37,783	44,179	15,126	1,958	0,77	0,026	0,002
% $m_i$ cumulé	0,155	37,938	82,119	97,244	99,202	99,972	99,998	100

N.B : les pertes en cours de tamisage sont de l'ordre de 0,03 %.

Les valeurs des diamètres moyens calculés sont alors :

$$d_A = 237,6 \mu\text{m} ; d_H = 229,6 \mu\text{m} ; d_S = 241,1 \mu\text{m} ; d_V = 244,2 \mu\text{m}.$$

### AI.3. Représentation graphique

La figure AI.1 donne la distribution en fréquence. Elle représente le pourcentage en masse (% $m_i$ ) retenue par chaque tamis en fonction du diamètre moyen ( $d_i$ ).

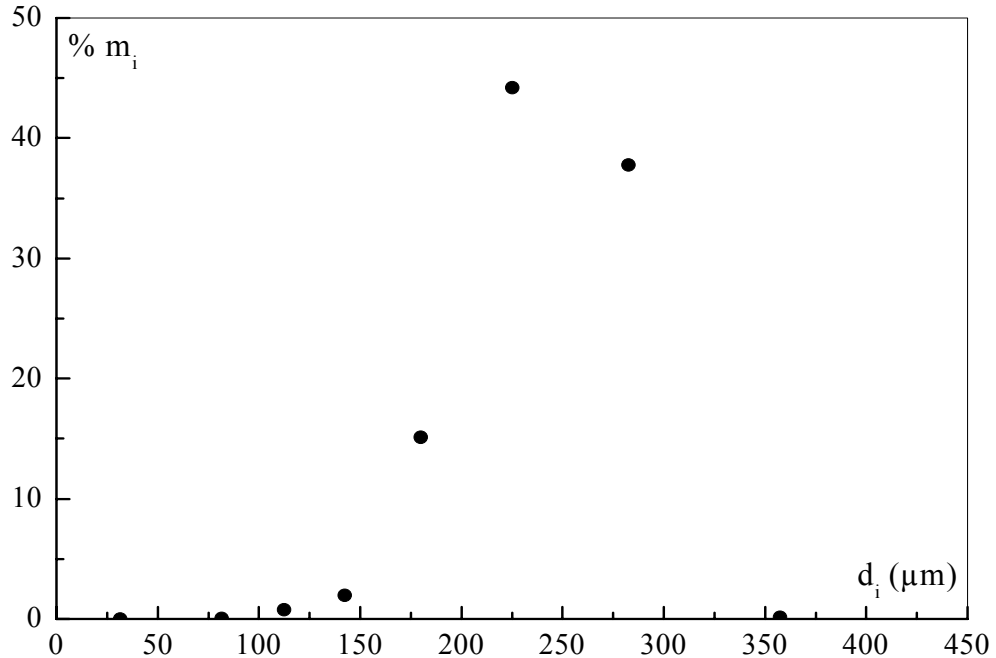


Figure AI.1 : Distribution en fréquence du solide

La figure AI.2 donne la distribution cumulée. Elle représente le pourcentage cumulé refusé en poids et le pourcentage cumulé retenu en fonction du diamètre moyen ( $d_i$ ).

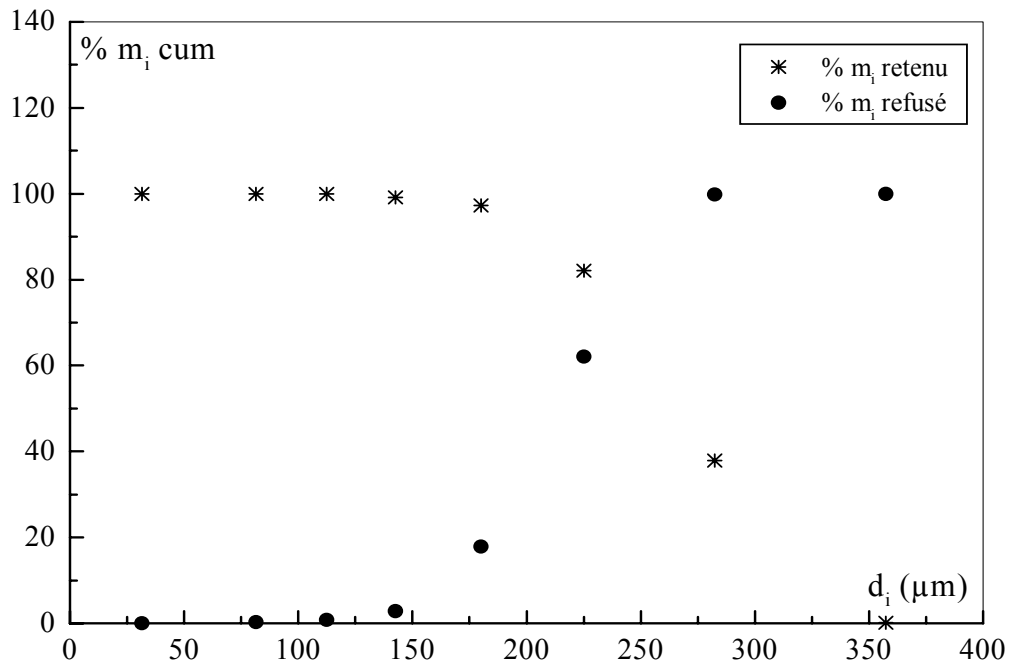


Figure AI.2 : Distribution cumulée du solide

## ANNEXE II :

### DETERMINATION DE LA MASSE VOLUMIQUE DU SOLIDE

La masse volumique du solide a été déterminée à partir de la méthode pycnométrique dont le principe consiste à introduire une masse  $m_T$  bien déterminée du solide dans une éprouvette graduée et à combler les interstices avec de l'eau jusqu'à un certain volume. La masse totale du système ainsi obtenue est :

$$m_T = m_S + m_P + m_{ex}$$

et le volume total du solide immergé est :

$$v_T = v_S + v_P$$

avec

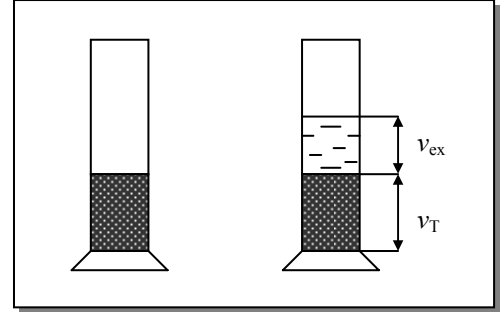
$m_S$  : la masse du solide ;

$m_P$  : la masse de l'eau dans les pores ;

$m_{ex}$  : la masse d'eau en excès ;

$v_P$  : le volume d'eau emprisonné dans les pores ;

$v_{ex}$  : le volume d'eau en excès.



La masse volumique du solide est définie comme étant le rapport de la masse du solide sur son volume, elle s'écrit :

$$\rho_s = \frac{m_s}{v_s} = \frac{m_s}{v_T - v_P} \quad (\text{AII-1})$$

avec

$$v_P = \frac{m_T - m_S - m_{ex}}{\rho_{eau}} \quad (\text{AII-2})$$

et

$$m_{ex} = v_{ex} \cdot \rho_{eau} \quad (\text{AII-3})$$

#### AII.1. Calcul d'erreurs

L'erreur relative commise sur la détermination de la masse volumique du solide est :

$$\frac{\Delta\rho_s}{\rho_s} = \frac{\Delta m_s}{m_s} + \frac{\Delta v_T}{v_T - v_P} + \frac{\Delta v_P}{v_T - v_P} \quad (\text{AII-4})$$

Et comme  $v_P = \frac{m_T - m_S - m_{ex}}{\rho_{eau}}$ , nous aurons alors l'expression de l'erreur relative au volume de pore :

$$\frac{\Delta v_P}{v_P} = \frac{\Delta m_T + \Delta m_s + \Delta m_{ex}}{m_T - m_s - m_{ex}} + \frac{\Delta \rho_{eau}}{\rho_{eau}} \quad (\text{AII-5})$$

Puisque  $\frac{\Delta \rho_{eau}}{\rho_{eau}} = 0$ , alors ;

$$\Delta v_P = v_P \left[ \frac{\Delta m_T + \Delta m_s + \Delta m_{ex}}{m_T - m_s - m_{ex}} \right] \quad (\text{AII-6})$$

L'expression (AII-4) s'écrira :

$$\frac{\Delta\rho_s}{\rho_s} = \frac{\Delta m_s}{m_s} + \frac{\Delta v_T}{v_T - v_P} + \frac{v_P}{v_T - v_P} \left[ \frac{\Delta m_T + \Delta m_s + \Delta m_{ex}}{m_T - m_s - m_{ex}} \right] \quad (\text{AII-7})$$

### AII.2. Calcul de la masse volumique du sable

Pour la précision de nos résultats, il est indispensable que le critère de répétabilité soit vérifié. Pour cela, nous avons effectué les essais sur 3 échantillons du même solide qui est le sable. Les résultats sont récapitulés dans le tableau AII.1.

Tableau AII.1 : Résultats des essais de la masse volumique

	<b>Essai 1</b>	<b>Essai 2</b>	<b>Essai 3</b>
<b>m<sub>S</sub> (g)</b>	2,308	1,970	1,814
<b>m<sub>ex</sub> (g)</b>	1,7	1,2	1,1
<b>m<sub>T</sub> (g)</b>	4,618	3,723	3,388
<b>v<sub>T</sub> (cm<sup>3</sup>)</b>	1,5	1,3	1,2
<b>v<sub>P</sub> (cm<sup>3</sup>)</b>	0,61	0,553	0,474
<b>ρ<sub>S</sub> (g.cm<sup>-3</sup>)</b>	<b>2,593</b>	<b>2,637</b>	<b>2,499</b>
<b>ε</b>	<b>0,407</b>	<b>0,425</b>	<b>0,395</b>
<b>Δρ<sub>S</sub>/ρ<sub>S</sub></b>	0,038	0,048	0,050
<b>Δρ<sub>S</sub> (g.cm<sup>-3</sup>)</b>	0,097	0,126	0,126

avec

$$\begin{aligned} \Delta m &= 10^{-3} \text{ g} \\ \Delta v &= 3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3 \end{aligned}$$

La valeur moyenne de la masse volumique du sable est alors :

$$\rho_s = (2,576 \pm 0,116) \text{ g.cm}^{-3}$$

### AII.3. Calcul de la porosité

La porosité est calculée à partir de l'expression suivante :

$$\varepsilon = \frac{v_P}{v_T} \tag{AII-8}$$

La valeur moyenne des trois essais est :

$$\varepsilon_0 = 0,409 \pm 0,032$$

**ANNEXE III :**

**CALCUL DU FACTEUR DE SPHERICITE  
DES PARTICULES SOLIDES**

La relation établie par **Ergun [26]** donnant la chute de pressions à travers un lit de particules s'écrit comme suit :

$$\frac{\Delta P}{L} = 150 \cdot \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_g}{(\phi_p \cdot d_p)^2} U_f + 1,75 \cdot \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g}{\phi_p \cdot d_p} U_f^2 \quad (\text{AIII-1})$$

En régime laminaire, elle se réduit à la relation suivante :

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{150 (1-\varepsilon)^2 \mu_g}{\varepsilon^3 (\phi_p \cdot d_p)^2} U_f \quad (\text{AIII-2})$$

avec :  $\mu_g = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$   
 $d_p = 230 \text{ } \mu\text{m}$

Le tracé de la courbe représentant  $\left[ \frac{\Delta P}{L} \cdot \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \right]$  en fonction de la vitesse d'aération du lit est une droite dont la pente est égale à  $\frac{150 \cdot \mu_g}{(\phi_p \cdot d_p)^2}$ .

D'où, la valeur du facteur de sphéricité  $\phi_p \approx 1$ .

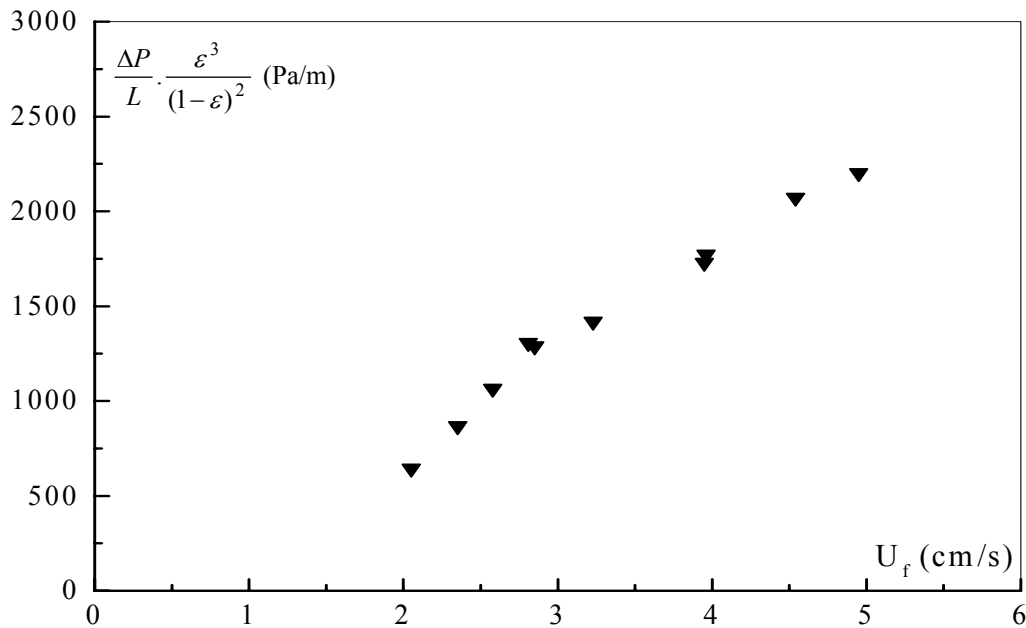


Figure AIII.1 : Evolution de  $[\Delta P/L * \varepsilon^3 / (1-\varepsilon)^2]$  en fonction de la vitesse d'aération du lit

## ANNEXE IV :

### CALCUL DES VITESSES LIMITES DE LA FLUIDISATION

#### IV.1. Vitesse minimale de fluidisation

Au minimum de fluidisation, l'équation établie par **Ergun [26]** donnant la vitesse minimale de fluidisation en fonction des caractéristiques du solide et du gaz ainsi que l'accélération de la pesanteur est la suivante :

$$(1 - \varepsilon_{mf})(\rho_P - \rho_g)g = \frac{150(1 - \varepsilon_{mf})^2 \cdot \mu_g}{\varepsilon_{mf}^3 \cdot (\phi_P \cdot d_P)^2} U_{mf} + 1,75 \cdot \frac{1 - \varepsilon_{mf}}{\varepsilon_{mf}^3} \cdot \frac{\rho_g}{\phi_P \cdot d_P} U_{mf}^2 \quad (\text{AIV-1})$$

En tenant compte des simplifications faites sur les petites particules dont  $Re_P < 20$ , la relation devient :

$$U_{mf} = \frac{(\phi_P \cdot d_P)^2 (\rho_P - \rho_g)}{150} g \frac{\varepsilon_{mf}^3}{(1 - \varepsilon_{mf})} \quad (\text{AIV-2})$$

avec :  $\rho_P = 2576 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $d_P = 230 \text{ }\mu\text{m}$ ,  
 $\rho_g = 1,2 \text{ kg.m}^{-3}$  (à  $T = 20^\circ\text{C}$  et  $P_{\text{atm}} = 1 \text{ atm}$ ),  $\mu_g = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ,  
 $\varepsilon_{mf} = 0,409$  ( $\varepsilon_{mf} = \varepsilon_0$ ),  $\phi_P = 1$ .

Après la résolution de l'équation (AIV-2), nous trouvons  $U_{mf} = 5,72 \text{ cm.s}^{-1}$  qui lui correspond un nombre de Reynolds égal à 0,88 ce qui valide la simplification établie.

#### IV.2. Vitesse terminale de chute libre des particules

La détermination de cette vitesse nécessite le calcul du nombre adimensionnel  $X$  défini comme suit :

$$X = C_d Re_P^2 = \frac{4}{3} \cdot \frac{d_P^3 g \rho_g (\rho_P - \rho_g)}{\mu_g^2} \quad (\text{AIV-3})$$

avec :  $C_d$  le coefficient de traînée ( $C_d = f(Re_P)$ ) et  $Re_P = \frac{d_P \rho_g u_t}{\mu_g}$ .

En tenant compte des propriétés du gaz et des particules solides, la valeur de  $X$  calculée est 1516,1.

L'équation générale du coefficient de traînée est de la forme  $C_d = a.(Re)^n$ . La valeur de  $X$  nous renseigne sur le régime d'écoulement qui n'est autre que celui de VAN ALLEN. Ce dernier est défini pour des valeurs de Reynolds comprises entre 1 et  $10^3$  avec les valeurs de  $a$  et  $n$  égales respectivement à 18 et 0,6.

La substitution des expressions de  $Re_P$  et  $C_d$  dans celle de  $X$  nous donne l'expression simplifiée de  $U_t$  :

$$U_t = \frac{d_P^{1,14} [(\rho_P - \rho_g)g]^{0,714}}{6,41 \cdot \mu_g^{0,428} \rho_g^{0,285}} \quad (\text{AIV-4})$$

La valeur de  $U_t$  calculée est  $U_t = 1,57 \text{ m.s}^{-1}$ .

En calculant le nombre de Reynolds avec cette valeur de  $U_t$ , on trouve  $Re_P = 24,07$  ce qui vérifie l'intervalle du régime de VAN ALLEN.