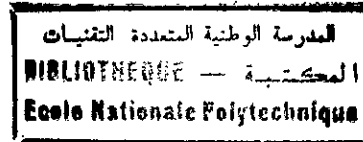


ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT DE GENIE CHIMIQUE



THESE DE MAGISTER

Présentée par :

Fraihat Hassan Nabil

Ingénieur d'Etat de l'E.N.P.

Pour l'obtention du grade de Magister en Génie Chimique

TITRE

**ETUDE D'UN JET GAZEUX
IMMERGE DANS UN LIT DE PARTICULES
SOLIDE**

Soutenue Avril 2001 devant la commission d'examen :

P ^r C. E. Chitour	Professeur (E.N.P.)	Président
D ^r R. Derriche	Maitre de conférence (E.N.P.)	Examinatrice
D ^r E. H. Benyoucef	Docteur d'état chargé de cours (E.N.P.)	Examinateur
D ^r A. Sahnoun	Docteur d'état (Aventis Pharm)	Examinateur
P ^r F. BENTAHAR	Professeur (U.S.T.H.B)	Rapporteur
M ^{elle} J. ARRAR	Chargée de cours (E.N.P.)	Co-rapporteur

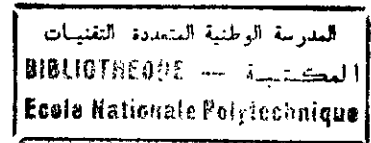
E.N.P., 10 Avenue Hassen Badi, El-Harrach, Alger.

DEDICACES

- A mes très chers parents.
- A mes soeurs.
- Aux unificateurs.
- A tous mes amis.
- A la mémoire de ma cousine Chérifa.
- A tous ceux qui m'ont soutenu.

H.N.FRAIHAT

REMERCIEMENTS



Je tiens à remercier vivement M^{me} F.Bentahar, maître de conférence à l'USTHB, et M^{lle} J.Arrar, chargée de cours à l'ENP, pour avoir proposées et dirigées ce travail en y accordant le plus grand soin.

Je remercie également les membres du jury qui ont accepté de participer à l'appréciation de ce modeste travail.

Mes remerciements vont aussi aux membres de ma promotion, à tous les étudiants du départements du génie chimique, au personnel de l'ENP...

Je remercie enfin tous ceux qui ont contribué à l'élaboration de ce travail.

ملخص : هذا العمل يتعلق بالحالة الهيدروديناميكية والحرارية لرشاش رذاذي، عمودي تصاعدي مغموس مركزيا في داخل كومة حبيبات هلدة، التجارب أقيمت في أنبوب قطره 400 ملم فيه حبيبات رملية قطرها الوسطي 256 ميكرومتر. هذه الدراسة مكنتنا من ايجاد الخصائص الأساسية للرشاش الحر من بينهما التفاض الحولي لمنحنيات السرعة ودرجة الحرارة كذلك المحاكاة للمنحنيات المعدلة لهذه الأخيرة. لقد برهنا أن وجود الرشاش يساعد في هز الحبيبات و أنه في وسط حبيبي، الرشاش يحافظ على خصائصه الأساسية. كما لاحظنا أن حالة كومة الحبيبات تؤثر على إنسياط منحنيات السرعة ودرجات الحرارة. ومن جهة أخرى أن التدفق الكتلي و الحراري يتناقصان بصفة كبيرة في الوسط الحبيبي وهذا بالمقارنة مع الرشاش الحر.

Résumé :

Ce travail porte sur l'étude comportement et thermique d'un jet de gaz turbulent vertical ascendant immergé centralement dans un lit de particules solides. Les essais ont été effectués dans une colonne de 400 mm de diamètre contenant des particules de sable de diamètre moyen 256 μ m.

Cette étude nous a permis de retrouver les propriétés fondamentales du jet libre entre autre la symétrie de révolution des profils de vitesses et de températures ainsi que l'autosimilarité des profils réduits de ces derniers.

Nous avons prouvé que la présence du jet favorisé la fluidisation des particules et qu'en milieu particulaire le jet conservé ses propriétés fondamentales. Cependant nous avons constaté que l'état du lit influence l'évasement des profils de vitesses et de températures. Par ailleurs, les flux massique et thermique du jet diminuent considérablement en milieu particulaire et ceci par rapport au jet libre.

Abstract:

This works is on the studying of the hydrodynamic and thermal behaviour of turbulent and streamlined jet of gas, which is immersed centrally in a bed of solids particles. Our experiences were made in a column of 400mm diameter, which contain sand as 256 μ m average shape.

This survey allowed us to recover the fundamental properties of the free jet-like symmetry of revolution of velocity and temperature profiles and the autosimile of reduced profiles of these last.

We proved that the presence of the jet favoured the fluidisation of particles and the bed of particles the jet preserved its fundamental properties. Infarct we noted that the state of the bed influence the flare of velocity and temperature profiles. In other way: the massic and thermal flux of the jet decrease considerably in a of

Mots clés : jet, fluidisation, lit à jet fluidisé, profil thermique, profil de vitesses

Sommaire

Titre	page
Nomenclature	
Introduction	
Chapitre I	1
Revue bibliographique	
I.1- JETS LIBRES TURBULENTS	1
I.1.1- Propriétés fondamentales du jet	1
I.1.1.1-Description du jet	1
I.1.1.2- Caractéristiques du jet	1
I.1.1.2.a- Abscisse caractéristique $Y_{1/2}$	3
I.1.1.2.b- Angle d'un jet	3
I.1.1.2.c- Profils de vitesse	3
I.1.1.2.d- Débit volumique	4
I.2- LITS A JETS	5
I.2.1- Condition d'obtention d'un jet	5
I.2.2-Caractéristiques hydrodynamiques	6
I.2.2.a-Gradient de Pression	6
I.2.2.b- Perte de charge	6
I.3- LITS A JET FLUIDISES	6
I.3.1- Les différents régimes	7
I.3.2-Pénétration du jet vertical	7
I.3.3-Profil de vitesse du gaz	8
I.3.4- Angle du jet	8
I.4-ETUDE DES JETS SOUS DES CONDITIONS NON ISOTHERMES	9
I.4.1- Transfert de chaleur en milieu particulaire	9
I.4.1.a-Transfert de chaleur en lit fluidisé	9
I.4.1.b- Transfert de chaleur en lit à jet	10
I.4.1.b.1-Transfert de chaleur entre le fluide et les particules	10
I.4.1.b.2-Transfert de chaleur entre le lit et la paroi	12
I.4.1.c-Influence des paramètres hydrodynamiques	12
I.4.2-Etude des jets libres sous des conditions non isothermes	13
I.4.2.1-Profils de température	13
I.4.3- Lits à jets fluidisés sous les conditions non isothermes	15
I.4.3.1- Profil de température	16
I.4.3.2- Caractéristiques hydrodynamiques	20
I.4.3.2.a- Différentes zones hydrodynamiques du jet	20
I.4.3.2.b-Pénétration du jet	20
I.4.3.2.c- Stabilité du jet	21

Titre	page
Chapitre II	23
Dispositif expérimental , procédure , méthodes de mesures et calculs	
II.1-DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	23
II.1.1-Colonne d'étude	23
II.1.2- Boite à vent	23
II.1.3- Plaque de distributeur de gaz	25
II.1.4- Injécteur	25
II.1.5- Système de déplacement tridimensionnel	25
II.1.6-Système de chauffage	25
II.1.7- Tube de pitot	25
II.2-METHODES DE MESURES	25
II.2.1-Mesure de la vitesse du jet	25
II.2.2-Mesure des débits gazeux	26
II.2.3-Mesure de température	26
II.3-METHODES DE CALCULS	26
II.3.1-Calcul du débit massique et du flux de quantité de mouvement du jet	26
II.3.2-Calcul du flux thermique	27
II.4- PROPRIETES PHYSIQUES DES PARTICULES SOLIDES ET DU GAZ	28
CHAPITRE III	30
RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	
III.1-ESSAIS PRELIMINAIRES	30
III.1.1-Etude de la fluidisation des particules solides	31
III.1.2-Etude de l'expansion avec jet	34
III.1.3-Hydrodynamique du jet libre	37
III.1.3.1- Profils de vitesses	37
III.1.3.2-Etude de la symétrie des profils de vitesses	37
III.1.3.3- Angle du jet	37
III.1.3.4- Vitesse maximale	41
III.1.3.5-Etude de l'autosimilarité des profils de vitesses	42
III.1.3.6-Comparaison des vitesses réduites a celles prédites par différentes corrélation	43
III.2-ETUDE HYDRODYNAMIQUE DU JET EN MILIEU PARTICULAIRE	45
III.2.1-Profils de vitesse	45
III.2.2- Débit massique du jet	48
III.2.4-Similitude des profils réduits de vitesse	48

Titre	page
III.3-ETUDE DU JET LIBRE SOUS DES CONDITIONS NON ISOTHERMES	50
III.3.1-Etude hydrodynamique du jet libre	50
III.3.2-Profil de température du jet libre	55
III.3.2.1 - angle du jet thermique	62
III.4-ETUDE DU JET EN MILIEU PARICULAIRE SOUS DES CONDITIONS NON ISOTHERMES	63
III.4.1-Etude des caractéristiques fondamentales du jet	63
III.4.1.a- Symétrie axiale des profils de températures	63
III.4.1.b -Symétrie de révolution	70
III.4.1.c - L'abscisse caractéristique	70
III.4.1.d -Autosimiltude des profils réduits de températures	70
III.4.2-Etude de l'effet de la vitesse d'aération sur les profils de température	74
III.4.3-Etude de l'effet de vitesse du jet sur les profils réduits de températures	76
III.4.4- Vérification de la théorie de Prandtl et Tollmien	77
III.4.5-Comparaison des températures réduites a celles prédites par différentes corrélations	79
III.4.6-Application de la modélisation de De Michele au calcul du flux thermique	82

Conclusion

Bibliographie

Sommaire des annexes

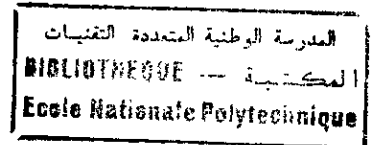
annexes

Nomenclature

Lettre Latines.

b	Demi-largeur du jet
C	Concentration
C_m	Concentration maximale
c_{ps}	Capacité calorifique du solide
c_{pg}	Capacité calorifique du gaz
d_0	Diamètre de l'injecteur
d_p, d	Diamètre des particules
D_c	Diamètre de la colonne
f_b	fréquence de bullage
F_i	La section transversale du jet
g	Gravité
G	Débit massique du gaz
h	Coefficient de transfert de chaleur
h_p	Coefficient de transfert de chaleur au niveau de la paroi
H	Hauteur
H_{ms}	Hauteur maximale du lit à jet
K_{ps}	Coefficient de transfert gas-particule
L	Longueur de pénétration du jet
M	Flux de quantité de mouvement
ΔP	Perte de charge
ΔP_{total}	Perte de charge totale
$\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)$	Gradient de pression
q_{g0}	Le débit de gaz à la sortie de l'injecteur
Q	Débit du jet d'air
Q_{FS}	Flux thermique de la phase fluide à la phase solide
Q_m	Débit massique
S	Largeur du jet
T	Température du gaz
T_0	Température initiale
T_e	Température du milieu environnant le jet
T_m	Température maximale
T_p, T_∞	Température à la paroi
T_{LIT}	Température du lit proche de la paroi
t	Temps
U	Vitesse du gaz
U_0	Vitesse nominale du jet
U_m	Vitesse maximale sur l'axe
U_{mf}	Vitesse minimale de fluidisation
U_{ms}	Vitesse minimale d'entraînement du jet
U_f	Vitesse de fluidisation
U_{exp}	Vitesse expérimentale
F	la section transversale du jet
T	la température locale du gaz
U_{Gauss}	Vitesse calculée suivant la relation de Gauss

$U_{schlichting}$	Vitesse calculée suivant la relation de Schlichting
U_{gothor}	Vitesse calculée suivant la relation de Gothor
V_z	Vitesse des particules au niveau de la paroi
W	poids
w_j	Flux de chaleur
$y_{1/2}, y_{1/2hy}$	Abscisse caractéristique hydrodynamique
$y_{1/2th}$	Abscisse caractéristique thermique
$\Delta T, (T-T_p)$	Différence de température
x	Abscisse longitudinale
X_g	Concentration du gaz dans le jet
X_{gm}	Concentration maximale du gaz dans le jet
y	Abscisse latérale du jet
z	Abscisse transversale
Z	Distance verticale de la zone chauffée jusqu'en haut de la colonne
k_g	Conductivité thermique du gaz
k_c	Conductivité thermique du solide



Lettres grecques

ρ_g	Masse volumique du gaz (Kg/m ³)
ρ_s, ρ_p, ρ_b	Masse volumique du solide (Kg/m ³)
ρ_f	Masse volumique du fluide (Kg/m ³)
α	Angle interne de friction
α_f	Fraction volumique occupé par le Gaz
α_s	Fraction volumique occupé par le solide
β_{ij}	Tenseur de cofluctuation
θ	Angle du jet
ψ	Facteur de sphéricité
ν	Viscosité cinématique du gaz
η, μ_g	viscosité dynamique du gaz
ε	Porosité du lit

Nombres adimensionnels

$$Re = \frac{dU\rho_f}{\mu} \quad \text{Le nombre de Reynolds}$$

$$G_a = \frac{d^3 \rho_g^2 g}{\mu^2} \quad \text{Le nombre de Galilé}$$

$$Mv = \frac{(\rho_s - \rho_f)}{\rho_f}$$

$$Fr = \frac{U_0^2}{gx} \quad \text{Le nombre de Froude}$$

$$Ar = \frac{d^3 \rho_f (\rho_s - \rho_f) g}{\mu^2} \quad \text{Le nombre d'Archiméd}$$

Introduction

INTRODUCTION GENERALE

La fluidisation, procédé industriel par lequel les particules solides sont maintenues en suspension par un courant fluide, était déjà utilisée au 19^{ème} siècle pour le grillage des minerais et le séchage des céréales. Les lits fluidisés sont employés pour la mise en œuvre de réactions entre fluide et particules solides.

Dans certains procédés industriels, il est nécessaire d'introduire les particules ou le gaz secondaire soit par le centre de la colonne, soit au niveau d'une paroi latérale à une certaine hauteur du lit. En raison des difficultés rencontrées lors de la fluidisation de grosses particules, l'emploi des lits à jet est d'une grande importance. Ces procédés permettent d'obtenir une meilleure circulation des particules.

Dans le cas de réactions très exothermiques, l'introduction d'un jet gazeux permet de transférer rapidement d'importantes quantités de chaleurs. Les jets gazeux peuvent être également utilisés comme fluides caloporteurs dans certaines réactions endothermiques rapides. Les réacteurs à jets sont utilisés dans divers procédés chimiques et physiques tels que la synthèse catalytique, la pyrolyse, la calcination, la gazéification, le séchage, le recouvrement des dragées dans l'industrie pharmaceutique, etc...

Pour le dimensionnement des réacteurs, il est indispensable de connaître l'hydrodynamique des jets et leur comportement sous des conditions non isothermes en vue de comprendre les mécanismes d'interaction et d'échange entre le jet et le milieu fluidisé.

L'étude des jets en milieu fluidisé est complexe car elle fait apparaître divers paramètres non encore bien maîtrisés. L'objet de ce travail est de caractériser l'hydrodynamique d'un jet turbulent vertical immergé dans un lit de particules sous des conditions isothermes et non isothermes.

Le premier chapitre est consacré à une synthèse bibliographique sur les jets turbulents libres ainsi que sur les principaux résultats de la littérature. Le second chapitre est consacré à la description de l'installation expérimentale et des méthodes de mesures. Le troisième chapitre est consacré aux résultats expérimentaux et aux commentaires.

Chapitre I

CHAPITRE I

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1- JETS LIBRES TURBULENTS

Un jet libre est défini comme étant une émergence d'un fluide d'un embout vers un autre fluide stationnaire dans lequel il est miscible. Le jet est considéré libre quand sa section transversale est inférieure de 20 % de la valeur de celle du milieu environnant [1]. Il entraîne au cours de son développement une augmentation du débit et du flux massique dans le jet, en fonction de l'éloignement x par rapport au point d'injection. La théorie des jets libres en milieu homogène prédit la conservation du flux de quantité de mouvement. Nous distinguons les jets laminaires, et les jets turbulents. Les jets laminaires ne présentent pas de bonnes caractéristiques de mélanges, d'où la préférence de l'utilisation des jets turbulents. D'après Davies [1], un jet est dit turbulent lorsque le nombre de Reynolds calculé sur la base du diamètre de l'injecteur est supérieur à 2500.

I.1.1- Propriétés fondamentales du jet

I.1.1.1-Description du jet

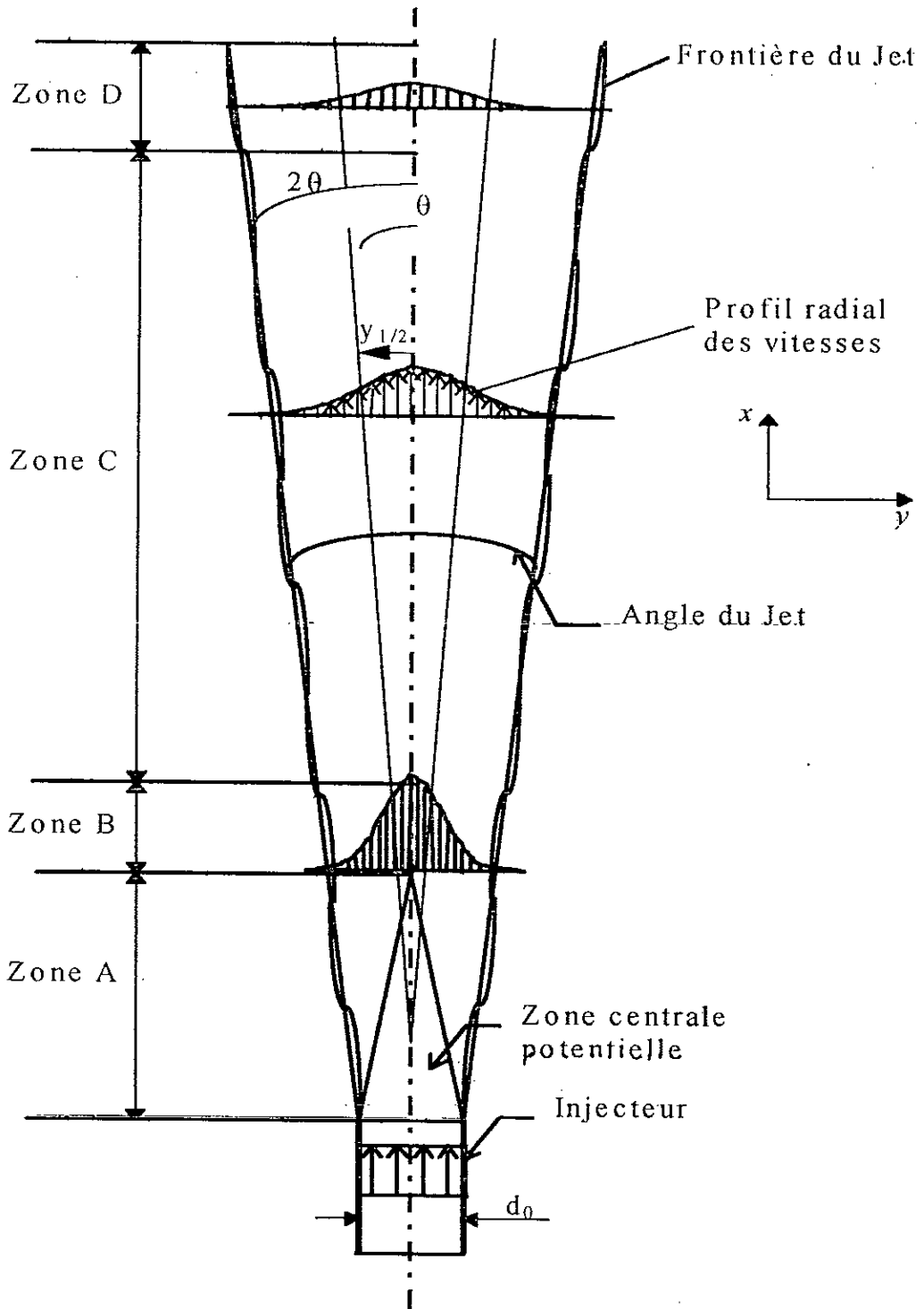
Un jet libre turbulent se distingue comme l'illustre la figure 1, par quatre zones d'écoulement, selon la plupart des auteurs [1] et [2].

- * La région de décharge qui s'étend de l'embout du jet jusqu'à $6,4 d_0$ c'est à dire $0 < x < 6,4 d_0$
- * La région de transition qui correspond à la zone de passage d'un écoulement de l'état laminaire à l'état turbulent, pour un intervalle s'étendant entre $6,4 d_0$ et $8 d_0$. Elle est souvent négligée, vu la difficulté d'expliquer l'origine de la naissance de la turbulence.
- * La région d'écoulement établi constitue la zone principale et s'étend jusqu'à $100 d_0$, c'est la zone la plus étudiée par les auteurs.
- * La région terminale où la vitesse centrale s'atténue graduellement jusqu'à s'annuler.

I.1.1.2- Caractéristiques du jet

Le jet horizontal ou vertical dans la zone d'écoulement établi est caractérisé par certaines grandeurs physiques et relations telles que la distribution de vitesses, l'angle du jet, le débit volumique ou massique, employés pour définir le phénomène de jet.

Ainsi la vitesse axiale du fluide injecté diminue avec l'éloignement par rapport au point d'injection. Elle est maximale sur l'axe du jet, puis diminue pour s'annuler à la frontière du jet.



Légende

- Zone A: Région de décharge.
- Zone B: Région de transition.
- Zone C: Région principale.
- Zone D: Région terminale.

Figure 1: Les différentes zones du jet libre selon Davies, 1972 [1]

I.1.1.2.a- Abscisse caractéristique $y_{1/2}$

Elle correspond à l'abscisse dont l'ordonnée est égale à la moitié de la vitesse maximale $U_m(x, y)$ et croit de façon linéaire avec la distance à l'injecteur. Elle est définie par $U_m/2 = U(x, y_{1/2})$. L'expansion du jet dans des conditions non isothermes peut être caractérisée par l'abscisse caractéristique thermique $y_{1/2 th}$ liée à la notion de frontière thermique du jet. Elle correspond à la moitié de la différence de la température maximale ΔT_m définie par:

$$\Delta T_m(x,y) = T_m(x,y) - T_p(x) \quad (1)$$

I.1.1.2.b- L'angle d'un jet

En s'éloignant de l'injecteur le jet s'élargit suivant un angle θ . Dans le cas d'une conduite tridimensionnelle, l'angle θ est défini comme étant la moitié de l'angle du cône illustré par la figure 1, et est de l'ordre de 5° [1].

Cet angle est déduit à partir du tracé de l'évolution de l'abscisse caractéristique $y_{1/2}$ en fonction de l'abscisse transversale.

I.1.1.2.c- Profils de vitesse

La zone la plus étudiée dans la littérature est la zone d'écoulement établi. Axialement la vitesse maximale, pour un jet tridimensionnel décroît proportionnellement à l'inverse de la distance au dessus de l'embout et son expression est selon Rajartnam [3]:

$$\frac{U_m}{U_0} = \lambda \frac{d_0}{x} = 3.70 \frac{d_0}{x} \quad (2)$$

Par contre, pour un jet plan, Rajartnam [3] propose une autre relation :

$$\frac{U_m}{U_0} = \lambda \sqrt{\frac{d_0}{x}} = 6.30 \sqrt{\frac{d_0}{x}} \quad (3)$$

La figure 2 illustre le profil radial de la vitesse rapportée à la vitesse maximale en fonction de la distance à l'embout. Elle peut être représentée selon Abramovich [4] par l'équation de Schlichting [2] et [5].

$$\frac{U}{U_m} = \left(1 - \left(\frac{y}{b} \right)^{1.5} \right)^2 \quad \text{pour } \frac{y_{1/2}}{b} = 0,44 \quad (4)$$

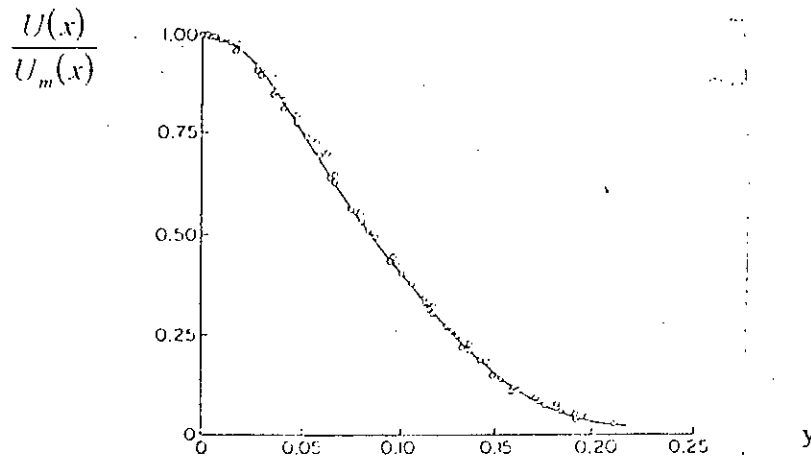


Figure 2: Profil de vitesse dans un jet libre selon Davies 1972 [1]

— Equation de Schlichting

○ Points expérimentaux

De façon générale, la littérature met en évidence que les résultats expérimentaux sont assez bien représentés tant par la distribution de Gauss, que par l'équation de Prandtl-Görther [6] définies par les expressions suivantes :

Equation de Gauss

$$\frac{U}{U_m} = \text{Exp}\left(-\text{Ln}(2)\left(\frac{y}{y_{1/2}}\right)^2\right) \quad (5)$$

Equation de Prandtl-Görther

$$\frac{U}{U_m} = \frac{1}{\left[1 + (\sqrt{2} - 1)\left(\frac{y}{y_{1/2}}\right)^2\right]^2} \quad (6)$$

I.1.1.2.d- Débit volumique

Le jet entraîne au cours de son développement l'air environnant, ce qui engendre une augmentation du débit au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur, le débit peut être déterminé par :

$$\frac{Q}{Q_0} = W \frac{x}{d_0} \quad (7)$$

I.2- LITS A JETS

Le lit à jet est une technique de mise en contact fluide-solide basé sur l'introduction d'un gaz dans le lit de particules, sous forme d'un jet à travers un orifice unique placé sur l'axe de la colonne. La figure 3 représente un exemple type d'un lit à jet. De tels réacteurs permettent un meilleur mélange tant pour les grosses particules (diamètre de particules supérieur à 1 mm) que pour les particules fines (diamètre inférieur à 400 μ m), ce mélange difficile à réaliser par les techniques de fluidisation classiques.

Les lits à jet permettent également d'obtenir une bonne circulation des particules même pour des débits de gaz modérés, avec une perte de charge plus faible que pour les lits fluidisés de même hauteur.

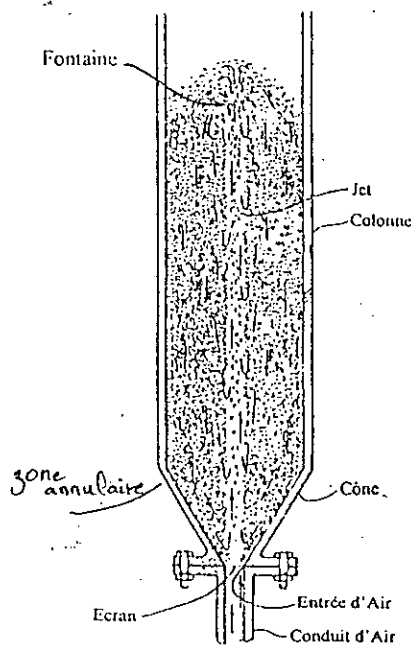


Figure 3: Les lits à jet.

I.2.1- Condition d'obtention d'un jet

La décharge d'un jet en milieu particulaire génère en fonction des conditions opératoires, soit un jet à bulle, soit un jet à caractère permanent. Il s'agit de la taille des particules et leur granulométrie, du diamètre de l'injecteur, des dimensions de la colonne, de l'angle du cône, du débit du gaz et de la hauteur du lit.

L'obtention d'un jet stable dépend de certains paramètres liés aux conditions opératoires sus-citées, en particulier celle de la vitesse du jet. Ainsi la vitesse minimale d'entraînement des particules pour une couche de lit donnée est fonction selon Mathur, Gishler [7] et Merry [8] de: $U_{ms} = f(dp, Dc, d_0, h, \rho_f, \varepsilon)$.

Comme exemple nous citons la corrélation de Mathur et Gishler [7] dont l'expression est :

$$U_{ms} = \left[\frac{d_p}{D} \right] \left[\frac{d_0}{D} \right]^{1/3} \sqrt{\frac{2gh(\rho_p - \rho_f)}{\rho_f}} \quad (8)$$

Pour l'obtention d'un jet à caractère permanent la littérature prédit que la vitesse du gaz doit être égale au moins à 3 fois celle du minimum de fluidisation des particules [9].

I.2.2- Caractéristiques hydrodynamiques

Le jet en milieu particulaire conserve les propriétés d'un jet libre tels: la distribution radiale de vitesse, le débit, l'angle du jet etc... La présence des particules affecte toutefois certaines propriétés notamment l'évolution de la perte de charge.

I.2.2.a- Gradient de Pression

Le jet en milieu particulaire, génère un gradient de pression ($-\partial P/\partial X$) qui n'est pas uniforme suivant la hauteur du lit. Faible à la base, il évolue jusqu'à atteindre le maximum à la surface du lit.

I.2.2.b- perte de charge

La détermination de la perte de charge maximale est très importante pour la conception du distributeur dans une colonne à jet.

Manurung [10] considère que ΔP_{max} est la combinaison de la perte de charge de rupture et celle de friction. A partir des résultats expérimentaux pour divers types de colonnes, l'auteur détermine la perte de charge à partir de la corrélation suivante:

$$\Delta P_{max} = \left(\left(\frac{6.8}{\tan \alpha} \left(\frac{d_0}{D} \right) + 8 \right) H \rho_p - 34.4 d_p \rho_p \right) \quad (9)$$

I.3- LITS A JETS FLUIDISES

La technique des lits à jet fluidisés est venue pour améliorer les contacts gaz - solide et favoriser les transferts de masse et de chaleur en combinant les avantages du lit à jet et du lit fluidisé simultanément. Le jet pulsatoire à caractère permanent reste le plus utilisé pour caractériser le comportement des jets en milieu fluidisé. Les chercheurs se sont intéressés aux différents paramètres tels que les différents régimes, le mode de développement du jet, la

longueur de pénétration, l'entraînement du gaz et des particules dans le jet, le profil de vitesse du gaz, etc...

1.3.1- différents régimes

Le développement du jet en fonction de la vitesse du gaz de jet est fortement influencé par la vitesse du gaz de fluidisation et les échanges de fluide entre la phase fluidisée et le jet peuvent être sensiblement à fortement affectés selon le régime généré. Sutanto [11] propose de distinguer les différents régimes illustrés dans la figure 4 :

- Lit fixe (F) : si la somme Q_T du débit central Q du jet et du débit auxiliaire q d'aération est inférieur au débit nécessaire à la fluidisation des particules, alors nous avons un lit fixe.
- Jet en lit fluidisé (JF) : pour un débit de gaz Q_T légèrement supérieur au débit minimal de fluidisation, deux états de fluidisation sont observés. Pour un fort débit q auxiliaire, un pistonage apparaît dans la partie supérieure, avec une fréquence de l'ordre de 1 à 2 hz (JF(I)) similaire à un pistonage en fluidisation. Pour un faible débit auxiliaire q on a une transition graduelle entre JF(I) et JF(II). Ce dernier a l'aspect d'un lit à jet.
- Jet avec aération (SA) : le débit auxiliaire q est très petit devant le débit total nécessaire à la fluidisation tandis que le débit du jet Q est grand comparé au débit auxiliaire. dans ce cas, le lit se comporte comme un lit à jet conventionnel (J).
- Fluidisation avec jet (SF) : lorsque le jet n'est pas stable et que les particules dans la partie supérieure sont fluidisées, l'apparence du lit est similaire à celle d'un jet conventionnel avec une hauteur maximale du lit. Ce régime correspond à une valeur de débit du jet Q très grande et de débit auxiliaire q très proche du débit nécessaire à fluidiser les particules.

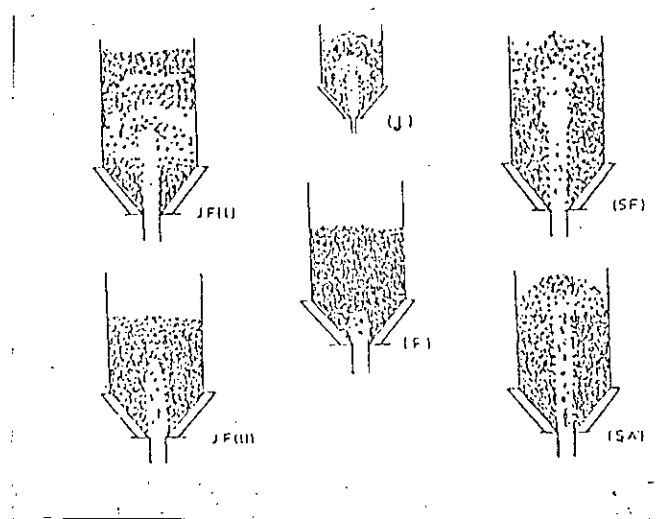


Figure 4: Les différents régimes en jet immergé selon Sutanto, 1985 [11].

1.3.2-Pénétration du jet vertical

La longueur de pénétration du jet dans le lit est un élément important pour la conception des réacteurs à lits fluidisés. Sa connaissance permet de définir la hauteur au

dessus de laquelle il faudra placer les équipements internes tels que les échangeurs de chaleur, les cyclones et pour minimiser les phénomènes d'érosion dus aux particules entraînées dans le jet.

Plusieurs corrélations sont proposées dans la littérature pour la prédiction de la longueur de pénétration du jet, mais pour des conditions opératoires particulières.

I.3.3-Profils de vitesse du gaz

Plusieurs auteurs [12], [13] et [14] ont étudié les profils radiaux de vitesse de gaz dans le jet. Donadono et coll. [15] montrent que la forme de ces profils dans un lit fluidisé est similaire à celle d'un jet libre turbulent en phase homogène et se caractérisent par les mêmes zones que celles observées pour un jet libre.

Les profils de vitesse dans le cas d'un jet immergé dans un milieu fluidisé sont également décrits par l'équation de Schlichting :

$$\frac{U}{U_m} = \left[1 - \left(0,44 \frac{y}{y_{1/2}} \right)^{1,5} \right]^2 \quad (10)$$

Toutefois, à la frontière du jet, Sakhova et Minaev [16] observent un certain écart entre leurs résultats expérimentaux et ceux décrits par l'équation de Schlichting. Ils préconisent alors une autre corrélation pour décrire le profil de vitesse exprimé par la relation:

$$\frac{U - U_f}{U_m - U_f} = 1 - \left[1 - \left(1 - 0,56 \left(\frac{y}{y_{1/2}} \right) \right) \right]^{1,5} \quad (11)$$

Les travaux de Gobrodze et coll.[18] ont mis en évidence que l'augmentation de la vitesse maximale dans le jet en fonction de la vitesse d'aération dans la grille est plus marquée dans le cas d'un jet immergé.

La majorité des auteurs arrivent à prouver l'existence de l'auto-similarité des profils réduits de vitesse suivant l'axe du jet dans le cas d'un jet immergé.

I.3.4- Angle du jet

La définition de la frontière de jet immergé dans un lit de particules varie d'un auteur à un autre car elle est difficile à déterminer et de ce fait la détermination de l'angle du jet varie selon les auteurs.

Ainsi Shakhova [19] définit la frontière du jet comme étant la position où la vitesse du gaz égale la vitesse terminale des particules, tandis que Yang et Keairns [20] la définissent comme étant le point de changement brusque de vitesse. L'angle du jet selon Yang et Keairns est alors de l'ordre de 15° à 17° [21].

Massimila [22], distingue une zone initiale d'expansion caractérisée par un angle du jet de 35° et une zone principale d'expansion, caractérisée par un angle du jet de 13° . L'angle du jet tend à s'élargir avec l'augmentation de la densité et la taille des particules.

Merry [23] propose une corrélation pour le calcul du demi-angle du jet :

$$\text{Cotg}(\theta) = 10,4 \left(\frac{\rho_s d_p}{\rho_g d_0} \right)^{-0,3} \quad (12)$$

Rushton [24] relie l'évolution de l'angle du jet à la viscosité cinématique du gaz ν définie au point d'injection selon la relation de Stokes.

$$\text{tg}(\theta) = 0,283 \nu^{0,135} \quad (13)$$

où

$$\nu = \mu_g \left[\frac{\exp\left(\frac{5(1-\varepsilon)}{3\varepsilon}\right)}{\rho_p(1-\varepsilon) + \rho_g \varepsilon} \right] \quad (14)$$

I.4-ETUDE DES JETS SOUS DES CONDITIONS NON ISOTHERMES

De nombreuses études ont été entreprises dans le domaine du transfert thermique en milieu particulaire, dans le cas des lits fluidisé et des lits à jets. Pour ce qui est des lits fluidisés à jet, les études sont très restreintes et limitées à des cas particuliers.

Dans cette partie, nous introduirons les études qui ont été faites dans le domaine des jets libres non isothermes, puis les principaux résultats concernant le transfert de chaleur dans les lits fluidisés et les lits à jet, puis pour finir par, la présentation des études et investigations sur les lits fluidisés à jets.

I.4.1-Transfert de chaleur en milieu particulaire

I.4.1.a- Transfert de chaleur en lit fluidisé

La principale raison de l'utilisation des systèmes fluidisés dans les processus technologiques de hautes températures est la possibilité de transférer de très grandes quantités de chaleur. Nous distinguons deux types de transfert thermique, le transfert entre le lit fluidisé et la surface de la paroi et le transfert de chaleur entre particules.

Plusieurs auteurs ont étudié ces modes de transfert. Ils rassemblent leurs résultats sous forme de corrélations exprimées par les nombres adimensionnels dont le nombre de Nusselt qui exprime un rapport entre le coefficient de transfert thermique convectif et conductif et donne une information sur la nature du transfert thermique et son ampleur.

La plupart des auteurs [25], [26] et [27], mettent en évidence l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur avec l'augmentation de la vitesse du gaz jusqu'à un maximum puis une diminution de celui-ci graduellement.

Ainsi pour le transfert de chaleur lit - paroi, Levenspiel et Walton [25] ont développé un modèle de transfert basé sur les expressions suivantes :

$$Nu = \frac{0,417}{A_1} (1 - \varepsilon)^{1/2} Re^{1/2} \quad (15)$$

où

$$A_1 = (1 + B_1^2)^{3/2} - B_1^3$$

$$B_1 = 0,0294(1 - \varepsilon)^{1/2} Re^{1/2}$$

Ils considèrent que les particules par leur mouvement cyclique brisent la couche limite du fluide au niveau de la paroi pour favoriser le transfert thermique lit - paroi.

Pour ce qui est du transfert de chaleur particule - particule, plusieurs modèles ont été proposés par les chercheurs, parmi lesquels celui de Botterill et Williams[28], dont l'équation de transfert est la suivante :

$$Nu = 1,13 \left[(1 - \varepsilon_{mf}) (1 - f_b) \left(\frac{\eta d_p}{u_0} \right) \left(\frac{c_{ps} \rho_p}{c_{pg} \rho_g} \right) \left(\frac{k_e}{k_g} \right) \left(\frac{c_{pg} \mu}{k_g} \right) \left(\frac{d_p \rho_g U_0}{\mu} \right) \right]^{1/2} \quad (16)$$

$$= \frac{1,13 d_p}{k_g} \left[(1 - \varepsilon_{mf}) (1 - f_b) \eta_{\underline{w}} c_{ps} k_e \right]^{1/2}$$

Ce modèle est basé sur le principe de l'écrasement de la couche limite située à l'interface fluide - particule par les particules voisines au sein du lit.

Le transfert de chaleur en lit fluidisé dépend de plusieurs paramètres, parmi lesquels nous citerons le diamètre des particules. Levenspiel et Walton [25] montrent l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur avec la diminution du diamètre des particules.

1.4.1.b-Transfert de chaleur dans un lit à jet

L'utilisation d'un jet pour le transfert thermique dans un lit de particules s'avère très favorable pour les particules sensibles aux effets de la température comme dans le cas du séchage des produits agro-alimentaires.

1.4.1.b.1-Transfert de chaleur entre le fluide et les particules

Parmi les résultats des travaux de Mujumdar [29], pour un lit à jet vertical bidimensionnel, le coefficient de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation de la

vitesse du gaz et avec l'augmentation du diamètre des particules (figure 5). Ceci est dû au haut niveau de turbulence du courant gazeux et la grande vitesse relative gaz - particule. Il propose une corrélation de la forme :

$$Nu = 1,975 Re^{0,64} \left(\frac{H}{d_p}\right)^{-1,20} \left(\frac{H}{W}\right)^{0,45} \left(\frac{S}{d_p}\right)^{0,26} \tag{17}$$

Pour un domaine d'application :

$$1670 \leq Re \leq 7400$$

$$56 \leq H/d_p \leq 247$$

$$1,15 \leq H/W \leq 2,69$$

$$4,20 \leq S/d_p \leq 17,6$$

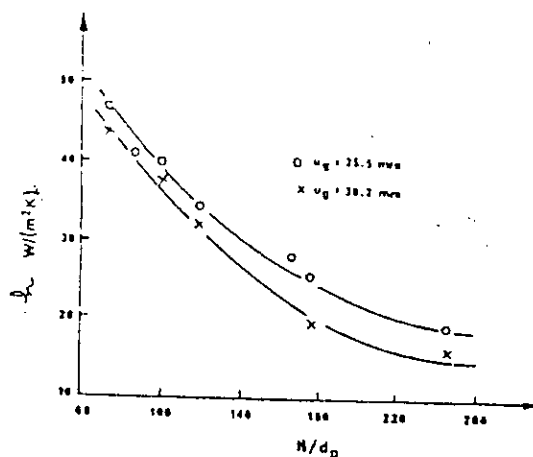


Figure 5: Variation du coefficient de transfert de chaleur avec la vitesse et le diamètre des particules selon Mujumdar, 1995 [29]

Les travaux de Uemaki et Kugo [30] ont mis en évidence que l'équilibre thermique entre le fluide et les particules s'établit très rapidement dans la zone du jet et de ce fait la température du solide est pratiquement uniforme dans la région annulaire. Aussi, ils proposent une corrélation de leurs résultats expérimentaux dans le cas d'une colonne tridimensionnelle pour le calcul du coefficient de transfert thermique gaz -particule. Ils mettent également en évidence l'interdépendance du coefficient de transfert thermique et le diamètre des particules. Cette étroite relation est illustrée par l'équation (18) :

$$\frac{h d_p}{k} = 0,0005 \left(\frac{d_p U_{ms} \rho_g}{\mu_g}\right)^{1,46} \left(\frac{U}{U_{ms}}\right)^{1,30} \tag{18}$$

pour Pr = 0,7, le gaz étant l'air.

Dans le cas des particules de faibles diamètres et un nombre de Reynolds inférieur à 100, Littman et Silva [31] proposent la corrélation suivante :

$$Nu = 0,42 + 0,35Re^{0,8} \quad (19)$$

Ils considèrent que la température du gaz est proche de celle des particules dans l'environnement immédiat de l'injecteur.

I.4.1.b.2-Transfert de chaleur entre le lit et la paroi

Le transfert de chaleur entre la paroi de la colonne et le lit se fait principalement par voie convective grâce au mouvement descendant des particules dans la région annulaire. Parmi les principaux résultats des études entreprises, il ressort que, le coefficient de transfert de chaleur lit - paroi augmente avec l'augmentation du diamètre des particules [32], et [33] comme l'illustre la figure 6.

Selon Klassen, Gishler et Malek [34], ni le diamètre de la colonne ni la vitesse du gaz n'ont un effet significatif sur le coefficient de transfert de chaleur. Plusieurs corrélations ont été proposées sous la forme suivante :

$$h_p = A \left(\frac{d_0}{d_p} \right)^\alpha \times Re^\beta \times \left(\frac{d_p^3 \rho_g g}{\mu_g} \right)^\gamma \times \left(\frac{\rho_s C_{ps}}{\rho_g C_{pg}} \right)^\delta \times (1 - \varepsilon)^\xi \quad (20)$$

où α , β , γ , δ , ξ , sont des constantes

Plusieurs auteurs ont essayé de modéliser le transfert lit -paroi dans un lit à jet dont Behie et coll.[35] qui à partir des bilans thermiques et massiques, et des conditions aux limites appropriées ont abouti à l'expression:

$$h_p = 1,129 \left(U_p \rho_s c_{ps} \frac{k_{ps}}{z} \right)^{1/2} \quad (21)$$

Cette équation donne des résultats acceptables avec les données du séchage du blé par l'air.

II.4.1.c-Influence des paramètres hydrodynamiques

D'après Dolovich et coll. [36], la partie du lit à jet où se passe la majorité du transfert thermique est la partie basse de la zone annulaire. Le mouvement circulaire du solide qui monte du centre puis redescend vers les parois, contribue à l'augmentation de la température moyenne du lit, suivant les propriétés physiques du solide.

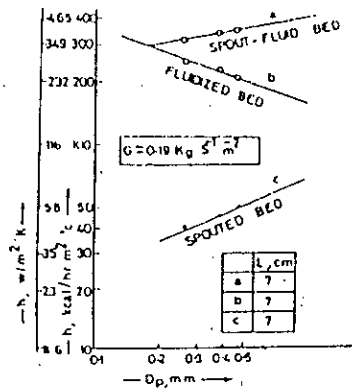


Figure 6: influence du diamètre des particules sur la valeur du coefficient de transfert de chaleur selon Stanely et coll., 1984 [37]

Stanely et coll. [37] remarquent que :

- Les hauteurs minimale et maximale du jet décroissent avec l'augmentation de la température du lit. Dans le cas de la hauteur minimale H_{min} , Brigwater [38] propose une relation qui s'écrit sous la forme suivante :

$$H_{min} = \left[\frac{D_c}{d_p} \right] \left[\frac{D_c}{d_0} \right]^{2/3} \left[\frac{700}{A_r} \right] \left[\sqrt{1 + 35,9 \times 10^{-6} A_r} - 1 \right]^2 \quad (22)$$

- La température du lit n'a pas une influence significative sur la perte de charge dans le lit.

I.4.2-Etude des jets libres sous des conditions non isothermes

L'émergence d'un jet turbulent à une température différente de la température ambiante, en pénétrant dans un fluide miscible au repos, génère des variations de température le long de l'axe ainsi qu'à travers les sections droites du jet.

Ces variations sont également exprimées par les profils de température, à travers n'importe quelle section du jet, lesquels d'après Davies [1], suivent l'allure d'une gaussienne et présentent une similitude avec les profils de vitesse observés en jets libres.

I.4.2.1-Profiles de température

Prandtl et Tollmien, cités par Abramovich [4], en se basant sur la similitude entre le profil de température et celui de la vitesse ont proposé la relation cités ci-dessous :

$$\frac{T - T_e}{T_m - T_e} = \frac{U}{U_m} \quad (23)$$

Les profils de températures, et de vitesse ont été corrélés par Prandtl [37] qui propose une relation modifiée qu'il exprime sous la forme de profil réduit:

$$\left(\frac{U - U_0}{U_m - U_0} \right)^{0,5} = \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right) = \left(\frac{C - C_0}{C_m - C_0} \right) \quad (24)$$

En effet, les résultats expérimentaux obtenus par Stark et Reichardt, cités par Abramovich [4], ont montré que cette égalité n'est pas vérifiée et que le profil de température est plus évasé que le profil de vitesse. Ils remarquent sur une section transversale une décroissance de la vitesse relativement plus grande que celle de la décroissance de la température comme illustrée dans les figures 7 et 8.

Shakhova et Lastosteva [40] ont montré que la frontière dynamique est environ 1,5 fois plus petite que la frontière thermique.

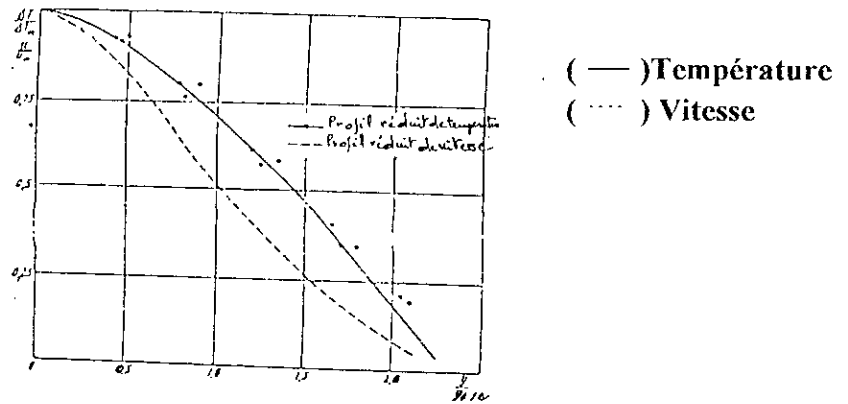


Figure 7: Comparaison entre les profils réduits de vitesse et de température selon Stark, 1953 [4].

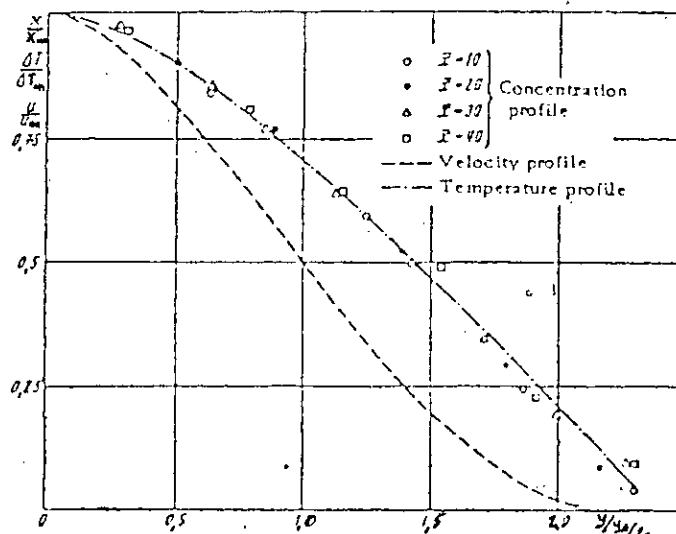


Figure 8: Comparaison entre les profils réduits de température, et de concentration et de vitesse selon Abramovich et Borodachev, 1963 [4].

Götharp et coll. [42] remarquent que pour un débit massique du gaz constant et pour une variation de température comprise entre 20 et 500°C, la vitesse axiale moyenne d'un jet

libre ainsi que le degré de fluctuation ($\sqrt{U^2}$) augmentent et ceci d'une manière quasilineaire.

I.4.3-Les lits à jets fluidisés sous des conditions non isothermes

Les lits fluidisés à jet peuvent être considérés, comme étant des types de lits fluidisés et sont régis par les mêmes mécanismes de transfert de chaleur.

Botteril et coll. [43] se sont intéressés au transfert thermique dans les lits fluidisés à jet et ont proposé deux mécanismes de transfert, un mode permanent conductif - convectif du transfert thermique lit - paroi et un mode transitoire de conduction de chaleur et de convection du système particulaire.

Les deux mécanismes préconisent une augmentation du coefficient de transfert de chaleur avec l'augmentation de la vitesse du gaz jusqu'à un maximum puis une diminution graduelle, comme dans le cas des lits fluidisés. Plusieurs auteurs ont proposé des corrélations qui expriment les variations du coefficient de transfert thermique.

Chatterjee et coll. [44] expriment la variation du coefficient de transfert de chaleur lit - paroi, en fonction de Reynolds dans le cas de systèmes tridimensionnels sous la forme suivante :

$$Nu = 0,42 \left(\frac{d_p G}{\mu} \right)^{1,16} \left(\frac{C_g}{k_g} \right)^{0,89} \left(\frac{\rho_p C_s}{\rho_g C_g} \right)^{0,24} \left(\frac{d_p}{H} \right)^{0,08} \text{ pour } Re_p < 4,0 \quad (25)$$

Où H est la hauteur du lit en cm ; d_p le diamètre des particules en mm

$$Nu = 0,6 \left(\frac{d_p G}{\mu} \right)^{0,39} \left(\frac{C_g \mu}{k_g} \right)^{0,72} \left(\frac{\rho_p C_s}{\rho_g C_g} \right)^{0,12} \text{ pour } Re_p \geq 4,0 \quad (26)$$

Le coefficient de transfert de chaleur varie de façon identique que celui du lit fluidisé.

Pour ce qui est du coefficient de transfert de chaleur particule - particule, les mêmes auteurs [44] proposent des équations dont la forme est comme suit :

$$Nu = a Re^\alpha \left(\frac{G}{\rho_p \varepsilon} \right)^\gamma \left(\frac{d_0}{D} \right)^\beta \left(\frac{d_p}{D} \right)^\xi \quad (27)$$

Le diamètre des particules à une influence particulière dans le transfert thermique. Botteril [43] montre dans le cas des systèmes tridimensionnels que le transfert de chaleur diminue avec l'augmentation de la taille des particules, dans le cas des particules fines et augmente dans le cas des grosses particules, contrairement au cas des lits fluidisés.

Le coefficient de transfert de chaleur décroît avec l'augmentation de la hauteur du lit [43]. Ceci pourrait s'expliquer par le fait, que dans la région annulaire il y a moins de circulation du solide.

Le mouvement puissant des particules est responsable du bon transfert de chaleur dans les autres régions du lit à jet fluidisé comparé au lit à jet ou au lit fluidisé.

Bairns et Filla [45] remarquent que le jet issu d'un orifice circulaire maintient sa forme cylindrique dans un lit fluidisé dans les conditions non isothermes. Ils calculent le coefficient de transfert de chaleur entre le jet gazeux et le lit fluidisé par un bilan thermique en régime permanent pour un élément cylindrique du jet (figure 9) en supposant que le gaz utilisé est réel.

D'après le bilan thermique sur l'élément cylindrique, ils trouvent les équations suivantes :

$$\frac{dT}{T - T_{lit}} = \frac{-4h}{d_0 \underbrace{GC}_{pg} c} dx \quad (28)$$

Et après intégration de l'équation (26) ils arrivent à l'équation suivante :

$$Ln\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_0}\right) = Ln\left(\frac{T - T_p}{T_0 - T_p}\right) = \frac{-4h}{d_0 \underbrace{GC}_{pg}} (x - x_0) \quad x > x_0 \quad (29)$$

Pour les utilités techniques, il est nécessaire d'avoir la variation de température en fonction du temps. En posant :

$dx = U \times dt$ et en utilisant les équations précédentes nous arrivons au résultats suivant :

$$\frac{T_0}{T_p} \left[\ln\left(\frac{T}{T_0}\right) - \ln\left(\frac{T - T_p}{T_0 - T_p}\right) \right] = \frac{4h}{d_0 \underbrace{C}_{pg} \rho_0} (t - t_0) \quad t > t_0 \quad (30)$$

t_0 : temps nécessaire pour atteindre le régime permanent.

I.4.3.1-Les profils de température

Behie et coll. [46], en comparant le profil radial de température dans une colonne de fluidisation à jet vide et remplie de particules, remarquent que le jet se dissipe plus rapidement dans le cas du lit fluidisé que dans le cas du jet libre, à cause de la présence des particules.

Une perte de 90% de la valeur de la température initiale du jet est observée à une hauteur $x = 8d_0$ dans la colonne alors qu'en jet libre la perte est seulement de 20% pour la même hauteur.

Comme dans le cas des jets libres, les profils réduits de températures sont plus évasés que les profils de vitesses et il décroissent plus rapidement que dans le cas d'un jet libre comme l'illustre la figure10.

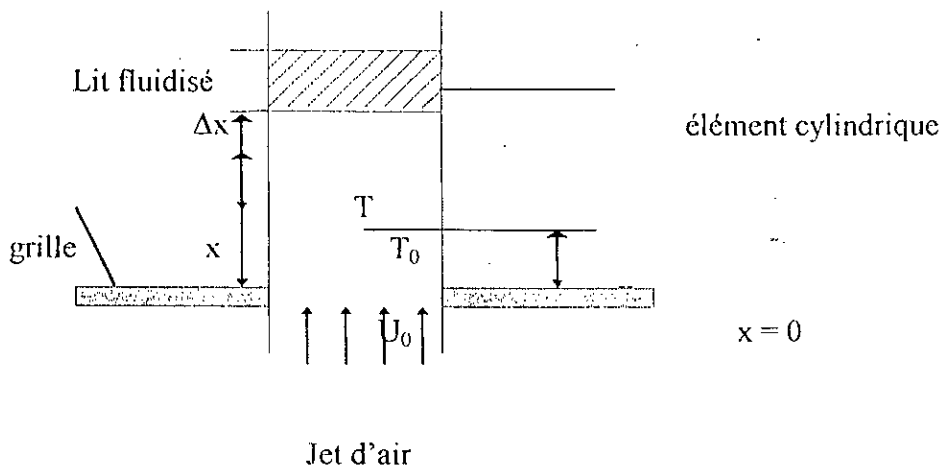


Figure 9: Modèle du transfert de chaleur dans un lit fluidisé a jet selon Bairns et coll., 1976 [45]

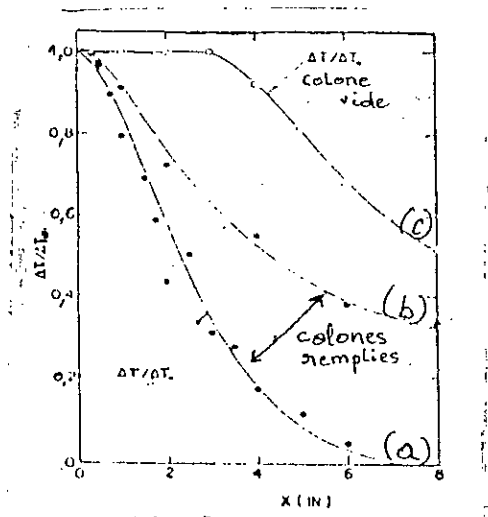


Figure10: Comparaison entre les profils thermique en jet libre et fluidisé, pour $U_0= 304,8$ m/s et $U_f= 0,1524$ m/s-selon Behie et coll., 1975 [35]

La littérature met à notre disposition plusieurs corrélations relatives aux profils de température axial et radial.

Pour les profils axiaux, nous citerons celle de Bergougnou et coll.[47] pour laquelle les écarts entre les valeurs expérimentales et celles calculées par la corrélation (31) sont de l'ordre de 7,3% pour un diamètre de buse variant entre 0,00636 m à 0,0254 m et une vitesse initiale du jet entre 1,754 et 304,8 m/s. Les colonnes sont de types bidimensionnels.

$$\text{Ln}\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_0}\right) = -50,2d_0^{-1,19}U_0^{-1,24}x^{-1,64} \tag{31}$$

Leurs études ont porté sur des colonnes de différents diamètres et de type bidimensionnel et tridimensionnel. La corrélation (31) relatif au profil axial de température est exprimée sous une forme adimensionnelle :

$$\text{Ln}\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_0}\right) = -58,1 \left(\frac{g X}{U_0^2}\right)^{0,562} \left(\frac{x}{d_0}\right)^{1,08} \left(\frac{v}{d_0 U_0}\right)^{0,112} \quad (32)$$

et sous une forme plus générale:

$$\text{Ln}\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_0}\right) = -58,1 Fr^{0,562} No^{1,08} Re^{-0,112} \quad (33)$$

La figure 11 montre l'influence du diamètre de l'injecteur sur le profil axial de température, qui croît avec l'augmentation du diamètre de l'injecteur.

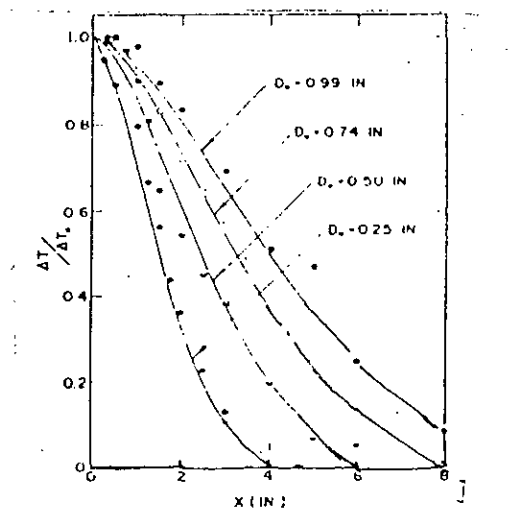


Figure 11: Effet du diamètre de l'injecteur sur les profils de températures pour $U_0 = 609,6$ m/s selon De Michele et coll., 1976 [48]

Comme dans le cas du jet libre, De Michele et coll. [48] se sont intéressés à la variation de la température le long de l'axe du jet et ont trouvé que celle-ci décroît à mesure que l'on s'éloigne tant de l'injecteur que du centre. Leurs résultats concordent avec ceux obtenus par Behie et Coll. [46]. Ils proposent une corrélation, similaire à l'équation (31):

$$\text{Ln}\left(\frac{T - T_p}{T_0 - T_p}\right) = -53,1 Fr^{-0,462} (No)^{1,18} Re^{-0,102} \quad (34)$$

Pour ce qui est du profil radial de température du jet en lit fluidisé, Behie et coll. [46] proposent la corrélation suivante :

$$\ln\left(\frac{\Delta T'}{\Delta T_m}\right) = -3,65\left(\frac{r}{d_0}\right)^{2,6} \text{ et pour } No > 5 \quad (35)$$

Alors que Sakhova et Lastosteva [49] proposent une autre forme et mettent en évidence que la frontière dynamique est plus petite que la frontière thermique;

$$\frac{T - T_p}{T_m - T_p} = \left[1 - \left(0,44 \frac{y}{y_{1/2}} \right)^{1,6} \right]^2 \quad (36)$$

Nous remarquons dans le cas du jet libre et sous des conditions non isotherme, Schlichting [5] préconise une relation similaire à celle du profil de vitesse exprimé par l'équation (37):

$$\frac{T - T_p}{T_m - T_p} = 1 - \left(\frac{y}{b} \right)^{1,5} \text{ avec } y_{1/2}/b = 0,44 \quad (37)$$

Les travaux de Behie [46] montrent (figure12), que la limite thermique du jet dans un lit de particules pourrait être approximé par la courbe correspondant à $(\Delta T/\Delta T_m = 0,1)$.

Sa forme est comparable à celle de la limite hydrodynamique.

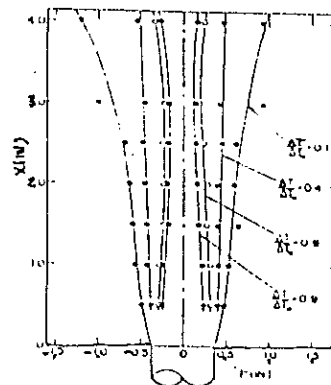


Figure12: Limites thermiques du jet en-lit fluidisé selon Behie, 1975 [46]

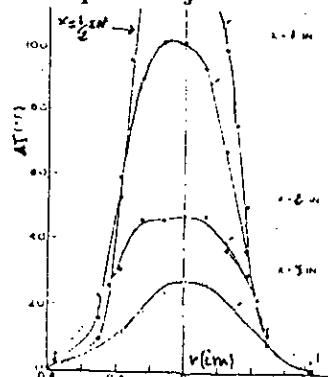


Figure13: Profil radial de température pour une vitesse de jet $U_0=45$ m/s selon Sakhova et coll., 1988 [49]

En outre, les profils de température pour des états de lit différentes (aéré, préfluidisé, et fluidisé) ont permis de conclure que le jet a subi un refroidissement dû à l'entraînement des particules.

L'évasement du jet en milieu particulaire dépend de l'état du lit mais reste dans tous les cas bien plus faible que celui du jet libre.

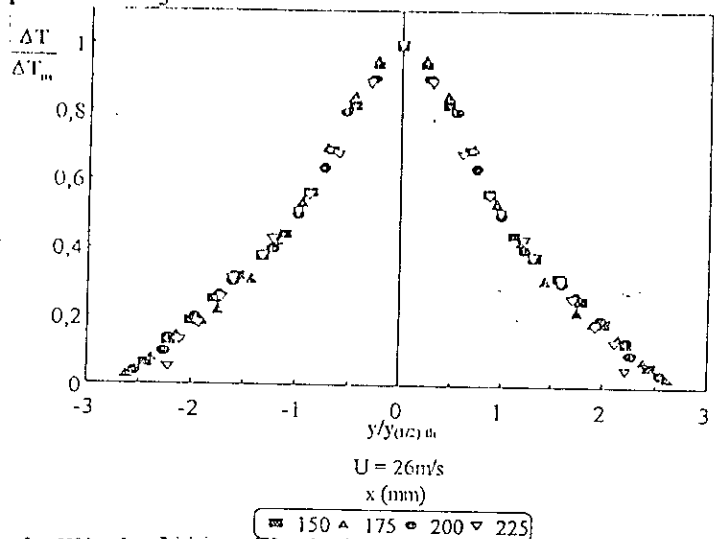


Figure 14: Autosimilitude des profils de températures selon Kaci et Afahi, 1996 [50]

I.4.3.2-Les caractéristiques hydrodynamiques

I.4.3.2.a-Les différentes zones hydrodynamiques du jet

Rghanutan et coll. [51] pour un jet immergé définit quatre zones :

Zone A: La limite du jet est stable, sa forme est conique et les particules sont emportées par le courant gazeux et le flux de quantité de mouvement axial diminue rapidement avec la hauteur; A une hauteur donnée, le profil de vitesse a la forme d'une cloche dont la pente régresse énormément lorsque, nous nous éloignons du centre du jet;

Zone B: La limite est instable et le flux de quantité de mouvement diminue graduellement;

Zone C: Zone très instable, c'est la région où se forme les bulles; c'est aussi la région où le flux de quantité de mouvement change radialement;

Zone D: c'est la région de bullage, le profil du flux de quantité de mouvement s'aplatit rapidement.

D'après les observations des auteurs, pour un système à multijets et dans le cas de faible débits, les jets pénètrent le lit sans interagir, mais aux grands débits, les jets peuvent interagir et éliminer les zones mortes. A cause de cette interaction, le flux de quantité de mouvement se dissipe rapidement en donnant une faible longueur de pénétration.

I.4.3.2.b-Pénétration du jet

Plusieurs corrélations ont été proposés pour décrire la pénétration du jet dans un lit fluidisé, cependant toutes les données correspondent à la température ambiante.

Or actuellement, Rghanutan et coll. [51] s'intéressent à l'étude de ces phénomènes à hautes températures. Ils ont effectué une filtration de gaz dans un lit fluidisé à jet en présence de sable à 800°C:

Dans ces conditions la pénétration du jet est particulièrement importante dans la mesure, où une partie de la filtration s'effectue dans la région du jet d'après Doganoglu et coll. [52] et [54].

Chadiri [53] a comparé les valeurs des longueurs de pénétration calculées à partir de différentes corrélations avec celle de Dognoglu et coll. [54] déterminées expérimentalement et résumées dans le tableau I.2.

Tableau I.1-longueurs de pénétrations données par divers corrélations d'après Chadiri [53]

Corrélation	L (longueur de pénétration) en mm
MERRY (1976)	13
BASOV et coll. (1969)	80
WEN et coll. (1977)	70
YANG et KEAIRNS (1979)	48
ZENZ (1968)	39
Dognoglu (1980)	19

Tous ces corrélations ont été appliquées pour les conditions expérimentales suivantes:

Tableau I.2-Conditions expérimentales [53]

Densités des particules	2650 Kg/m ³
Diamètre moyen des particules	431µm
Diamètre du lit	0,15 m
Gaz de fluidisation	air à 800° C
Vitesse du gaz de fluidisation	0,25m/s
vitesse moyenne du gaz du jet	83 m/s

I.4.3.2.c-La stabilité du jet

Les travaux de Kaci et coll. [50] ont montré que les profils de vitesse et de température en jet immergé suivent l'allure d'une Gaussienne. Ils présentent comme dans le cas du jet libre une parfaite symétrie de révolution et conservent la propriété d'auto-similarité, comme l'illustre la figure 14.

Pour des conditions non isothermes Yen et coll. [55] et [56], ont étudié l'influence de la température sur les paramètres hydrodynamiques, dans un domaine de température compris entre 20 et 800° C pour différentes particules de même nature. Ils constatent que:

La vitesse U_{ms} reste pratiquement constante pour une température moyenne du lit inférieure à 400°C et augmente lorsque la température augmente, pour des grosses particules ($d_p = 2,18$ mm), comme illustré en figure 15.

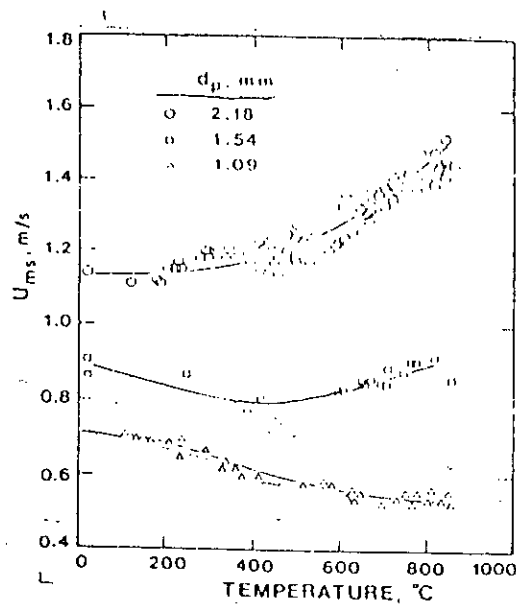


Figure 15: Effet du diamètre des particules et la température sur la variation de U_{ms} selon Ye, 1988 [56]

Dans le cas de particules moyennes ($d_p=1,54$ mm) U_{ms} décroît pour des températures inférieures à 500°C . Par contre, pour les petites particules ($d_p=1,09$ mm) U_{ms} reste pratiquement inchangée dans le domaine de température inférieure à 100°C , elle décroît entre 100°C et 600°C et elle ne varie plus pour une température du lit supérieure à 600°C .

Les données expérimentales ont été corrélées par Wu et coll. [57], qui proposent une corrélation pour le calcul de U_{ms} :

$$U_{ms} = 10,6 \left(\frac{d_p}{D} \right)^{1,05} \left(\frac{d_0}{D} \right)^{0,266} \left(\frac{H}{D} \right)^{-0,095} \left[\frac{(\rho_p - \rho_g)}{\rho_g} \right]^{0,256} (2gH)^{0,5} \quad (38)$$

Aux températures élevées, le jet est stable dans le lit dans un domaine limité de la vitesse U_{ms} . Cette stabilité est étroitement liée à la hauteur du lit qui au delà d'une certaine valeur se perd [57].

Chapitre II

Chapitre II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL, PROCEDURE, METHODES DE MESURES ET CALCULS

L'étude hydrodynamique et thermique des jets libres et des jets en milieu particulaire a été faite en effectuant des relevés de pressions statique et totale et des relevés de températures locales du jet.

II.1-DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'installation expérimentale a été conçue et réalisée selon les objectifs suivants:

- la mise en œuvre de la fluidisation d'un solide dans une colonne en acier inoxydable grâce à un écoulement de gaz provenant d'une grille de distribution ;
- l'étude des paramètres hydrodynamiques du lit fluidisé tels que la perte de charge, la vitesse minimum de fluidisation et l'expansion du lit ;
- l'étude de la distribution de la vitesse du jet ainsi que le profil de température dans le lit.

Le schéma général de l'installation expérimentale est présenté sur la figure 16. L'installation expérimentale est constituée essentiellement d'une colonne de fluidisation (9) en acier inoxydable, d'un distributeur de gaz (7) en cuivre, d'une boîte à vent (6) en acier inoxydable, d'un système de déplacement tridimensionnel (11), d'organes de mesures et de régulations du débit, d'un système de chauffage de l'air (13) qui permet d'avoir de l'air à une température donnée à la sortie de l'injecteur.

Nous présentons dans ce qui va suivre le détail de l'installation.

II.1.1-Colonne-d'étude

La colonne d'étude se compose principalement de deux parties : une colonne de fluidisation et une boîte à vent.

La colonne, de 400 mm de diamètre intérieur et de 1,3 m de hauteur est munie de 25 prises de pression pariétale, disposées sur une même génératrice. Les prises de pression sont des piquages de 2 mm de diamètre. Les pressions sont relevées à l'aide des tubes en verre reliés à un manifold rempli d'eau.

II.1.2- Boîte à vent

Elle assure la distribution de l'air de fluidisation dans la colonne. La boîte à vent, de même diamètre et de même matériau que la colonne de fluidisation, a une hauteur de 400 mm. Le gaz de fluidisation se décharge vers le bas de la boîte pour remonter vers la colonne.

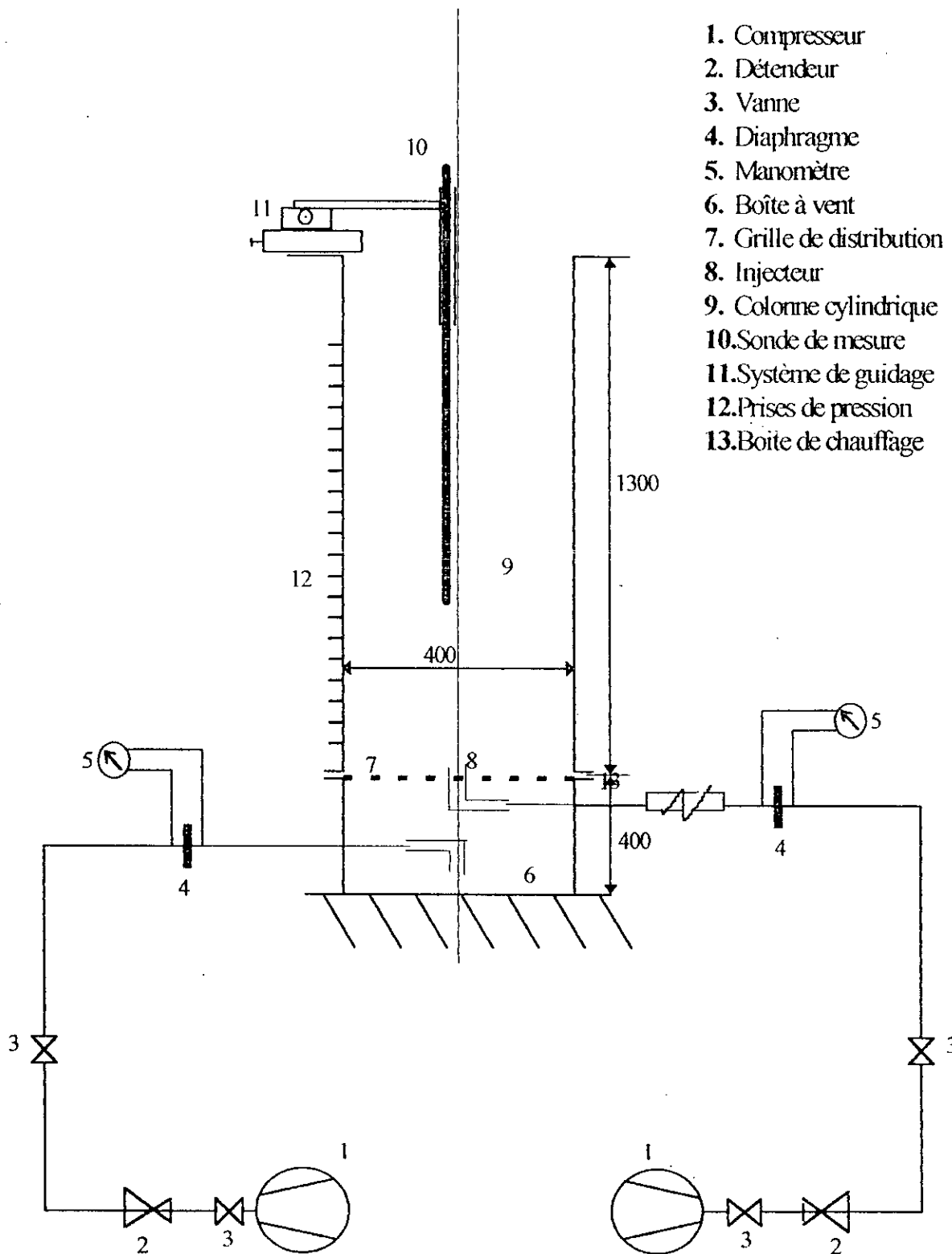


Figure16 : Schéma de l'installation expérimentale

II.1.3- Plaque de distributeur de gaz

C'est une plaque en cuivre percée de trous de 2 mm de diamètre et distants de 8 mm en maille triangulaire équilatérale, la fraction de vide est de 5%. Le calcul du distributeur est donné en annexe B1. Il se trouve entre la colonne de fluidisation et la boîte à vent. Il est percé en son centre pour pouvoir recevoir l'injecteur d'air du jet.

II.1.4- Injecteur

L'injecteur est un tube vertical central en acier inoxydable de diamètre intérieur 21,6mm et pénètre dans la colonne jusqu'à une hauteur de 37 mm. Le diamètre d'injecteur peut être réduit à 10,0 mm en ajoutant une buse, la longueur de pénétration dans ce cas est de 48 mm. Le schéma est donné en annexe B4.

II.1.5- Système de déplacement tridimensionnel

Nous avons utilisé deux plateaux d'un tour à bois, l'un longitudinal et l'autre transversal-perpendiculaires l'un par rapport à l'autre, qui permettent un déplacement suivant deux directions orthogonales. Sur le plateau supérieur, à la place de la tourelle, est fixée une tige munie d'un cylindre à son extrémité qui maintient la sonde de mesure à une abscisse axiale x donnée. Ainsi, le système de guidage permet un déplacement tridimensionnel du tube de pitot et de la sonde thermique.

II.1.6-Système de chauffage

Le système conçu pour le chauffage de l'air du jet est constitué d'un ruban chauffant enroulé autour d'un tube en acier. Le ruban chauffant est relié à un rhéostat permettant de varier la puissance de chauffe.

Un écart de température de l'air inférieur à 20°C est recommandé afin de garder toutes les propriétés physiques du gaz et du solide invariables.

II.1.7- Tube de pitot

Il est constitué de deux tubes coaxiaux en cuivre, le plus petit a un diamètre intérieur de 4mm et le plus grand, à un diamètre intérieur de 10mm. Le schéma détaillé est donné en annexe C₁. Six prises de pressions statiques sont percées sur la circonférence du tube extérieur. La distance entre la prise de pression statique et totale est de 36 mm.

II.2-METHODES DE MESURES

II.2.1-Mesure de la vitesse du jet

La vitesse du jet à l'intérieur de la colonne est calculée à partir des relevés des pressions statique et totale à l'aide d'un tube de pitot. La vitesse est donnée par la relation (39) :

$$U = \sqrt{\frac{2(P_{\text{totale}} - P_{\text{statique}})}{\rho}} \quad (39)$$

II.2.2-Mesure des débits gazeux

Le débit de gaz est mesuré à l'aide d'un organe déprimogène, un diaphragme réalisé suivant la norme venna contracta, où les prises de pressions sont situées à une distance D et $D/2$ en amont et aval du diaphragme. La pression en amont du diaphragme est relevée à l'aide d'un tube en U rempli de mercure alors que la différence de pression entre l'amont et l'aval de l'organe déprimogène est relevée avec un tube en U rempli d'eau.

II.2.3-Mesure de température

La température est relevée à l'aide d'une sonde de silicium - acier reliée à un indicateur de température digital dont la précision de lecture est de $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Afin de maintenir la sonde thermique à une position donnée, nous avons placé celle-ci à l'intérieur d'un tube en cuivre relié au système de déplacement tridimensionnel.

II.3-METHODES DE CALCULS

II.3.1-Calcul du débit massique et du flux de quantité de mouvement du jet

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

$$Q_m(x) = \int_0^{\infty} 2\pi\rho U(x,y) y dy \quad (40)$$

Cette intégrale est calculée par la méthode des trapèzes. Le débit est donc exprimé par l'équation :

$$Q_m(x) = 2\pi \sum_i \frac{\rho_i U_i y_i + \rho_{i+1} U_{i+1} y_{i+1}}{2} (y_{i+1} - y_i) \quad (41)$$

En pratique on ne connaît $U(x,y)$ que jusqu'à une certaine distance y_1 telle que $U(x,y_1)=U_1$, où U_1 est la vitesse limite en dessous de laquelle la vitesse n'est plus mesurable à l'aide du tube de pitot donc par l'intégration du profil expérimental de la vitesse du jet nous ne calculons que :

$$Q_m^*(x) = \int_0^{y_j} 2\pi U(x,y) \rho y dy \text{ au lieu de } Q_m(x).$$

Le flux de quantité de mouvement sur une section est égale à :

$$M(x) = 2\pi \int_0^{\infty} U^2 \rho y dy \tag{42}$$

Sa valeur évaluée par la méthode des trapèzes est :

$$M(x) = 2\pi \sum_i \frac{\rho_i U_i^2 y_i + \rho_{i+1} U_{i+1}^2 y_{i+1}}{2} (y_{i+1} - y_i) \tag{43}$$

II.3.2-Calcul du flux thermique

De Michele et coll.[58] ont effectuées une analyse complète de l'évolution du flux thermique le long du jet, deux cas se présentent :

- la résistance au transfert de chaleur à l'interface entre le gaz et les particules est négligée;
- la résistance au transfert est non négligeable.

1^{er} cas : On considère que la température des particules entraînées par le jet est identique à celle du gaz en tout point du jet. Le bilan thermique le long du jet est donné sous la forme suivante :

$$q_{g_0} c_g (T_0 - T_e) = 2F_0 \int_0^1 \rho U C (T_0 - T_p) \xi d\xi \tag{44}$$

Avec $\xi = y/b$ et $\frac{y_{1/2}}{b} = 0,44$

$$\text{et } C = C_g X_g + C_s (1 - X_g) \tag{45}$$

2^{es} cas : dans ce cas De Michele et coll. ne négligent pas la résistance au transfert de chaleur entre le gaz et les particules. Ils considèrent un élément de volume Δv_j représentée sur la figure 17 qui caractérise une partie du jet.

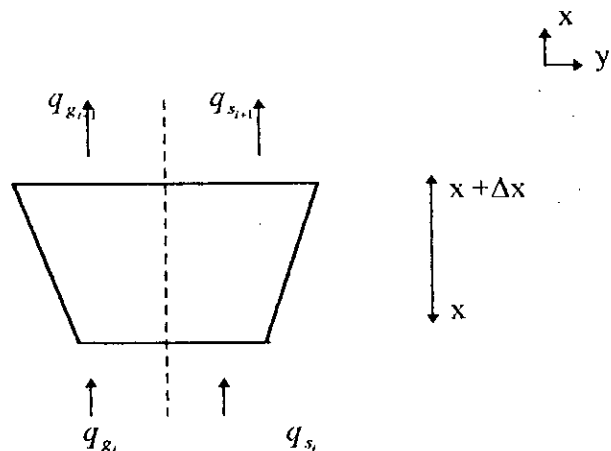


Figure 17:Elément de volume Δv_j (semi-conique) selon De Michele et coll. 1976 [58]

Ils supposent que les particules sont distribuées uniformément dans le volume Δv_j avec une température moyenne \bar{T}_s . Le bilan de chaleur entre la section d'entrée du jet F_0 et la section F_i s'écrit :

$$q_{s_0} c_s (T_0 - T_p) = 2F_i c_g \left[\int_0^1 \rho U_{xg} C (T - T_p) \xi d\xi \right] + q_{s_i} c_s (\bar{T}_s - T_p) \quad (46)$$

Le débit massique de solide q_{si} n'est pas constant car d'autres particules vont pénétrer latéralement dans le volume Δv_j et se mélange avec celle qui y sont déjà, pour donner lieu à un nouveau débit massique qui traversera la section F_{i+1} à une température moyenne \bar{T}_{sj} .

D'autre part, la quantité de chaleur par unité de temps échangée entre le gaz et les particules dans le volume Δv_j , dépend de la concentration de solide dans le jet qui est directement liée à ξ par la relation

$$\frac{X_g}{X_{gm}} = 1 - \xi^{1.5} \quad (47)$$

Dans le cas où les particules sont sphériques, cette quantité de chaleur s'écrit.

$$W_j = 2F_{i+1} \times h \times S \left[\int_0^1 \rho U (1 - X_g) (T - T_{sj}) \xi d\xi \right]_{i+1} \quad (48)$$

où

h : le coefficient de transfert de chaleur entre le gaz et les particules solides;

S : la surface du solide par unité de masse du solide. Elle est égale à :

$$S : \frac{6R}{d_p \rho_p} \quad \text{où} \quad R = \frac{\rho_p (1 - \varepsilon)}{\rho_p (1 - \varepsilon) + \rho_g \varepsilon}$$

t : le temps nécessaire à la particule pour traverser Δv_j à t est égal à $\Delta x/U$

$$\rho = \rho_p (1 - \varepsilon) + \rho_g \varepsilon$$

Donc, la quantité de chaleur ou le flux de chaleur au niveau de la section F_{i+1} est :

$$W_{i+1} = 2F_{i+1} \times C_g \left[\int_0^1 \rho U_{xg} (T - T_p) \xi d\xi \right]_{i+1} = 2F_i c_g \left[\int_0^1 \rho U_{xg} (T - T_p) \xi d\xi \right] - W_i \quad (49)$$

La résolution de cette équation se fait par une méthode itérative et permet d'avoir le profil de température axial.

II.4-PROPRIETES PHYSIQUES DES PARTICULES SOLIDES ET DU GAZ

Les particules étudiées sont des particules de sable dont les caractéristiques sont regroupées dans le tableau II.1. Elle appartiennent à la classe B de la classification de Geldart [59] qui regroupe les particules de masse volumique comprise entre 1500 et 4000 kg/m³ et un diamètre compris entre 80 et 800 μm.

La distribution granulométrique a été faite par tamisage, la masse volumique à partir de la méthode picnométrique. Le facteur de sphéricité a été déterminé graphiquement à partir de l'étude de la perte de charge en lit fixe. Le détail est donné en annexe A1. Le gaz utilisé est de l'air comprimé dont les caractéristiques sont donnés dans le tableau (II-1).

Tableau II.1- Caractéristiques physiques du solide et gaz

Caractéristiques physiques	diamètre d_p (μm)	Sphéricité Ψ	Masse volumique ρ_S (kg/m ³)	Capacité calorifique cal/g°C	U_{mf} cm/s	U_t m/s
Sable	256	0,83	2571	0,248	5,7	2,3
Air	Masse volumique	$\rho_g = 3,48.10^{-3} * P / T$			$[\rho_g] = \text{kg/m}^3$ [P]=Pa, [T]=K	
	Viscosité dynamique	$\mu_g = 1,711.10^{-5} [(T+273) / 273]^{0,718}$			$[\mu_g] = \text{kg/m.s}$ [T]=°C 0 < T < 140°C	
	Capacité calorifique	$C_g = 0,028.T + 1007,7$			$[C_g] = \text{J/kg}^\circ\text{C}$ [T]=°C 0 < T < 140°C	
	Conductivité thermique	$\lambda_g = 7,225.10^{-5}.T + 1,406.10^{-2}$			$[\lambda_g] = \text{W/m}^\circ\text{C}$ [T]=°C	

* valeurs déterminées expérimentalement.

Chapitre III

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

Dans cette partie, nous présentons les résultats expérimentaux concernant l'expansion du lit, les jets libres ainsi que les jets en milieu particulaire dans les conditions isothermes et non isothermes.

III.1-ESSAIS PRELIMINAIRES

Les essais préliminaires ont été effectués afin de vérifier la fiabilité des moyens de mesure, du système de déplacement tridimensionnel en comparant les résultats obtenus avec ceux de la littérature. Les conditions opératoires sont regroupées dans le tableau III.1.

Tableau III.1- Conditions opératoires

série d'essai	expérience	masse de solide(kg)	diamètre de l'orifice de l'injecteur (mm)	température $T_0(^{\circ}\text{C})$	vitesse du jet $U_0(\text{m/s})$	vitesse d'aération $U_f(\text{m/s})$
A	Expansion du lit	30,40,50,55		isotherme $T_0 = T_a$	0	0-0.08
A'	Expansion du lit	40	10	isotherme $T_0 = T_a$	28 42	0-0.08
B	jet libre	40	10	isotherme $T_0 = T_a$	44 64 78	
			20		25 33 44	
B'	jet libre	40	10	42; 42; 45; 43	55 51 60 75	
C	jet en milieu particulaire	40	10	Isotherme $T_0 = T_a$	41 46 53	$0,5U_{mf}$ U_{mf} $1,3U_{mf}$
C'	jet en milieu particulaire	40	10	30 40 35 35 35	30 30 40 30 35	$0,4U_{mf}$ $0,9 U_{mf}$ $1,2 U_{mf}$

III.1.1-Etude de la fluidisation des particules solides

Selon la figure 18, nous remarquons que les profils de pression pariétale présentent des droites de pentes négatives montrant ainsi l'établissement du régime hydrodynamique caractérisé par un gradient de pression constant.

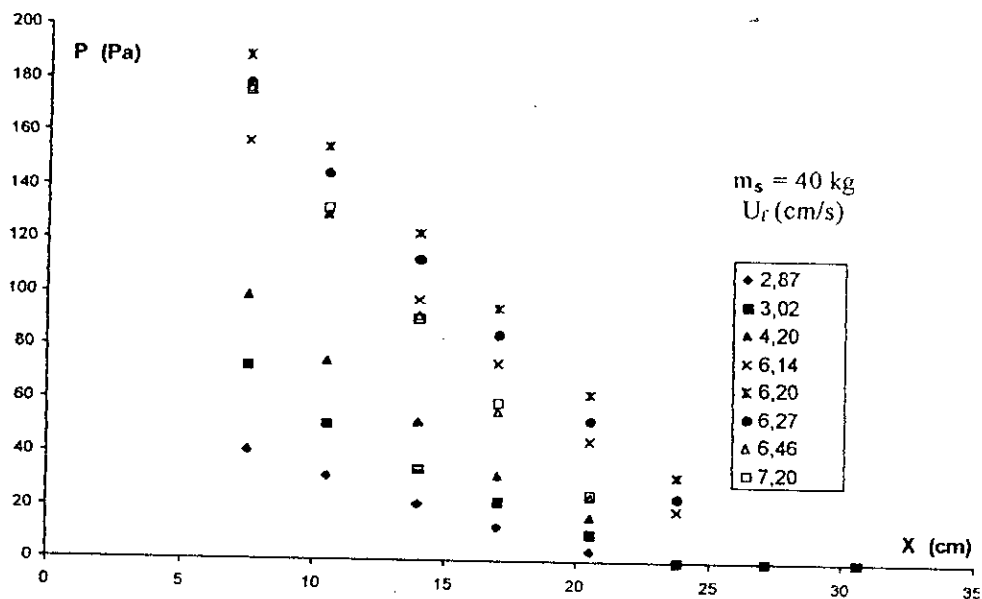


Figure 18: Profil de pression pariétale dans un lit de particules

A partir des relevés des pentes représentant le gradient de pression longitudinal et des ordonnées à l'origine représentant la perte de pression totale que subit le gaz lors de la traversée du lit pour une vitesse donnée, nous portons sur les figure 19 et 20 l'évolution du gradient de pression et de la perte de charge totale en fonction de la vitesse d'aération.

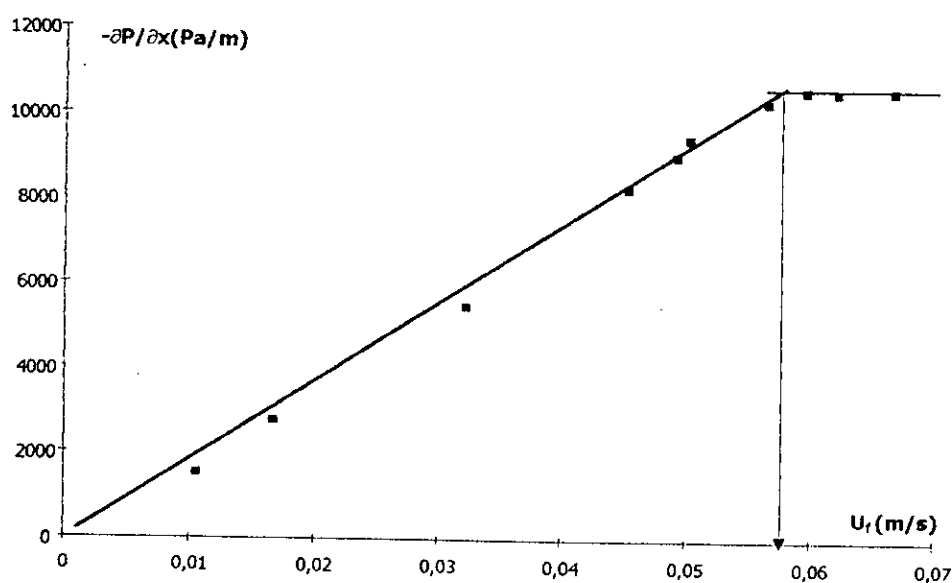


Figure 19: Evolution du gradient de pression avec la vitesse d'aération

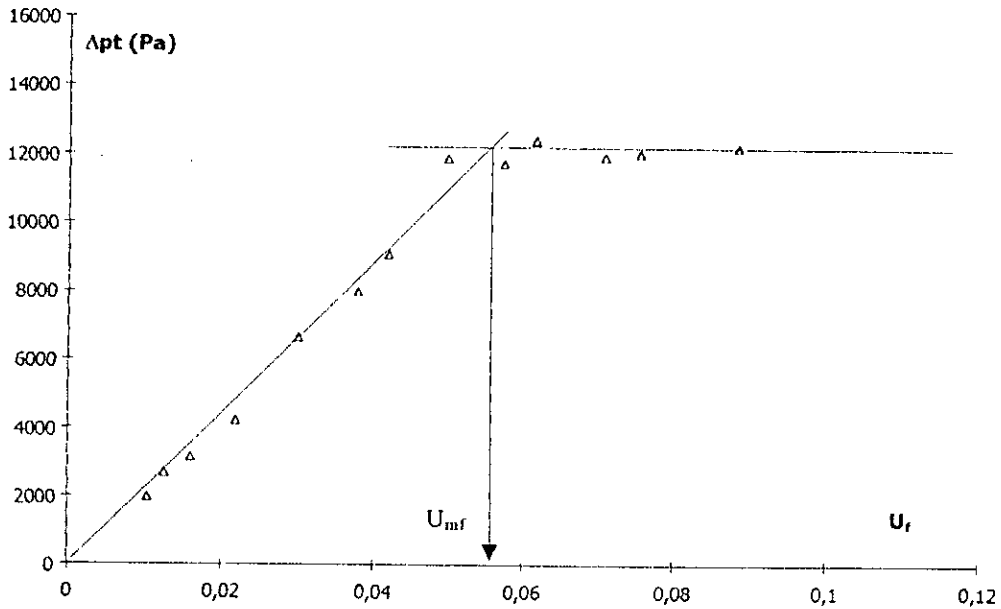


Figure 20: Evolution de la Perte de charge totale avec la vitesse d'aération

Aux faibles vitesses d'aération, la perte de charge totale dans le lit augmente de façon linéaire avec l'accroissement de la vitesse du gaz jusqu'à atteindre le poids apparent du lit par unité de section droite et qui reste constante en lit fluidisé.

La vitesse minimale est relevée à partir des graphes 19 et 20, et est égale à 5,7 cm/s. Cette vitesse est comparable à celle calculée à partir des corrélations de Wen -Yu et d'Ergun. Les détails sont donnés en annexe A₁.

Nous nous sommes également intéressés à étudier l'influence de la masse de sable sur la perte de charge totale dans le lit et la vitesse minimale de fluidisation. Le traitement des profils de pression pariétale obtenus pour différentes masses de solide a permis de déterminer l'évolution de la perte de charge totale dans le lit.

Il ressort de la figure 21 un accroissement de la perte de charge totale avec la masse du solide alors que la vitesse minimale de fluidisation reste inchangée et donc par conséquent est indépendante de la masse du lit

Les relevés de la hauteur du lit en fonction de la vitesse du gaz, pour une masse le solide permettent la détermination de la porosité du lit à partir de l'expression suivante :

$$\epsilon = 1 - \frac{m_s}{\rho_s \cdot A \cdot H} \tag{50}$$

L'évolution de la porosité du lit avec la vitesse d'aération est représentée sur la figure 22. Nous observons que la porosité du lit reste constante pour augmenter graduellement lorsque la vitesse d'aération augmente. A partir de la figure 22, nous déterminons la valeur de la porosité du lit fluidisé correspondante à la vitesse minimale de fluidisation déterminée précédemment:

$$\epsilon_{\text{min}} = 0,43$$

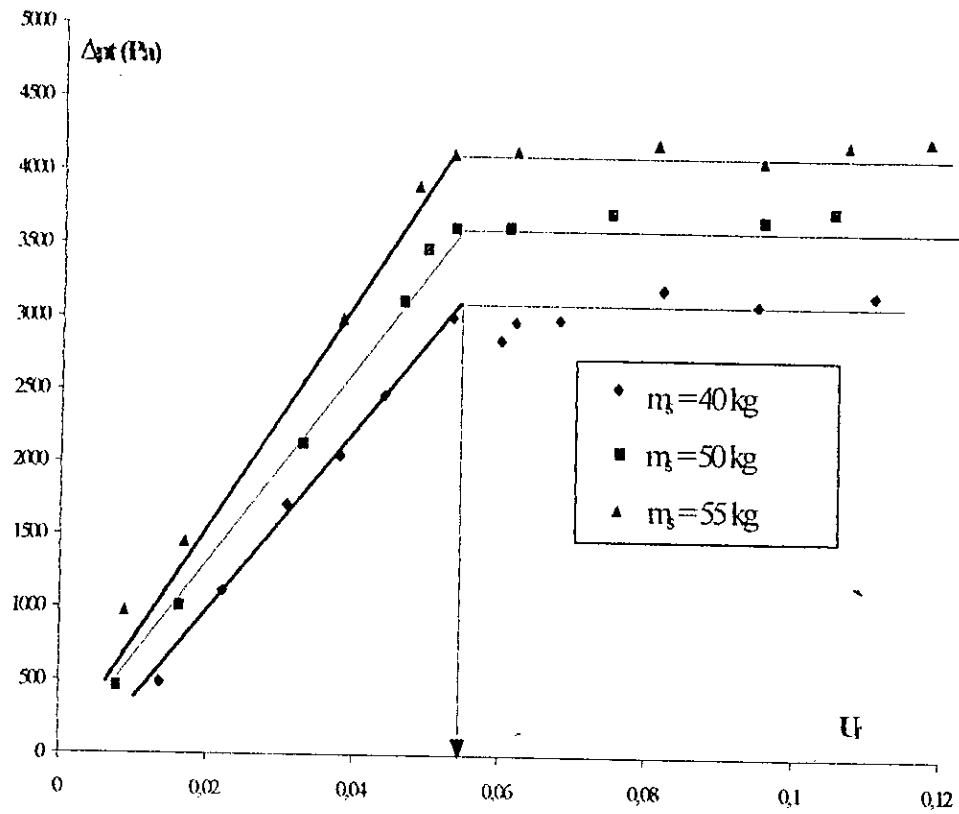


Figure 21: Effet de la masse du solide sur la perte de charge totale

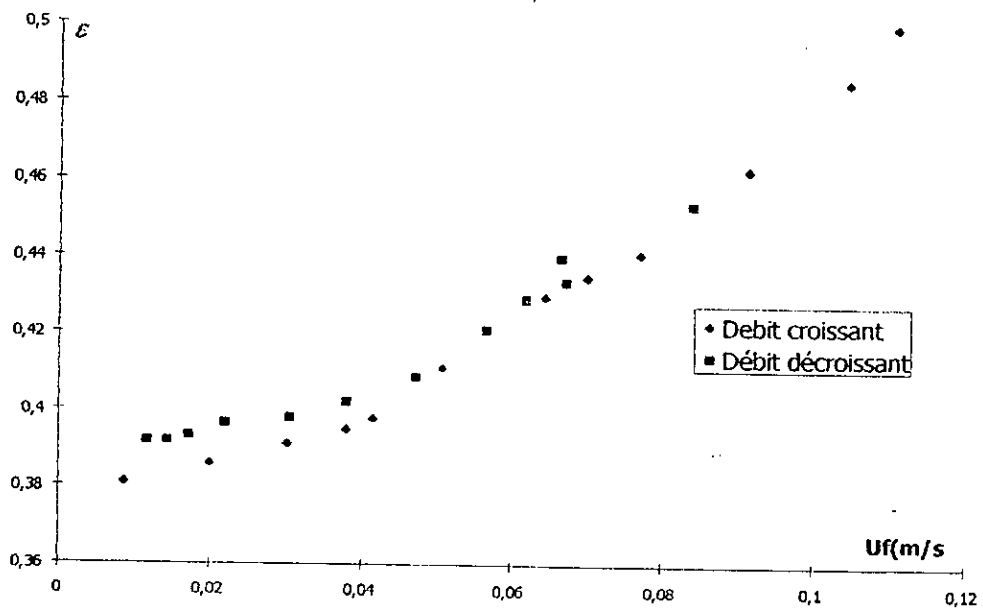


Figure 22: variation de la porosité dans le lit en fonction de la vitesse du gaz

III.1.2-Etude de l'expansion du lit avec jet

Il nous a semblé intéressant de voir comment l'introduction d'un jet de gaz ascendant central dans un lit fluidisé peut affecter l'expansion du lit. Le traitement des profils de pression pariétale (comme celui représenté par les figures 23 a et b) pour des vitesses initiales de jet de 28 et 42 m/s a permis de déterminer et de tracer le gradient de pression et la perte de charge totale dans le lit en fonction de la vitesse de fluidisation.

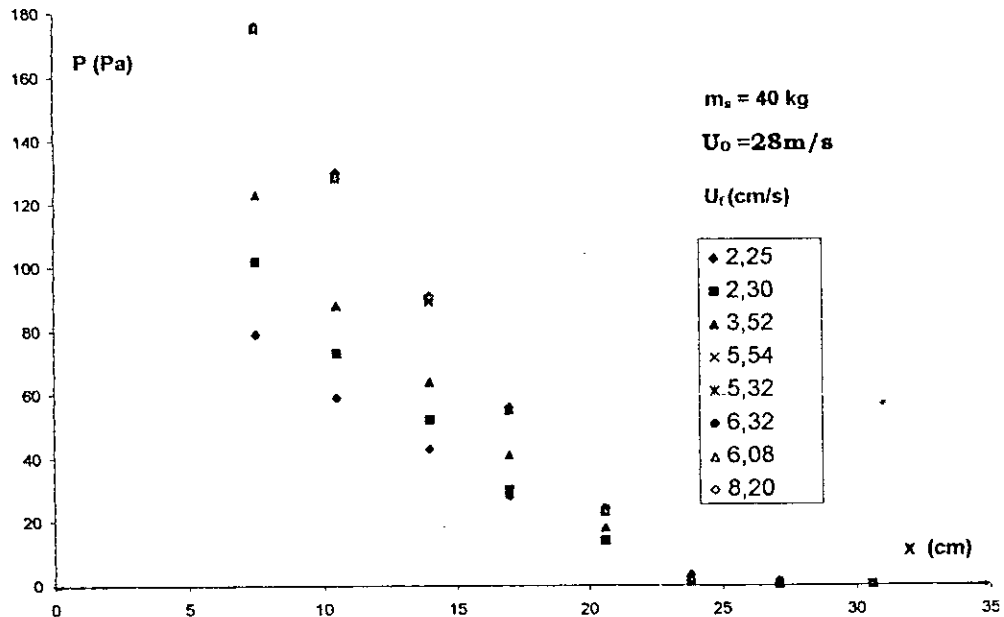


Figure 23a: Profil de pression pariétale en lit aérodynamique avec jet

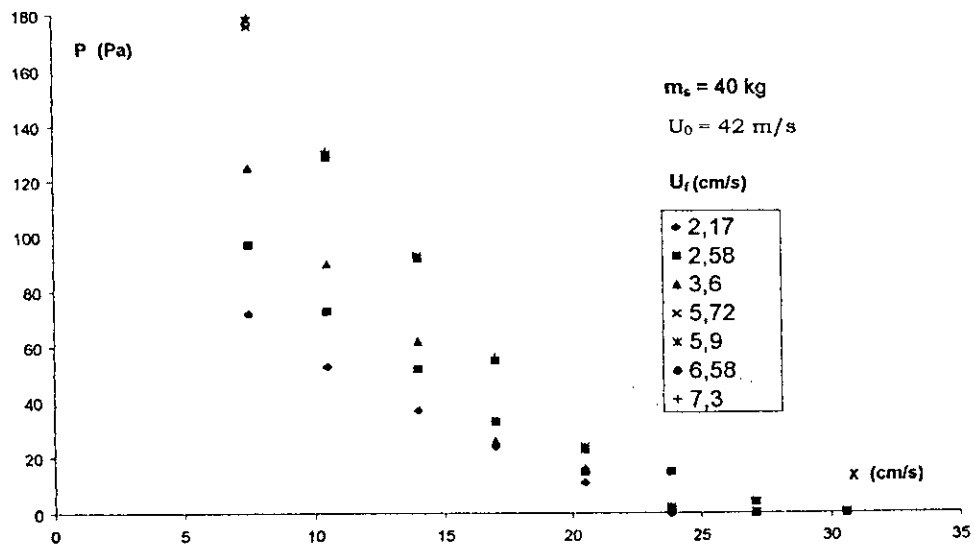


Figure 23b: Profil de pression pariétale en lit aérodynamique avec jet

Les figures 23 a et b montrent que l'introduction de jet dans un lit de particules fluidisé n'entraîne en aucun cas des modifications sur l'allure du profil de pression.

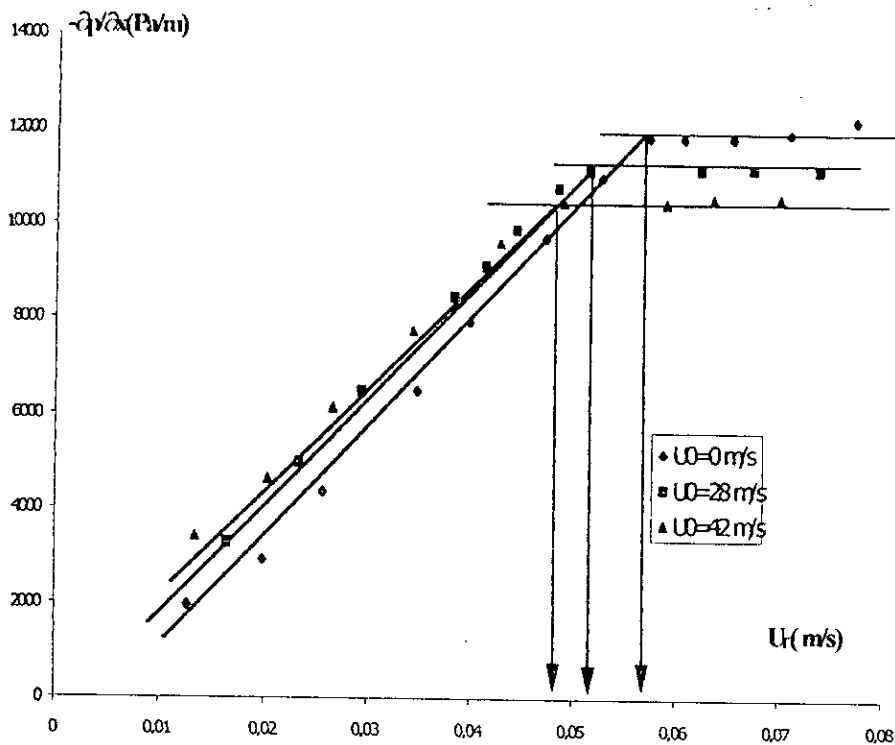


Figure 24: Effet de la vitesse initiale du jet sur la vitesse minimal de fluidisation

La figure 24 représente l'évolution du gradient de pression longitudinal en fonction de la vitesse d'aération pour différentes vitesses de jet U_0 . Il apparaît clairement que l'introduction du jet dans le lit de particule accélère la fluidisation. Les vitesses minimales de fluidisation déduites pour chacune des vitesses du jet sont :

$U_0 = 0$ m/s	$U_{minf} = (5.7 \pm 0.1)$ cm/s
$U_0 = 28$ m/s	$U_{minf} = (5.2 \pm 0.1)$ cm/s
$U_0 = 42$ m/s	$U_{minf} = (4.9 \pm 0.1)$ cm/s

Nous remarquons que plus la vitesse du jet augmente, plus la vitesse minimale de fluidisation diminue. Ceci pourrait s'expliquer par le fait qu'une partie du gaz provenant du jet contribuerait avec l'air d'aération pour fluidiser la masse de particules solides dans la colonne.

D'après la figure 25, représentant la perte de charge totale en fonction de la vitesse de fluidisation pour différentes vitesses de jet, nous remarquons que l'augmentation de la vitesse du jet s'accompagne d'une diminution de la perte de charge totale dans le lit. Il semble logique de penser que le jet dans son mouvement ascensionnel entraîne une partie de la masse de sable qui reste suspendue et de ce fait ne fait plus partie de la masse totale.

La masse de sable mise en suspension par le mouvement ascensionnel du jet est étroitement liée à la puissance du jet et par conséquent à la vitesse initiale du jet.

$U_0=0$ m/s $\Delta P_t=3020$ Pa correspondant à une masse de sable $M = (38,7 \pm 1,3)$ kg
 $U_0=28$ m/s $\Delta P_t=2884$ Pa correspondant à une masse de sable $M = (37,0 \pm 1,3)$ kg
 $U_0=42$ m/s $\Delta P_t=2754$ Pa correspondant à une masse de sable $M = (35,3 \pm 1,3)$ kg

En conclusion, nous constatons que, la présence du jet accélère le processus de fluidisation des particules .

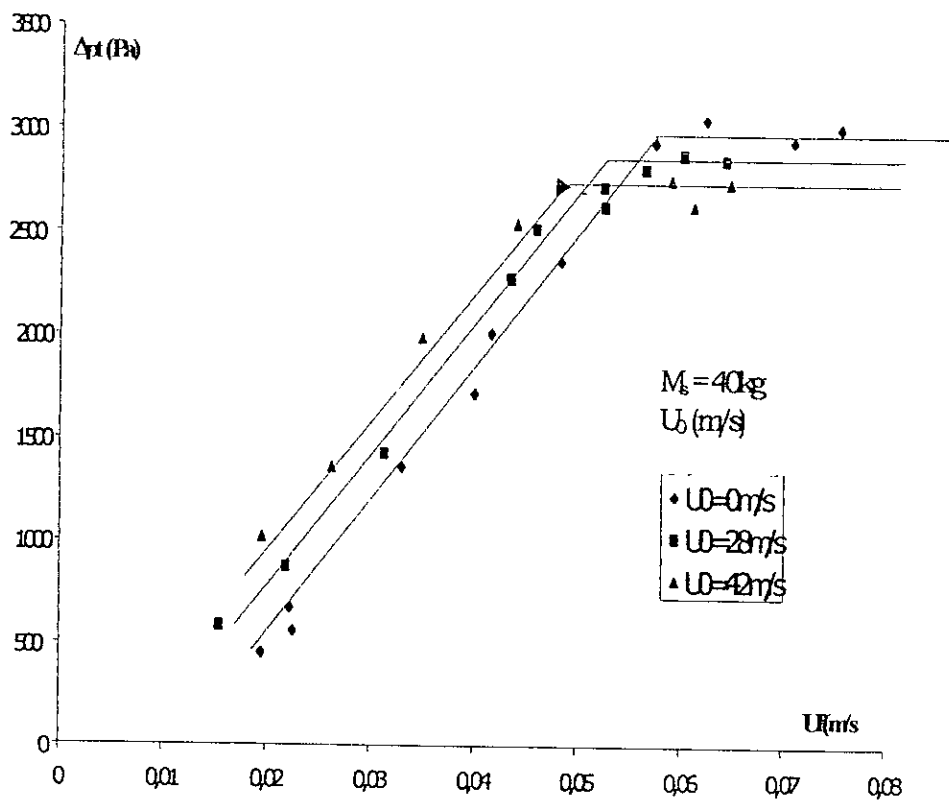


Figure 25: Etude de l'effet de la vitesse initiale du jet sur la perte de charge totale dans le lit

III.1.3. Hydrodynamique des jets libres turbulents

Nous présentons dans cette partie les résultats de l'étude hydrodynamique d'un jet libre turbulent qui émerge d'un orifice cylindrique dans une colonne sous des conditions isothermes et ce, afin de vérifier les résultats de la littérature. Deux diamètres d'injecteur (20 et 10 mm) sont utilisés et trois vitesses différentes pour chaque diamètre d'injecteur. A partir des profils de vitesse nous essayerons de localiser la zone d'écoulement établi, nous étudierons la conformité des profils de vitesse avec les relations établies et l'évolution de l'abscisse caractéristique, de l'angle du jet et du débit volumique d'air dans la colonne.

III.1.3.1-Profils de vitesses

Les figures 26 et 27 représentent des profils de vitesse, pour différentes abscisses longitudinales, pour des orifices de l'injecteur de 20 mm et de 10 mm. Nous remarquons que la symétrie est inexistante au voisinage immédiat de l'injecteur mais au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur, les profils de vitesses deviennent semblables à une cloche symétrique.

Ainsi pour une vitesse initiale du jet de 44,6 m/s et un diamètre d'injecteur de 20mm, la distance d'établissement du jet est de 144 mm alors que pour une vitesse de 44,2 m/s et un diamètre de 10mm, elle est seulement de 72 mm. Les deux distances sont prévisibles par les équations de Davies [1] ; la distance d'établissement du jet est indépendante de la vitesse initiale du jet.

III.1.3.2- Etude de la symétrie des profils de vitesses

Il ressort des figures 26 et 27, qu'au voisinage de l'injecteur il n'existe pas de symétrie de révolution, toutefois l'existence d'une symétrie axiale à partir de 72 ou 144 mm selon que l'on utilise un injecteur d'un diamètre de 10 ou 20 mm ne permet pas de conclure à la symétrie de révolution. Nous remarquons que le jet reconstitue sa symétrie de révolution et ceci peut être observé en superposant les profils de vitesses $U(y)$ et $U(z)$ et par la même la superposition des profils $U(y)$ et $U(-y)$. Nous portons sur les figures 28 a et 28 b, deux exemples de symétrie de révolution et axiale pour des vitesses initiales, et des diamètres d'injecteur différents pour un même plan de balayage.

La mise en évidence de la symétrie de révolution nous permet de réduire le domaine de balayage au quart de la section transversale de la colonne.

III.1.3.3-Angle du jet

A partir des relevés des profils de vitesse, nous avons relevé l'abscisse caractéristique $y_{1/2}$ correspondant à l'abscisse pour laquelle la vitesse $U(x)$ égale la moitié de la vitesse maximale sur l'axe $U_m(x)$. la figure 29 représente l'évolution de l'abscisse caractéristique $y_{1/2}$ en fonction de l'abscisse longitudinale x . Nous remarquons une évolution linéaire de l'abscisse caractéristique en fonction de l'abscisse x dans la zone d'écoulement établi.

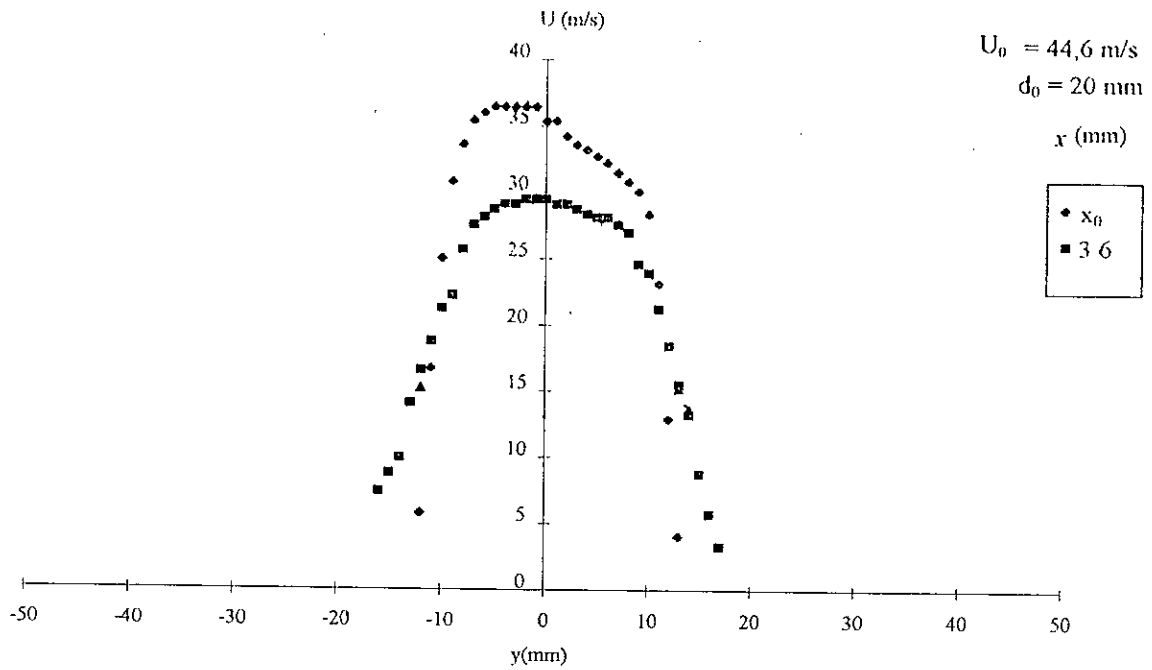


Figure 26 a : Profils de vitesse sur les premiers plans successifs $x_0 = 15 \text{ mm}$

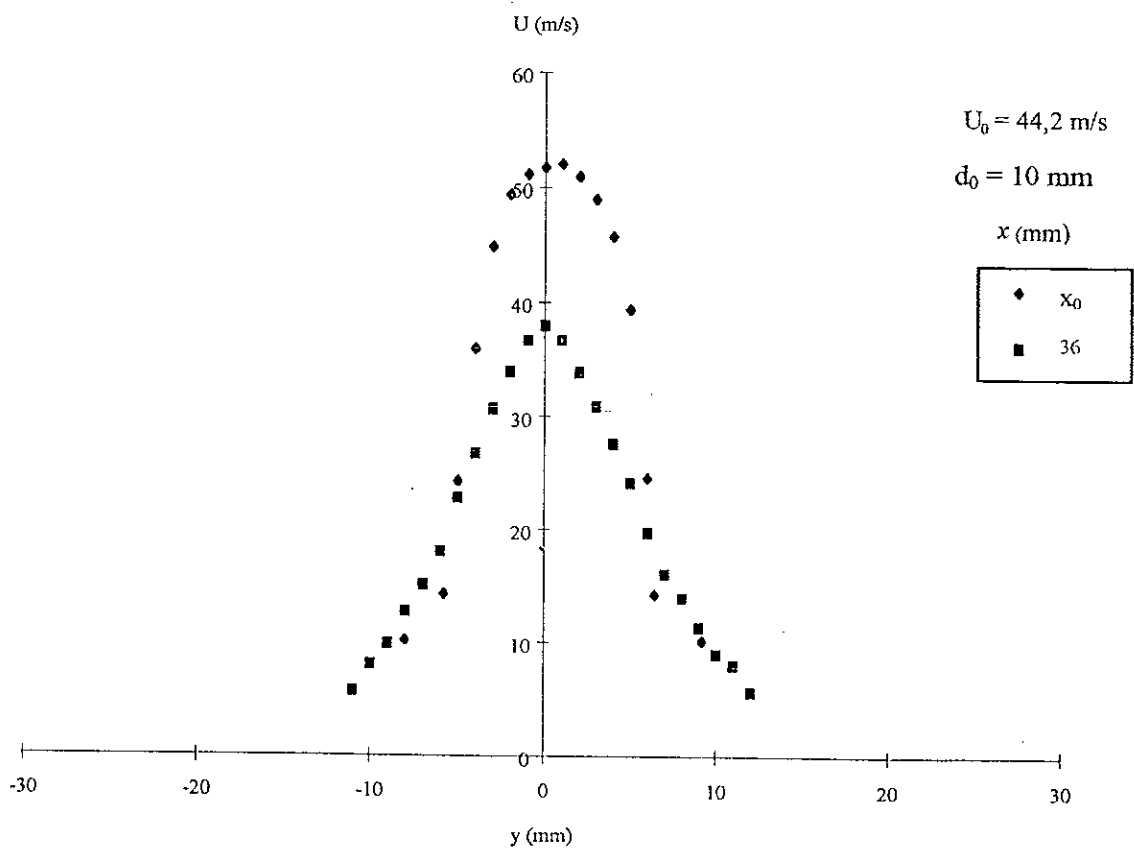


Figure 26 b : Profils de vitesses sur les premiers plans successifs $x_0 = 15 \text{ mm}$

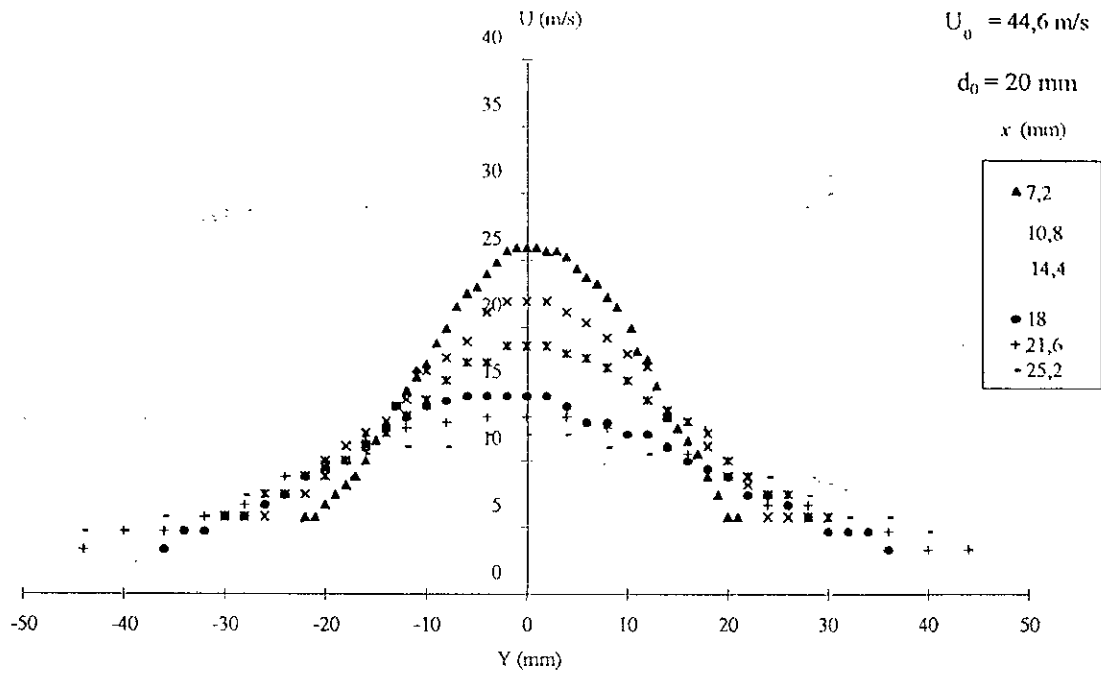


Figure 27 a : Profil de vitesse sur différents plans successifs

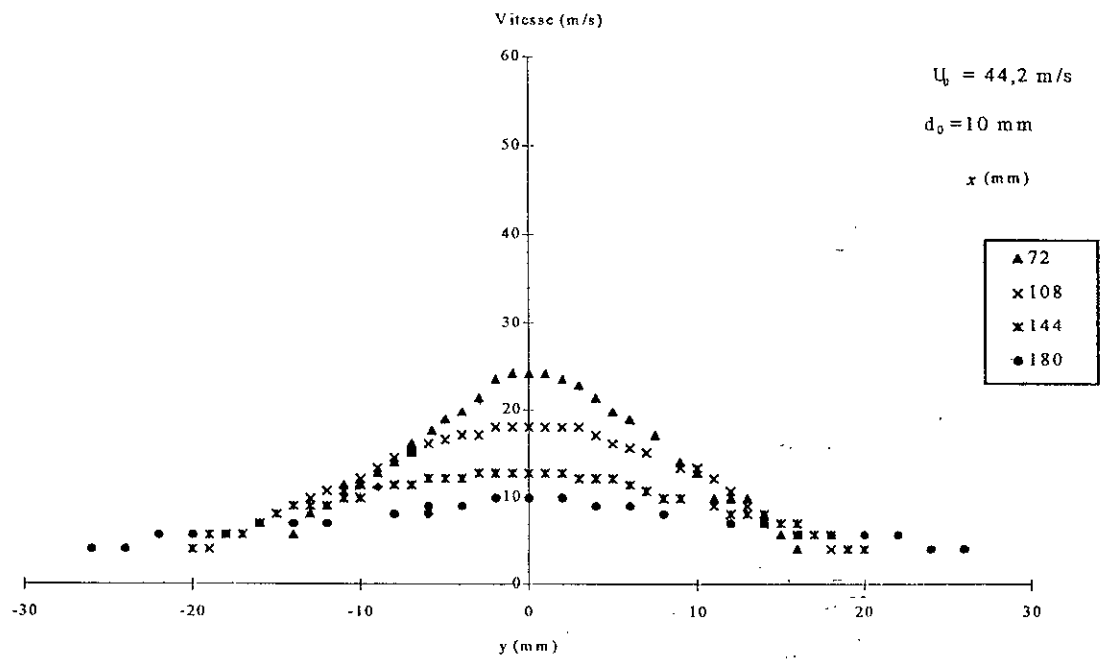


Figure 27 b : Profils de vitesse sur différents plans successifs

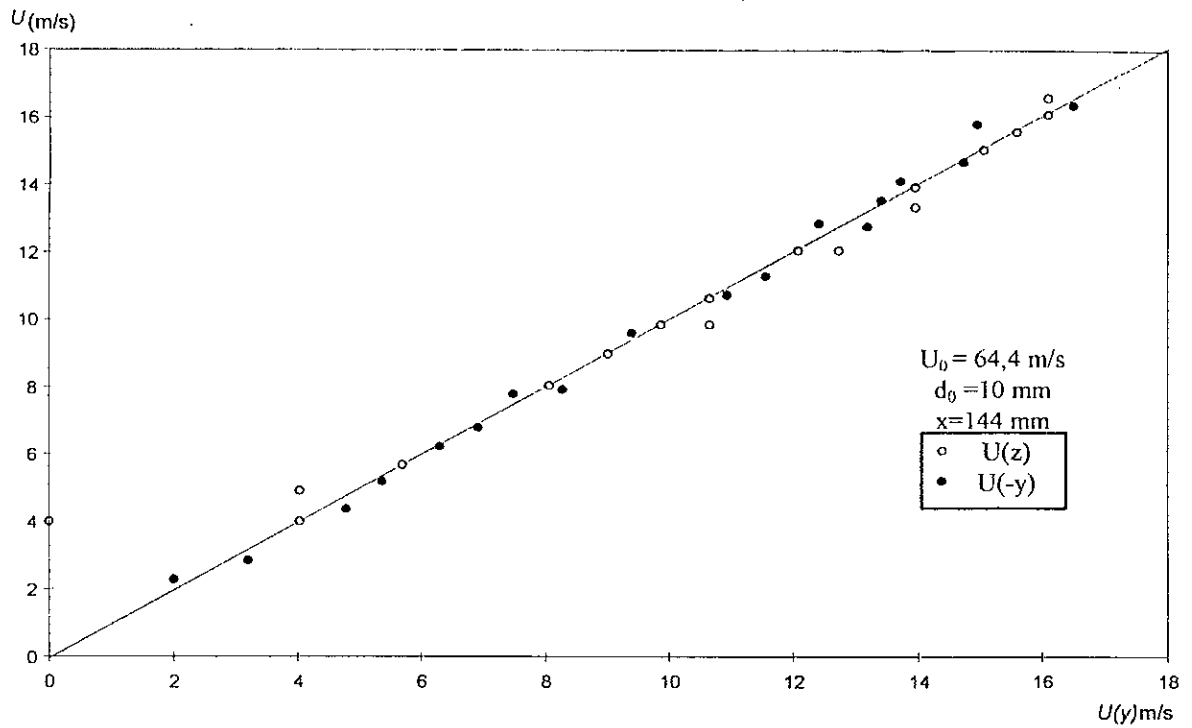


Figure 28 a : Symétrie axiale et de révolution des profils de vitesses

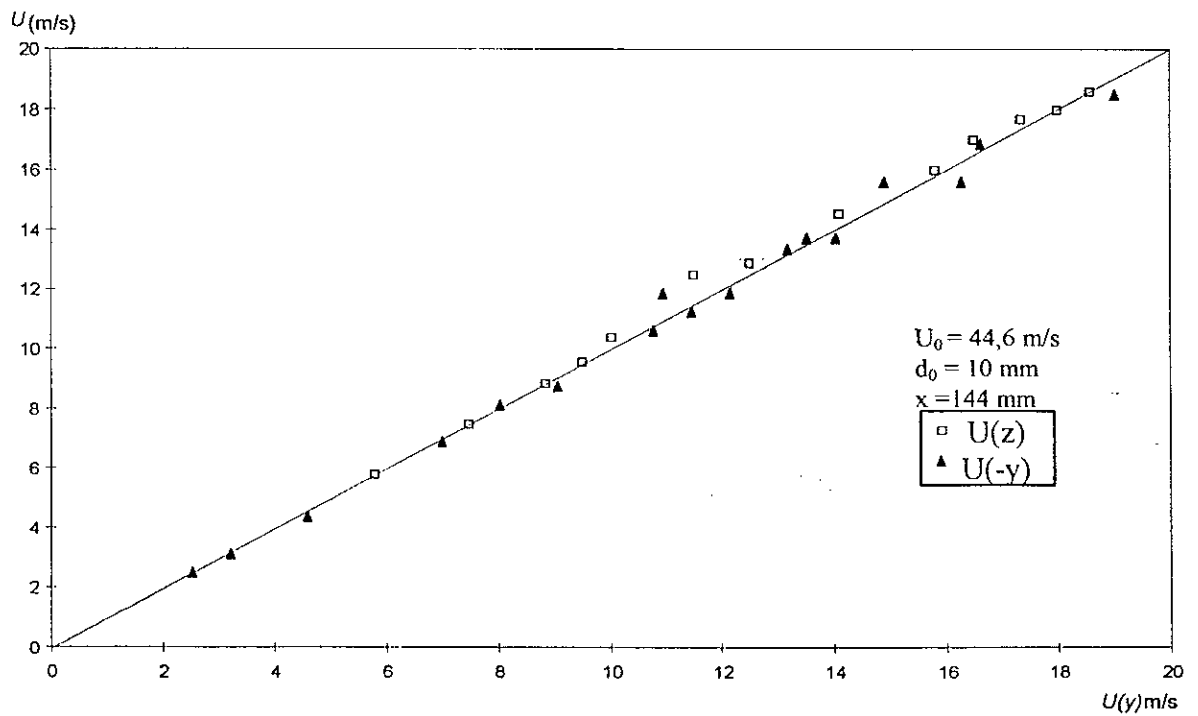


Figure 28 b : Symétrie de révolution des profils de vitesses

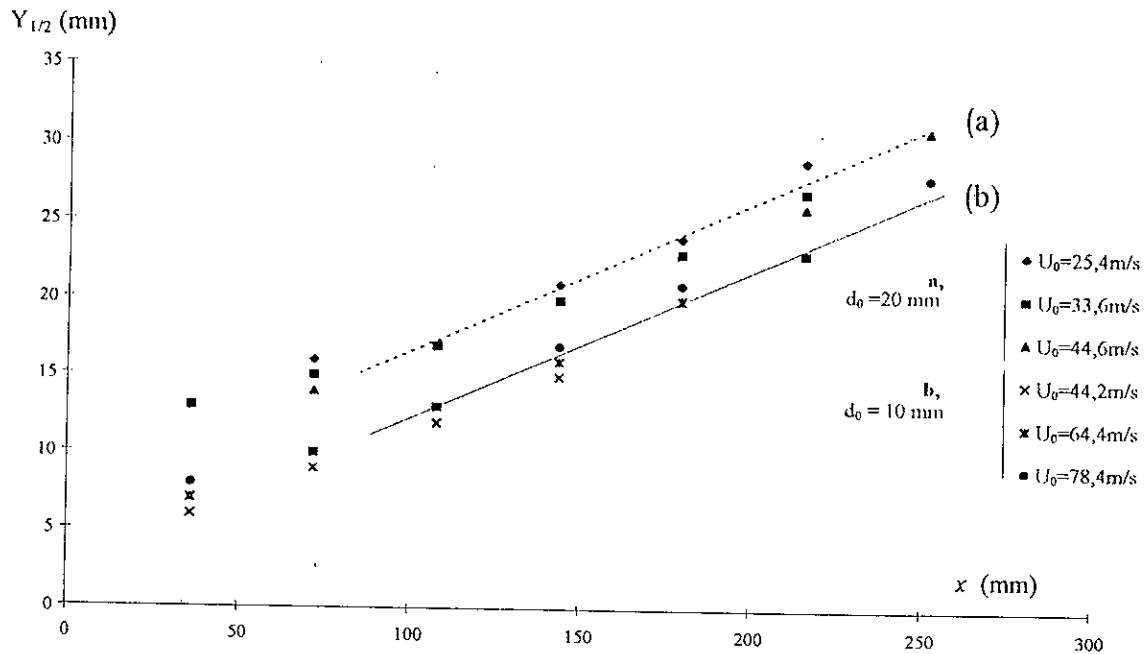


Figure 29: Abscisse caractéristique en fonction de l'abscisse longitudinale

La figure 29 montre qu'il y a deux droites, l'une relative à l'orifice de diamètre 10mm et l'autre de diamètre 20 mm. La détermination de la pente de la droite nous permet d'accéder à l'angle caractéristique du jet appelé généralement demi-angle du jet. Pour les deux orifices, la pente est la même et représente un demi angle de l'ordre de $5,5^\circ$ qui est du même ordre que celui donné par Davies. Enfin, l'angle du jet est indépendant du diamètre de l'injecteur.

III.1.3.4-La vitesse maximale

La vitesse maximale sur l'axe décroît à mesure que l'on s'éloigne de l'orifice de l'injecteur et la variation de $1/U_m$ en fonction de la hauteur a un aspect linéaire. La représentation de $(U_0 d_0)/U_m$ en fonction de la distance-à-l'injecteur x (figure 30) pour deux diamètres d'injecteur et deux vitesses initiales différentes se traduit par deux droites parallèles donc la même pente.

En se référant à la relation (2) de Rajartnam [3] dans le cas d'une colonne cylindrique et à la pente de la droite, nous déduisons la valeur de $\lambda_{exp} = 2,35$, alors que la valeur théorique est de $6,30$.

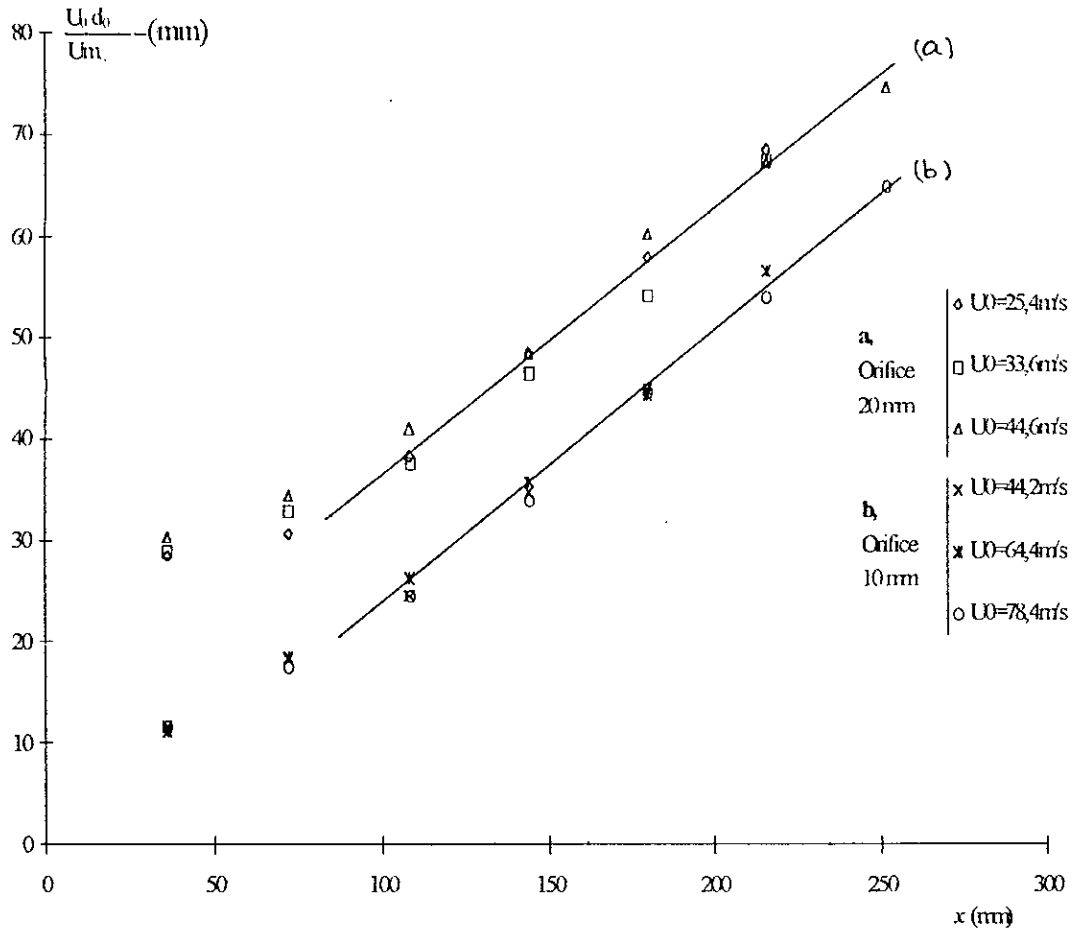


Figure 30 : Evolution de la vitesse maximale en fonction de l'abscisse Longitudinale

III.1.3.5-Etude de l'autosimilarité des profils de vitesses

Sur les figures 31 et 32 nous reportons la vitesse réduite: vitesse du jet rapporté à la vitesse maximale en fonction de l'abscisse transversale réduite : abscisse transversale rapporté à l'abscisse caractéristique. Nous constatons que dans la zone d'écoulement établi, le jet acquiert une autre propriété qui est l'autosimilarité des profils réduits transversaux de vitesse caractérisés par la superposition des profils réduits de vitesse. L'autosimilarité existe pour les deux diamètres de l'injecteur.

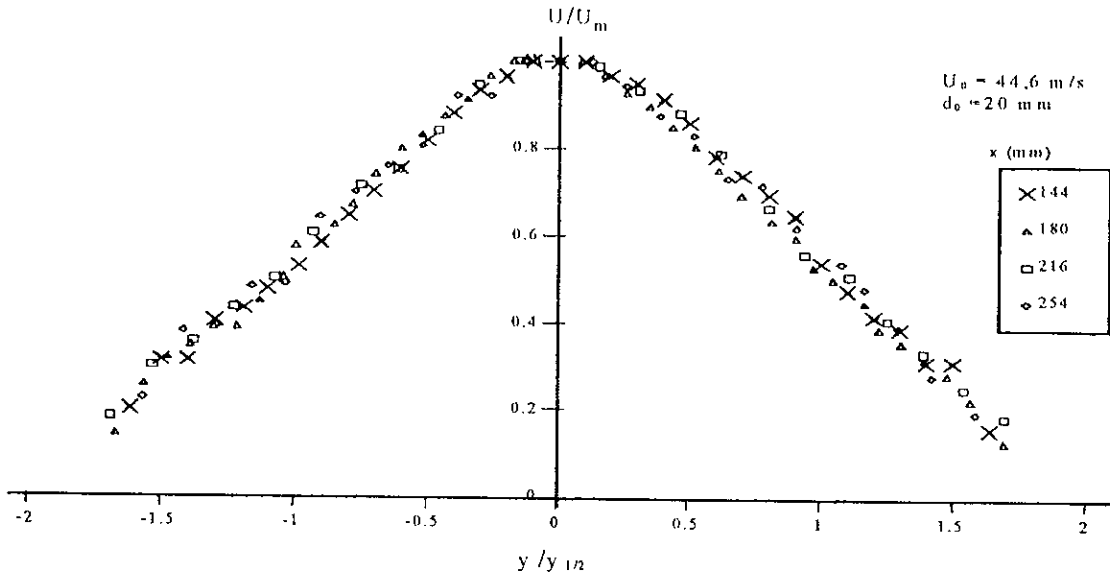


Figure 31: Autosimilitude des profils réduits de vitesses

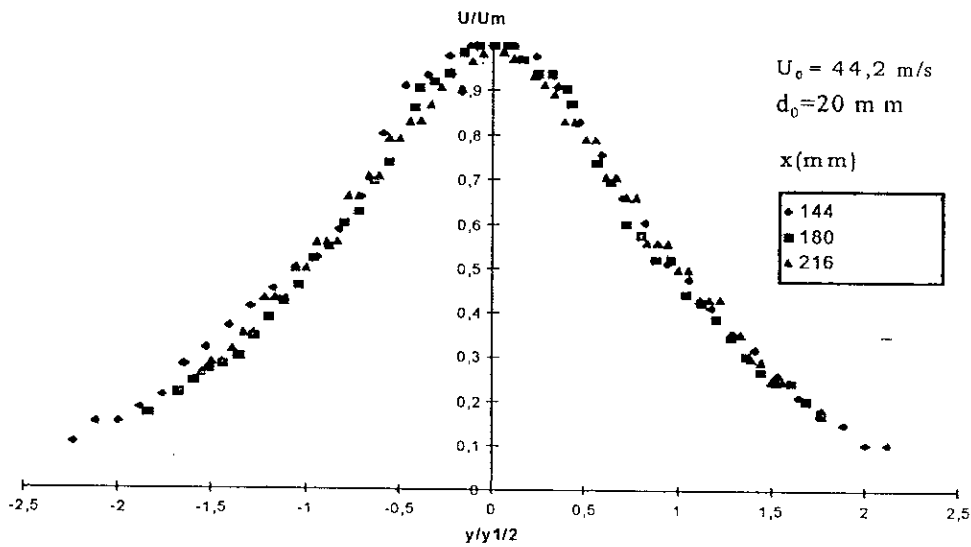


Figure 32: Autosimilitude des profils réduits de vitesses

III.1.3.6- Comparaison des vitesses réduites à celle prédites par différentes corrélations

Nous avons représenté les profils de vitesse réduits expérimentaux en fonction de ceux calculés à partir des équations de Gauss, Schlichting et Gortner[2]. Nous remarquons que la majorité des points sont proches de la première bissectrice sur les figures 33, 34 et 35.

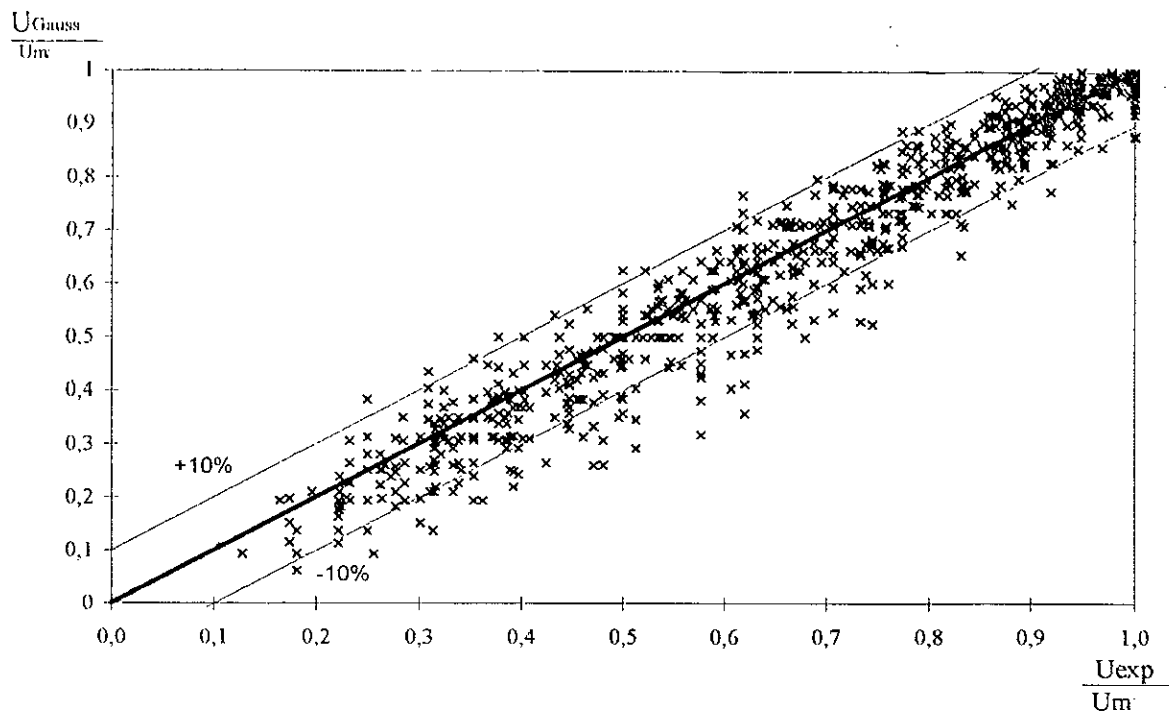


Figure 33 : Comparaison des données expérimentales avec celles calculées à partir de la corrélation de Gauss

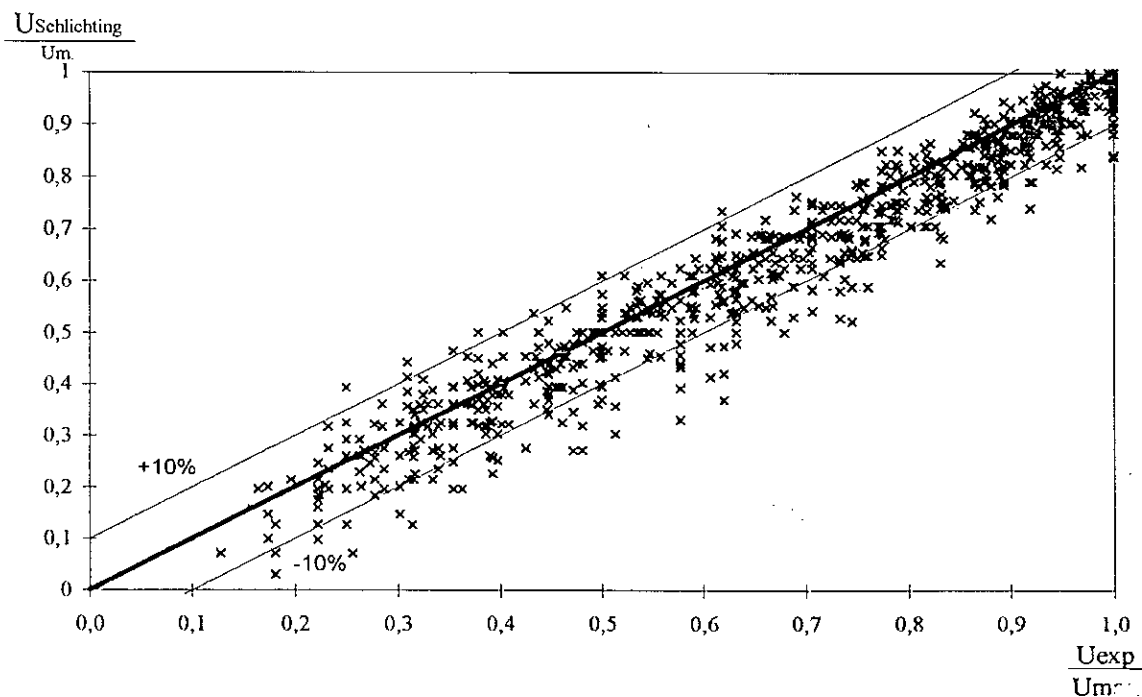


Figure 34 : Comparaison des données expérimentales avec celles calculées à partir de la corrélation de Schlichting

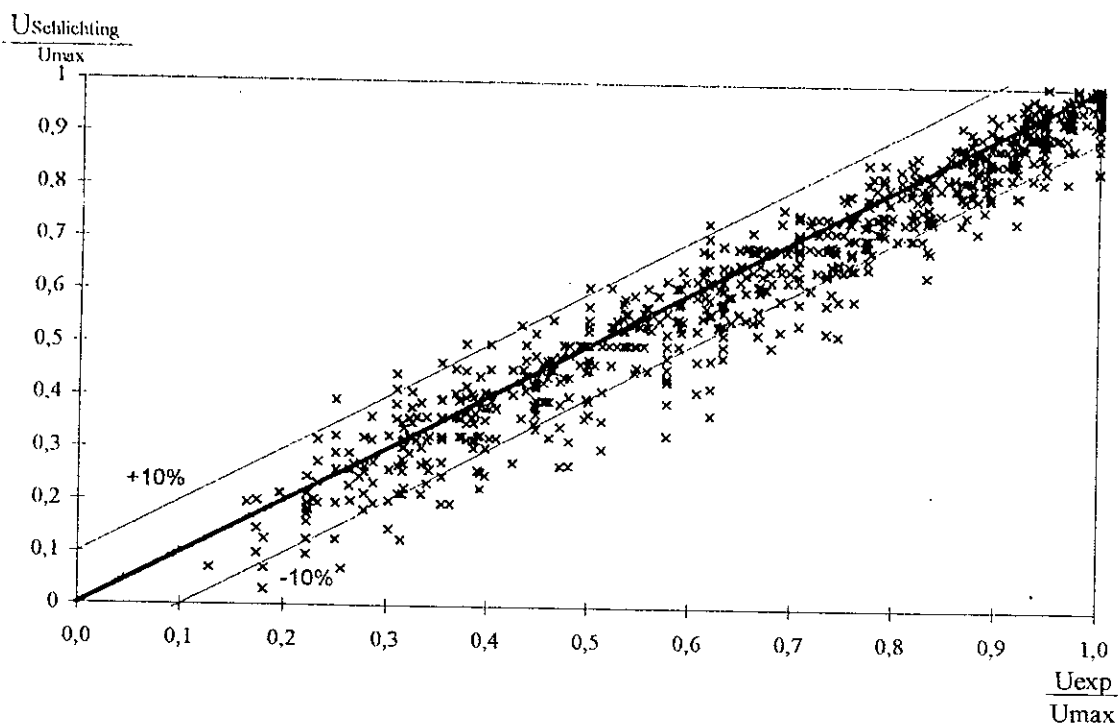


Figure 35: Comparaison des données expérimentales avec celles calculées à partir de la corrélation de Schlichting

III.2-ETUDE HYDRODYNAMIQUE DU JET EN MILIEU PARTICULAIRE

Pour différents états du lit nous étudierons l'hydrodynamique d'un jet gazeux immergé dans un lit de particules solides. Le diamètre de l'injecteur utilisé est de 10mm et la masse de sable de 40 kg.

III.2.1-Profiles de vitesse

Nous avons effectué des expériences concernant l'étude hydrodynamique du jet immergé pour différentes vitesses de jet. La figure-36 montre l'évolution de profils de vitesse selon différents plans successifs pour un état du lit préfluidisé.

Nous remarquons que plus nous nous éloignons de l'injecteur plus l'étalement de profils est prononcé. Les profils sont en forme de cloches qui présentent une symétrie à partir de la hauteur $x = 72$ mm. Enfin, la présence de particules solides provoque un rapide aplatissement des profils de vitesses.

Afin de justifier cette symétrie, nous avons étudié la symétrie de révolution pour $x=7,2$ cm. Pour vérifier la symétrie de révolution des profils de vitesses, nous représentons sur le même graphe (Figure 37) la vitesse selon les axes orthogonaux Oy et Oz . Cette propriété est conservée pour les différents états d'aération du lit, car il y a superposition de ces profils.

Les figures 38 et 39 montrent l'évolution des profils de vitesses pour une hauteur $x=108$ mm et ceci pour différents états d'aération et pour des vitesses de jet distinctes.

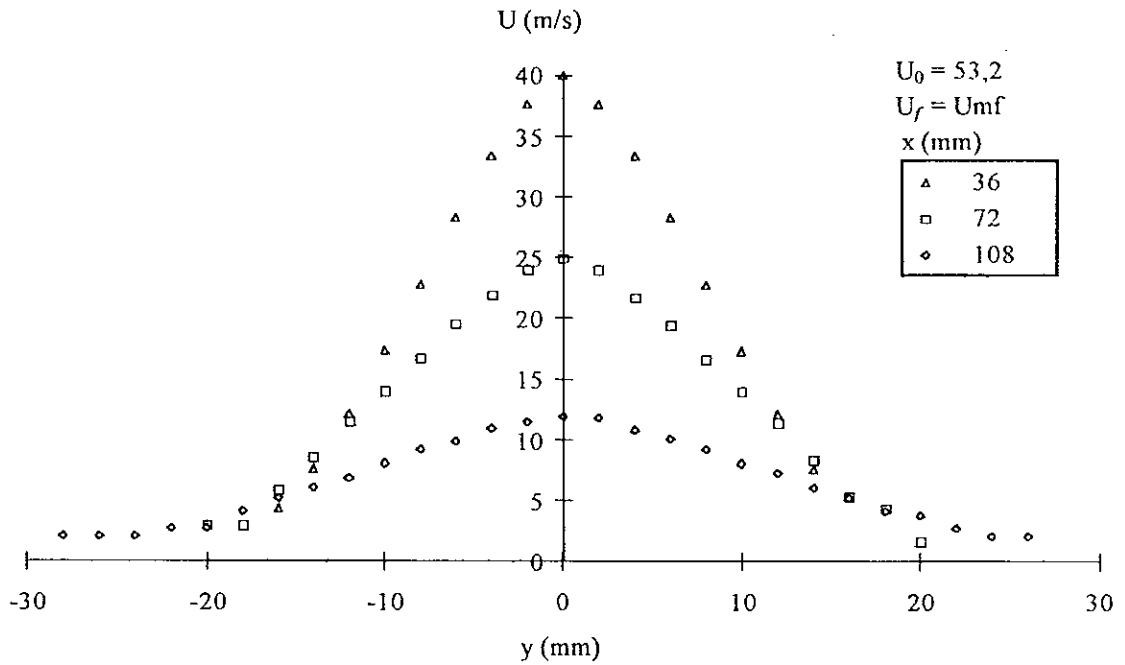


Figure 36 : Profil des vitesses à différents plans en milieu préfluidisé

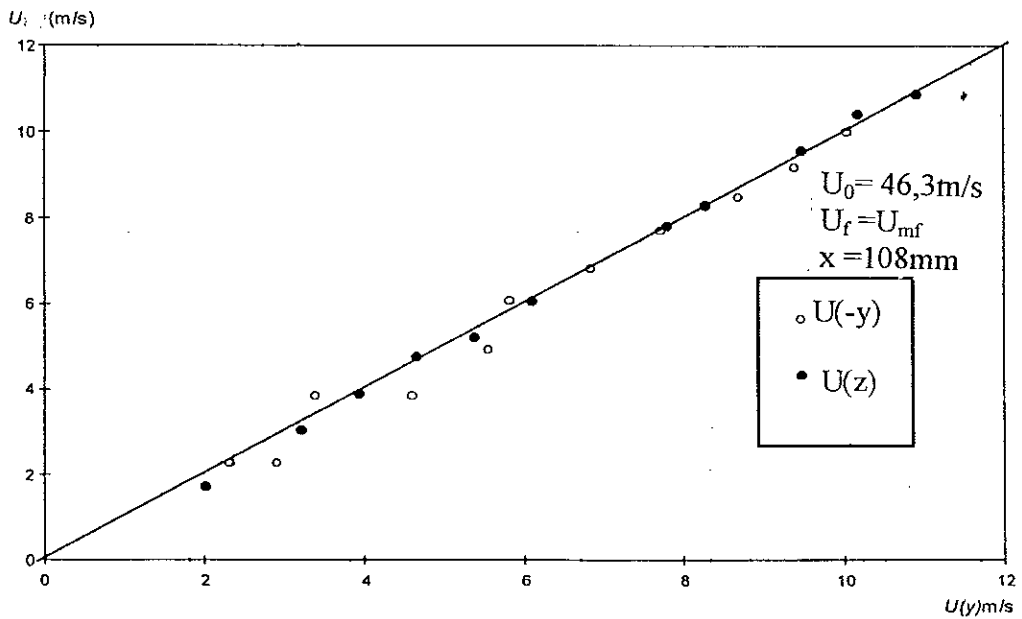


Figure 37 : Symétrie de révolution des profils de vitesses

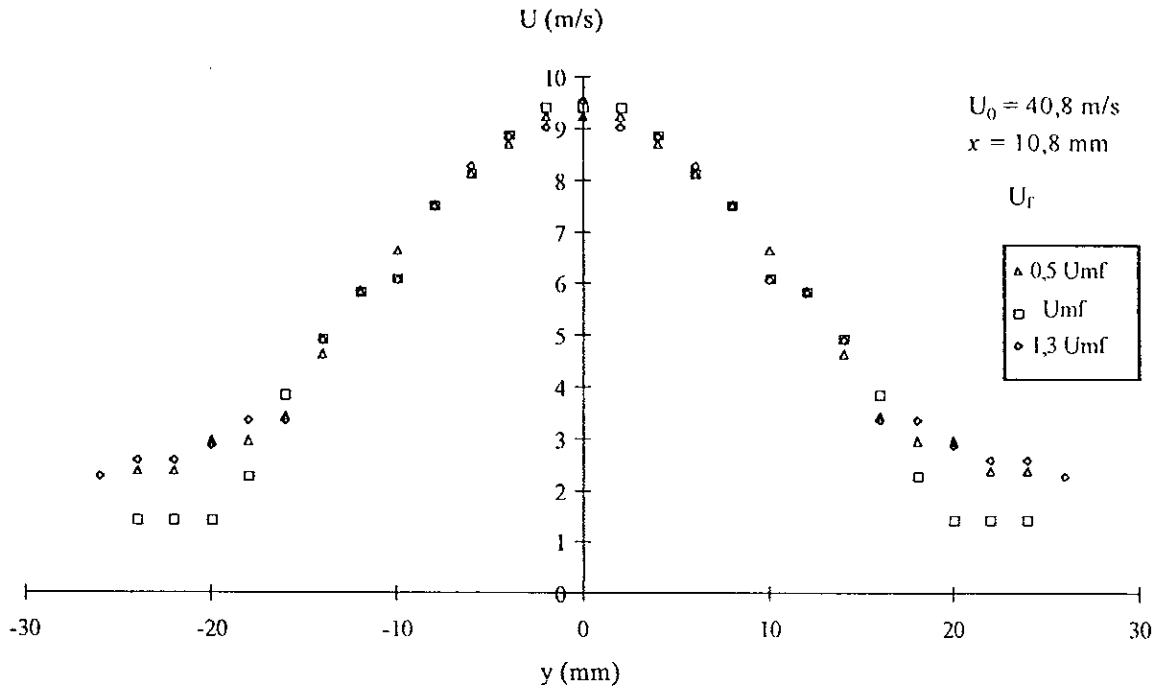


Figure 38 : Profil de vitesse pour différents états du lit

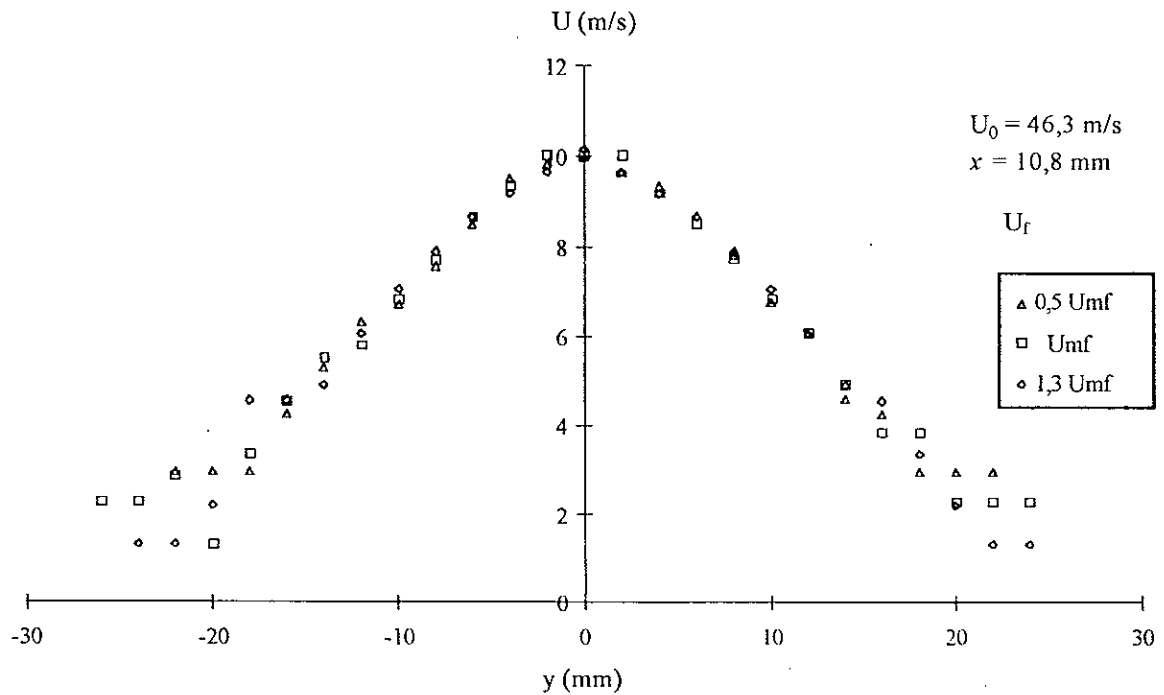


Figure 39 : Profil de vitesses pour différents états du lit

Nous remarquons que l'état d'aération du lit influe faiblement sur les profils de vitesses.

III.2.2-Le débit massique du jet

Le débit du jet entraîné semble moins important que celui dans le jet libre et ceci pour toutes les vitesses étudiées. Le débit est deux à deux fois et demi supérieur au débit initial sur les premières hauteurs alors qu'en jet libre il est jusqu'à trois fois supérieur au débit initial. Le tableau III.1 illustre bien ces résultats.

Tableau III.1-Débit du jet en fonction de la hauteur

U_0	53,2 m/s			46,3 m/s			40,8 m/s		
U/U_{mf}	0.5	1	1.3	0.5	1	1.3	0.5	1	1.3
hauteurs (mm)	Débit (g/s)			Débit (g/s)			Débit (g/s)		
0	5,4	5,4	5,4	4,32	4,32	4,32	3,84	3,84	3,84
36	9,52	9,02	9,82	8,07	7,81	8,21	9,55	7,61	7,23
72	10,22	10,28	9,68	9,07	9,64	9,83	9,12	8,00	8,05
108	11,09	10,67	11,2	7,46	7,55	7,54	7,74	6,12	8,70

III.2.3-Similitude des profils réduits de vitesse

Nous observons, comme en jet libre, l'autosimilitude des profils réduits de vitesse et en plus nous observons que l'état d'aération du lit n'influe que faiblement sur cette propriété (figure 40).

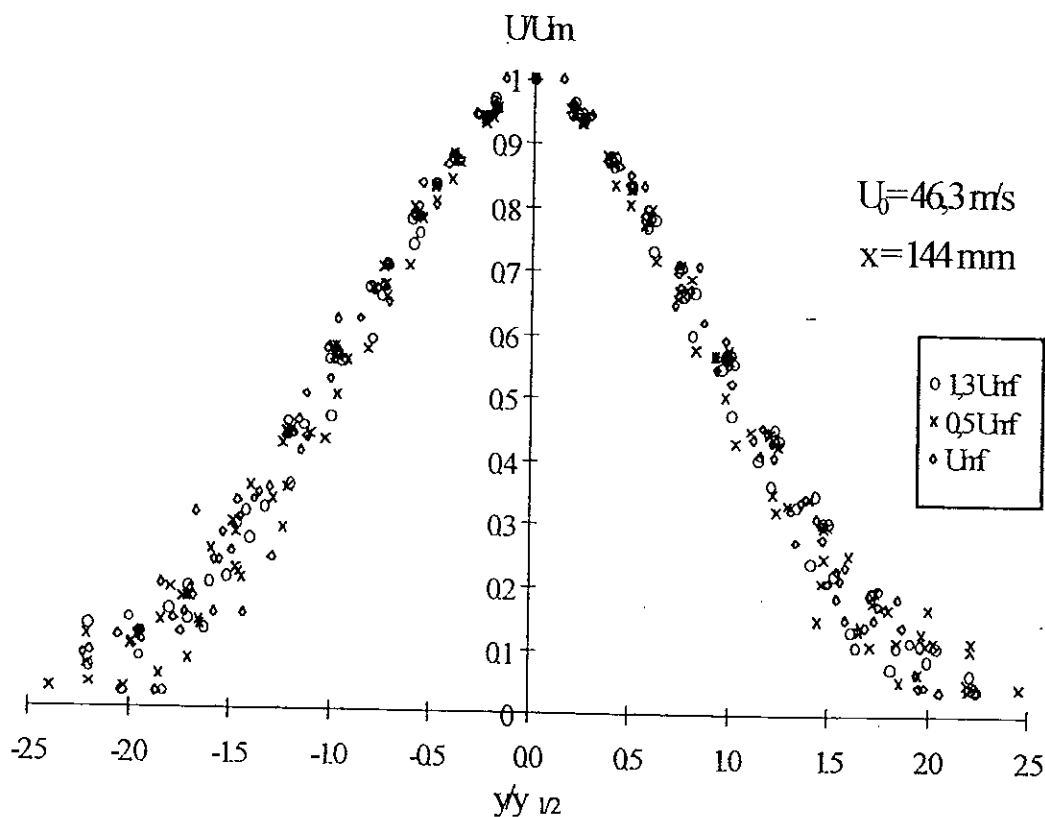


Figure 40 : Autosimilitude des profils de vitesses du jet en milieu particulaire

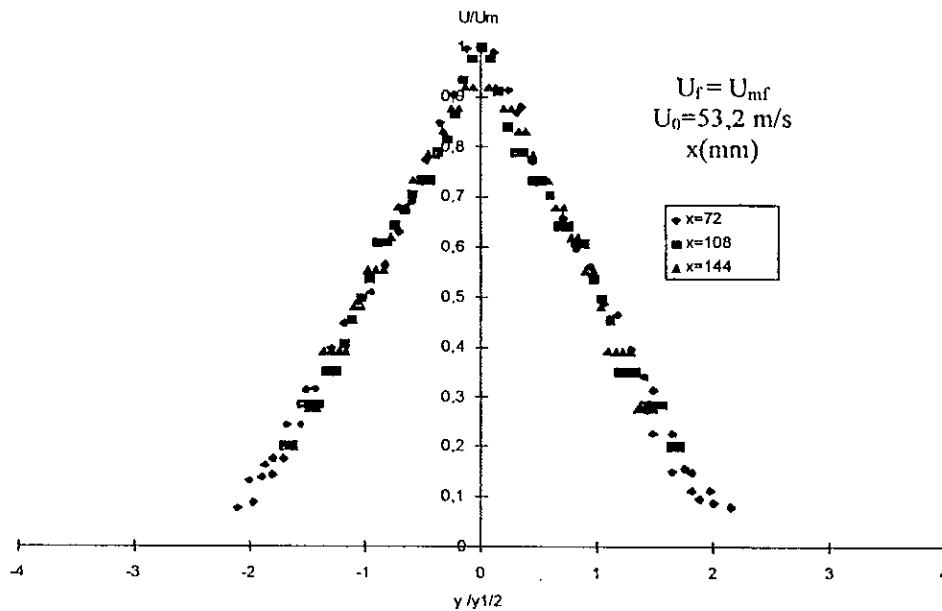


Figure 41 : Autosimilitude des profils de vitesses du jet en milieu particulaire

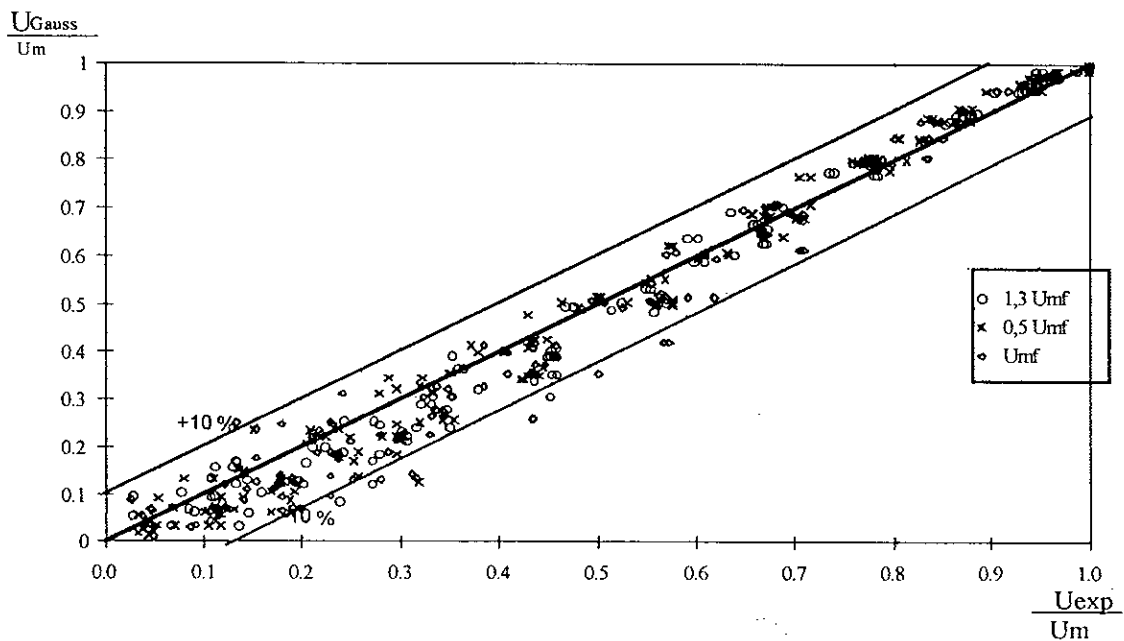


Figure 42 : Comparaison des données expérimentales avec celles calculées à partir de la corrélation de Gauss pour $x=108 \text{ mm}$

Le jet immergé dans un lit de particules conserve ses propriétés fondamentales et la zone d'écoulement établi n'est pas influencée qualitativement par la présence des particules. Cependant la présence des particules atténue le jet et ceci quel que soit l'état d'aération du lit.

III.3-ETUDE DU JET LIBRE SOUS DES CONDITIONS NON ISOTHERMES

La procédure expérimentale consiste à balayer une section transversale de la colonne successivement avec un tube de pitot et une sonde de température à des intervalles réguliers de 1mm. Les résultats expérimentaux sont relevés après avoir remarqué que la température et la pression restent invariables pendant 30 minutes en un point donné de la colonne.

III.3.1-hydrodynamique du jet libre

Lors de cette étude, nous avons utilisé un diamètre d'injecteur de 10 mm. Nous avons relevé les profils de vitesses sur des plans successifs de 36 mm jusqu'à aplatissement de ces derniers. Puis à l'aide de la sonde thermique, nous avons relevé les profils de températures de la même manière que pour les profils de vitesse. Ces données sont nécessaires pour le calcul de la vitesse du gaz qui est en fonction de la masse volumique du gaz, donc de la température et de la pression.

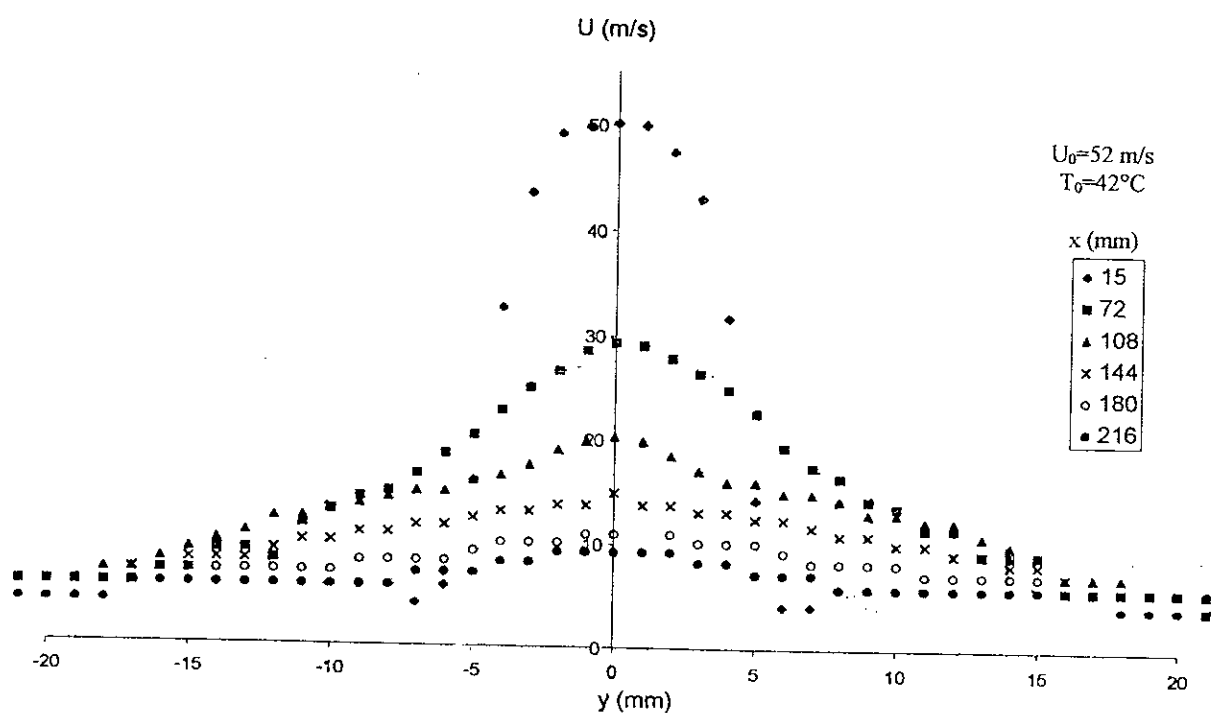


Figure 43: Profils de vitesses sous des conditions non isothermes

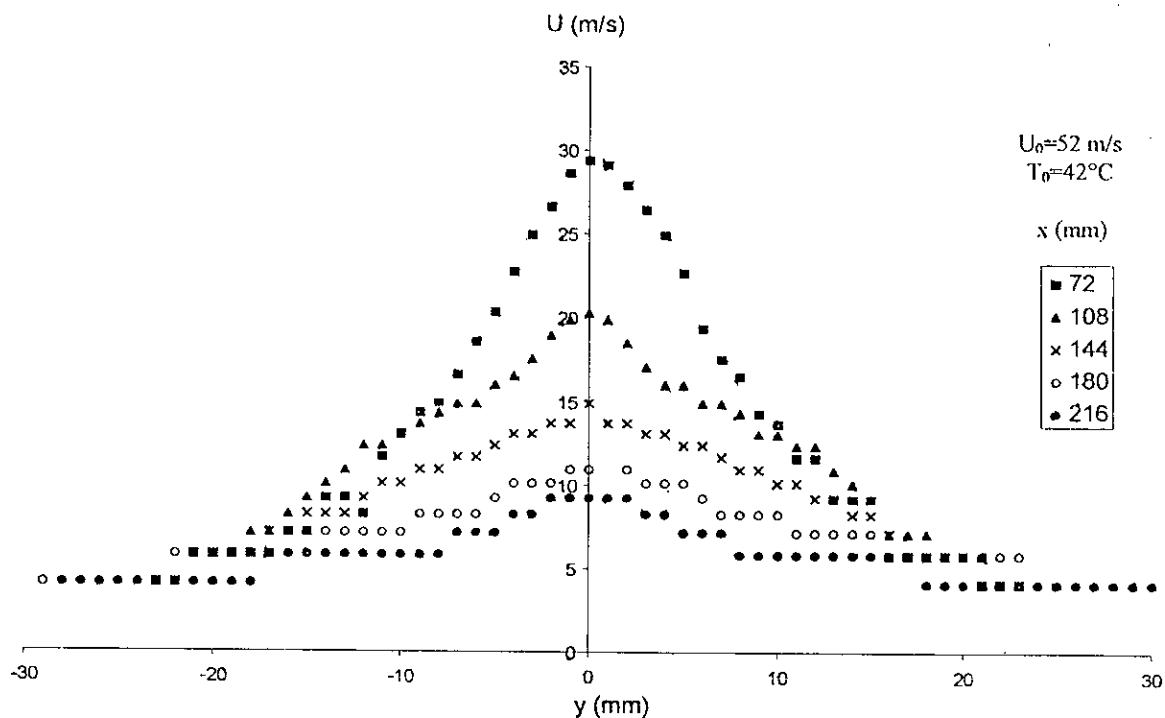


Figure 44-a : Profil de vitesses sous des conditions non isothermes

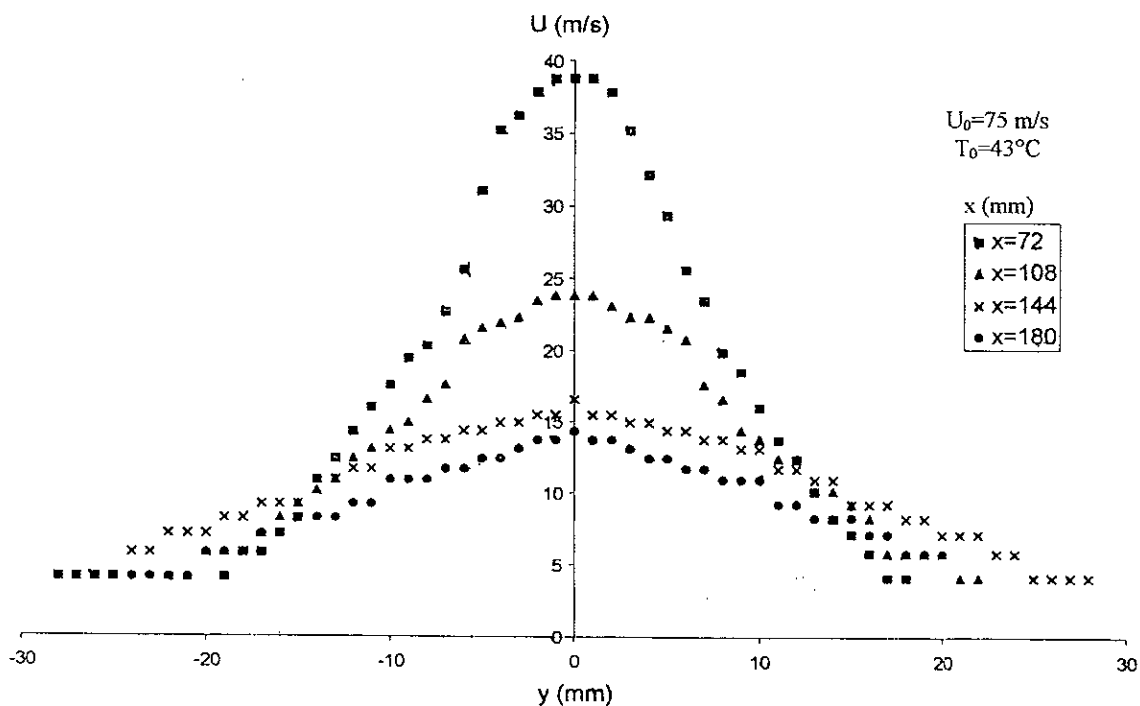


Figure 44-b : Profil de vitesses sous des conditions non isothermes

Les figures 43 a et 44 représentent les profils de vitesses. Ils sont similaires à ceux trouvés dans les conditions isothermes. Les profils ressemblent à des cloches qui ne présentent une symétrie qu'à partir de l'abscisse longitudinale x égale à 7,2 cm.

Dans les figures 45- a ; 45- b, nous remarquons la superposition des profils de vitesses $U(y)$ et $U(z)$ à la hauteur $x=7,2\text{cm}$. et déduisons que la symétrie axiale et la symétrie de révolution du jet sont vérifiées sous les conditions non isothermes. Cette propriété est aussi vérifiée pour les distances supérieures à 7.2 cm ; sur la figure 46 nous représentons pour une hauteur x de 10.8cm, une vitesse d'injection de 75 cm/s et température initiale du jet d 43°C

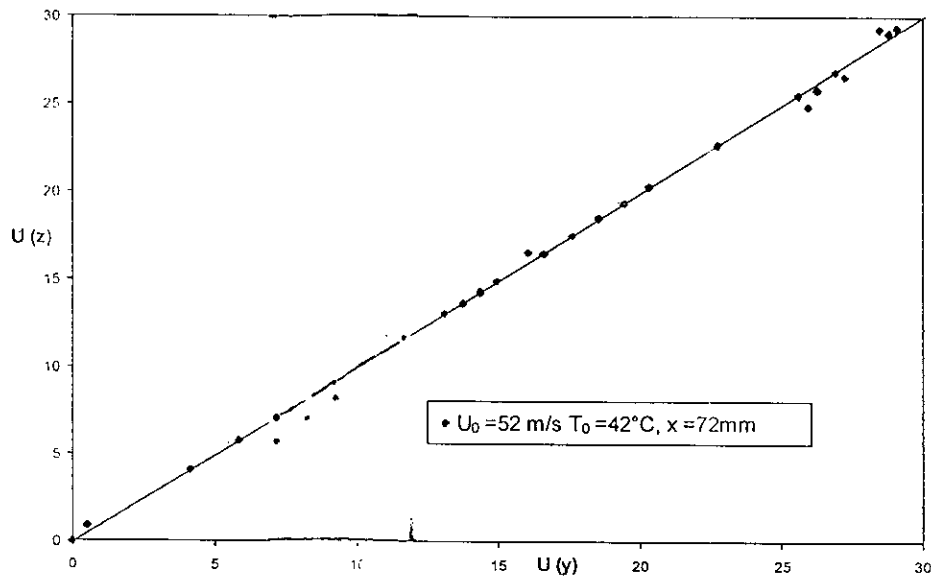


Figure 45-a: Symétrie des profils de vitesses dans les conditions non isothermes

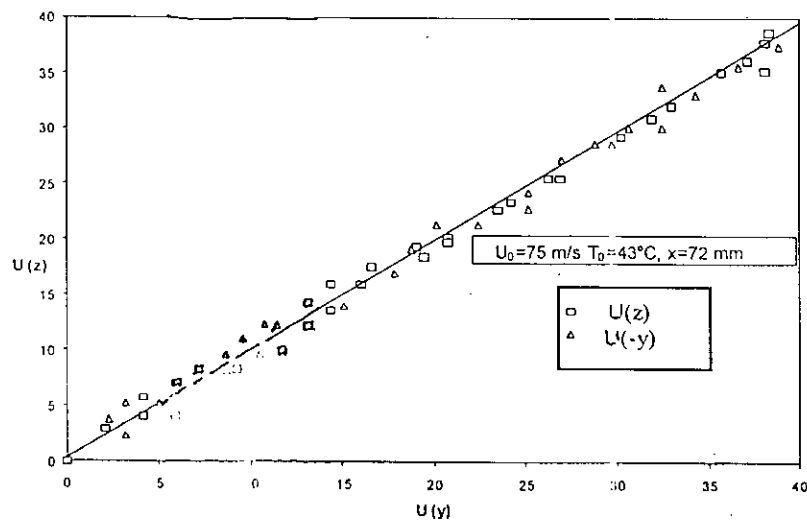


Figure 45-b: Symétrie des profils de vitesses dans les conditions non isothermes

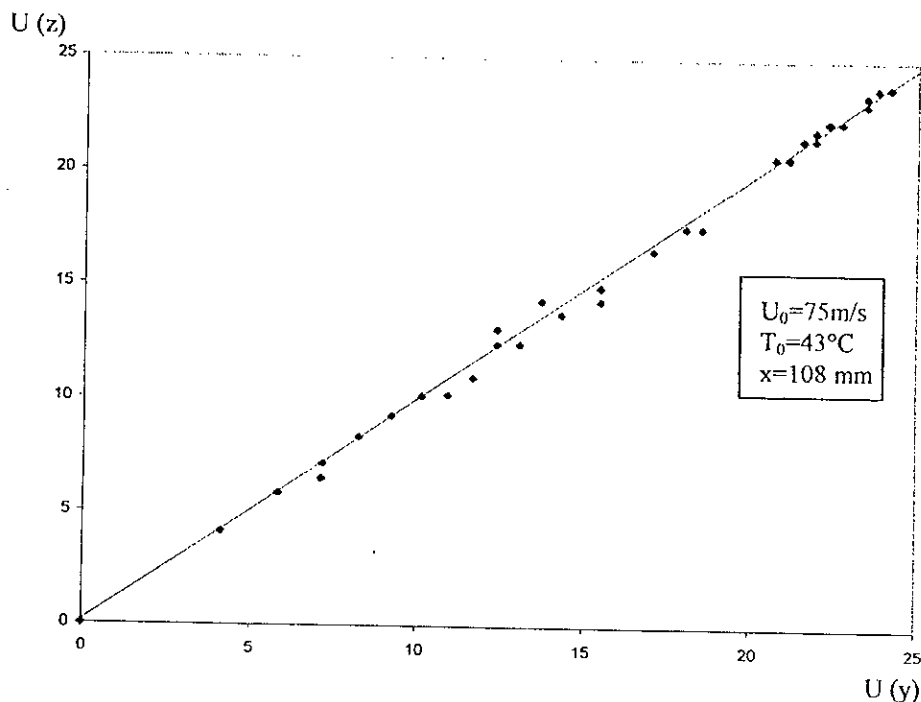


Figure 46: Symétrie de révolution des profils de vitesses dans les conditions non isothermes

L'angle du jet est déterminé en portant l'évolution de l'abscisse caractéristique du jet $y_{1/2}$ en fonction de l'abscisse longitudinale. Dans la figure 47, l'angle est obtenu à partir de la pente de la droite et est égal à $5,8^\circ \pm 0,2^\circ$. L'intersection de ces courbes avec l'axe des abscisses donne des valeurs négatives, ce qui nous permet d'affirmer que l'origine virtuelle du jet se situe légèrement en dessous de l'injecteur.

Nous concluons que ces résultats sont très comparables à ceux trouvés sous des conditions isothermes et avec ceux de Davies [1].

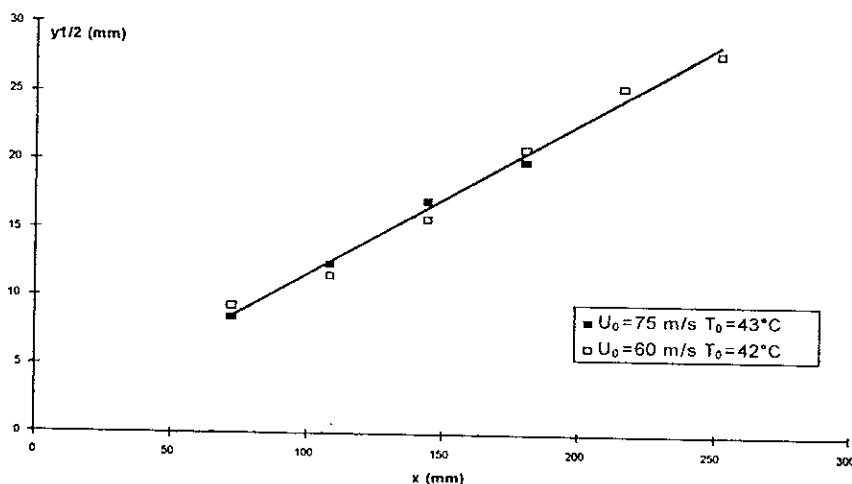


Figure 47: Evolution de l'abscisse caractéristique hydrodynamique en fonction de la cote x sous des conditions non isothermes

En traçant la vitesse réduite U/U_m en fonction de la coordonnée réduite $y/y_{1/2}$ (figure 48 et 49), nous remarquons que l'autosimilarité des profils de vitesses du jet est aussi observée sous des conditions non isothermes. Nous en concluons que la couche limite hydrodynamique n'a pas été influencée par le chauffage de l'air d'où la conservation des propriétés fondamentales du jet libre.

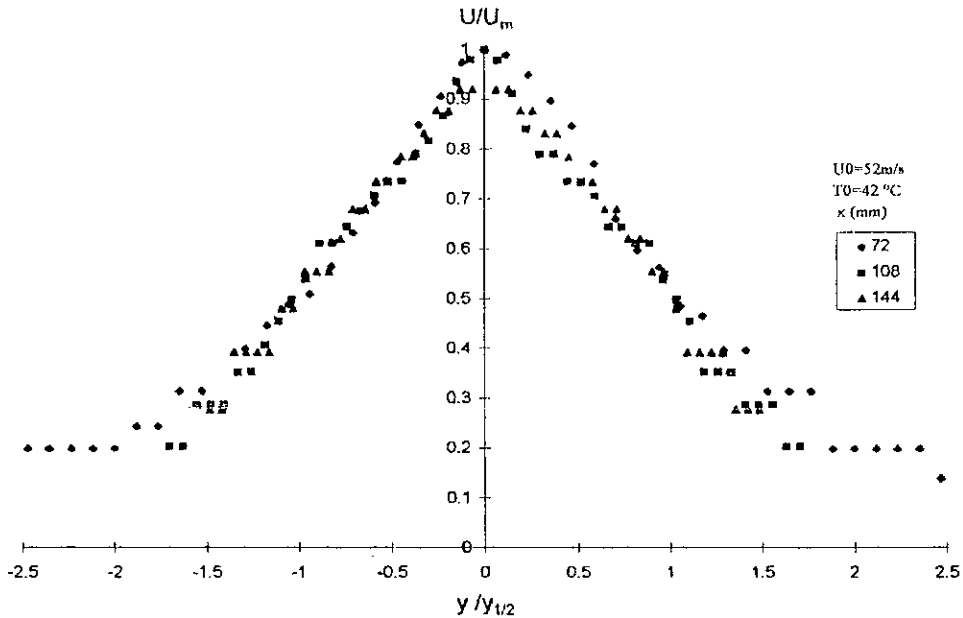


Figure 48: Autosimilarité des profils de vitesses réduites sous des conditions non isothermes

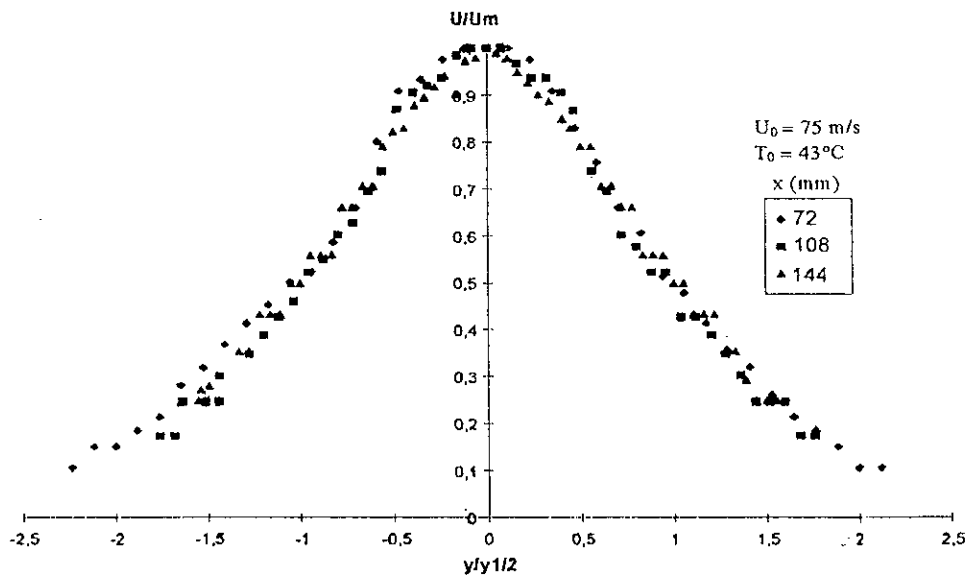


Figure 49: Autosimilarité des profils de vitesses sous des conditions non isothermes

III.3.2-Profiles de température du jet libre

Nous avons effectué cette étude en exploitant les relevés de température des quatre essais précédemment décrits.

De la même façon que pour les profils de vitesse, les profils de température ne présentent aucune symétrie au voisinage immédiat de l'injecteur, comme l'illustre la figure 50a.

Les figures 50bet 51 montrent l'évolution des profils de température sur des plans successifs. Nous remarquons que la température diminue avec l'augmentation de la distance à l'injecteur alors que la température dans la zone annulaire augmente, ce qui montre qu'il y a un chauffage progressif de la paroi et un refroidissement du jet lorsqu'on s'éloigne de l'injecteur.

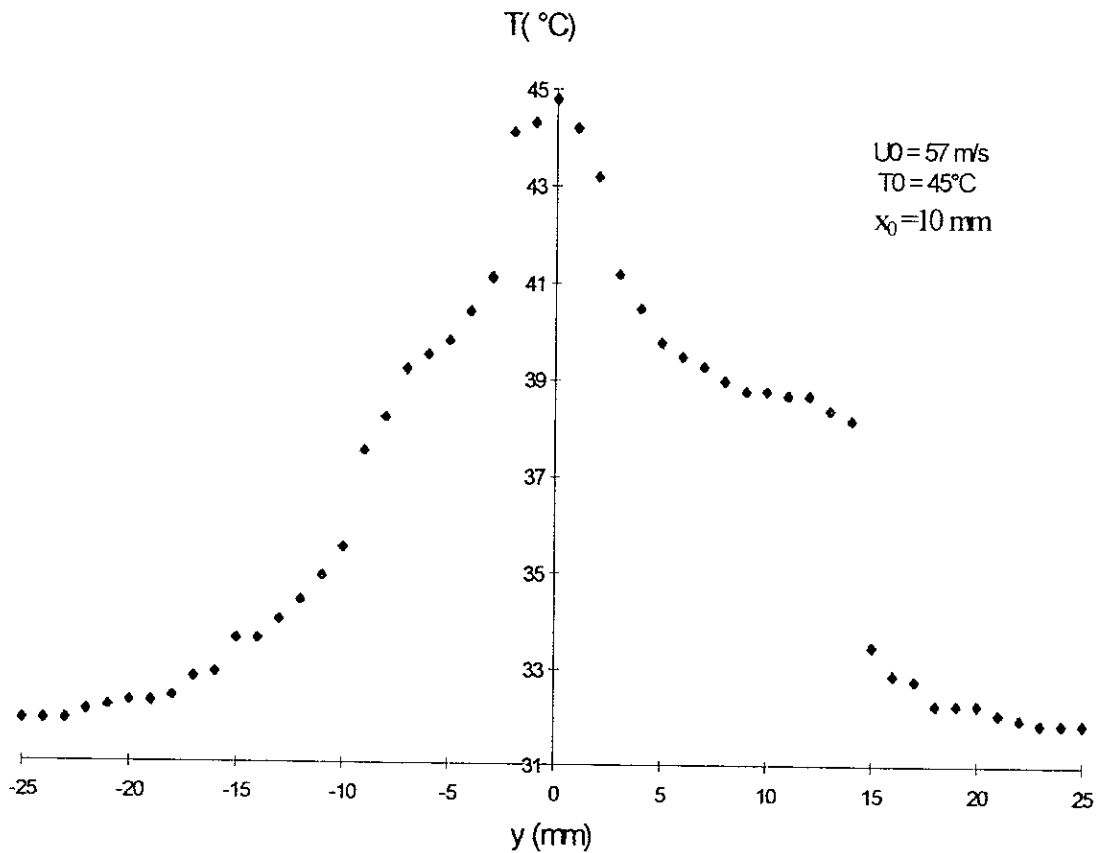


Figure 50-a : Evolution de la température à une distance proche de l'injecteur

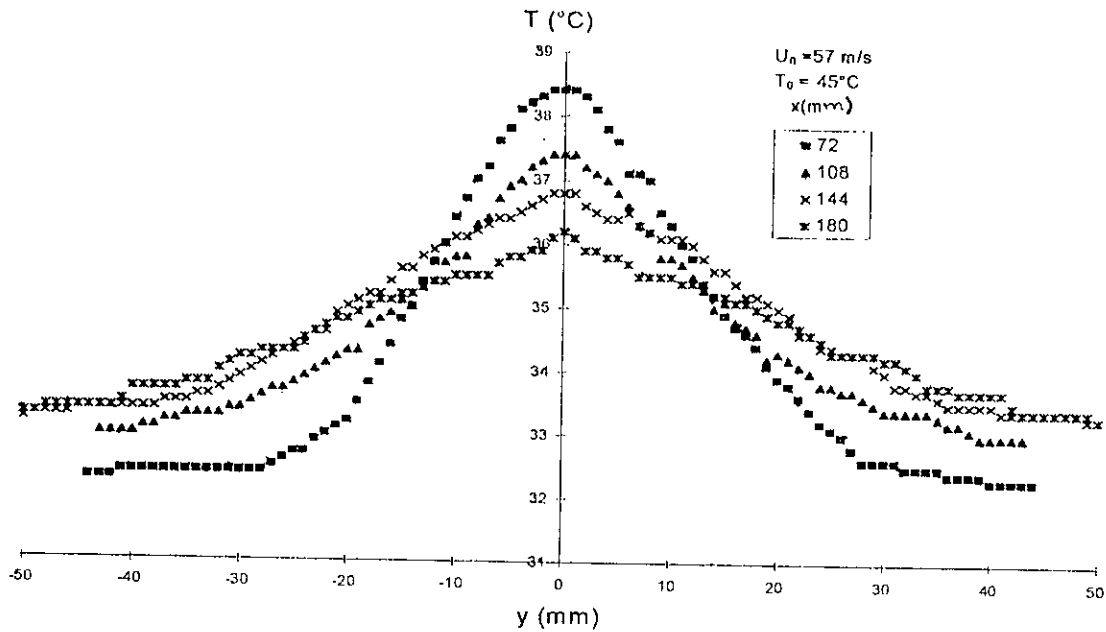


Figure 51a: Evolution de profils de températures sous des conditions non isothermes en fonction de la distance à l'injecteur

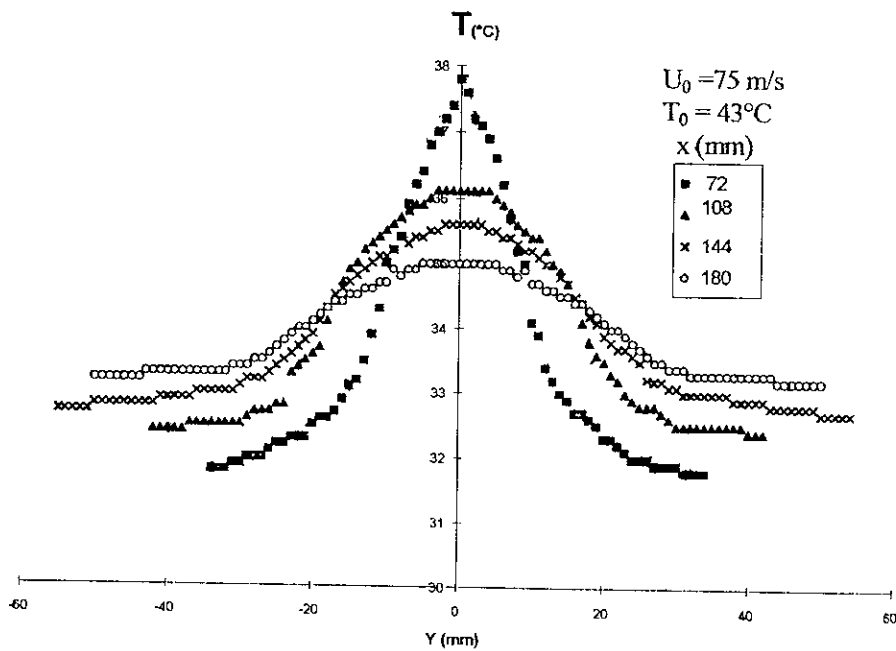


Figure 51b: Evolution des profils de température en fonction de la distance à l'injecteur sous des conditions non isothermes

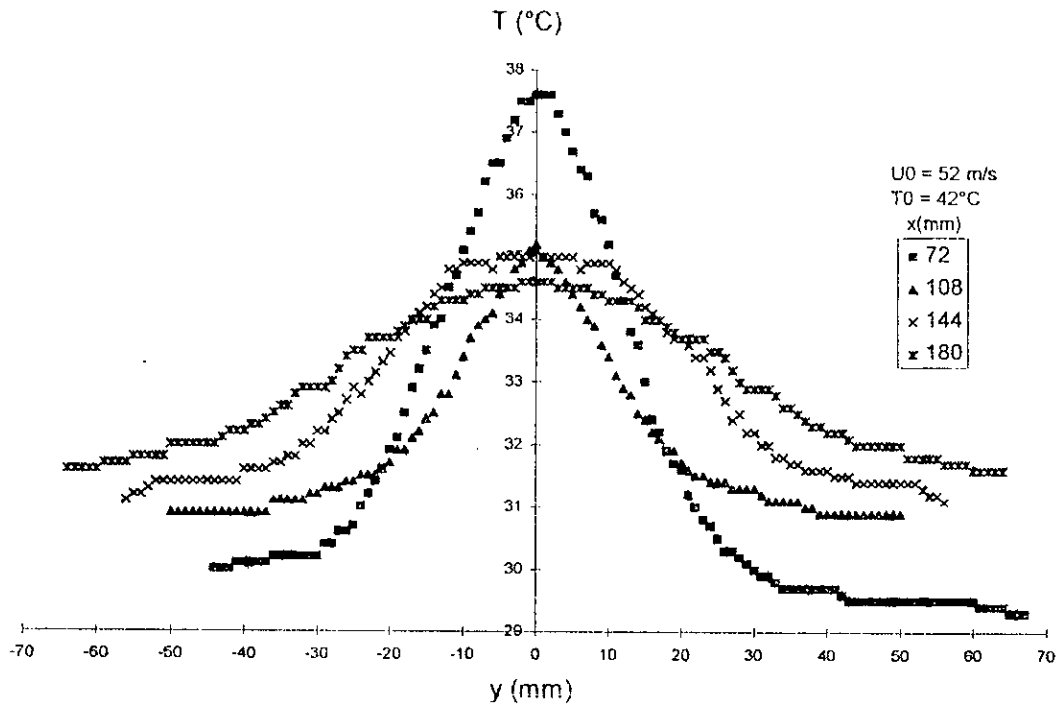


Figure 52-a: Evolution des profils de températures en fonction de la distance à l'injecteur sous des conditions non isothermes

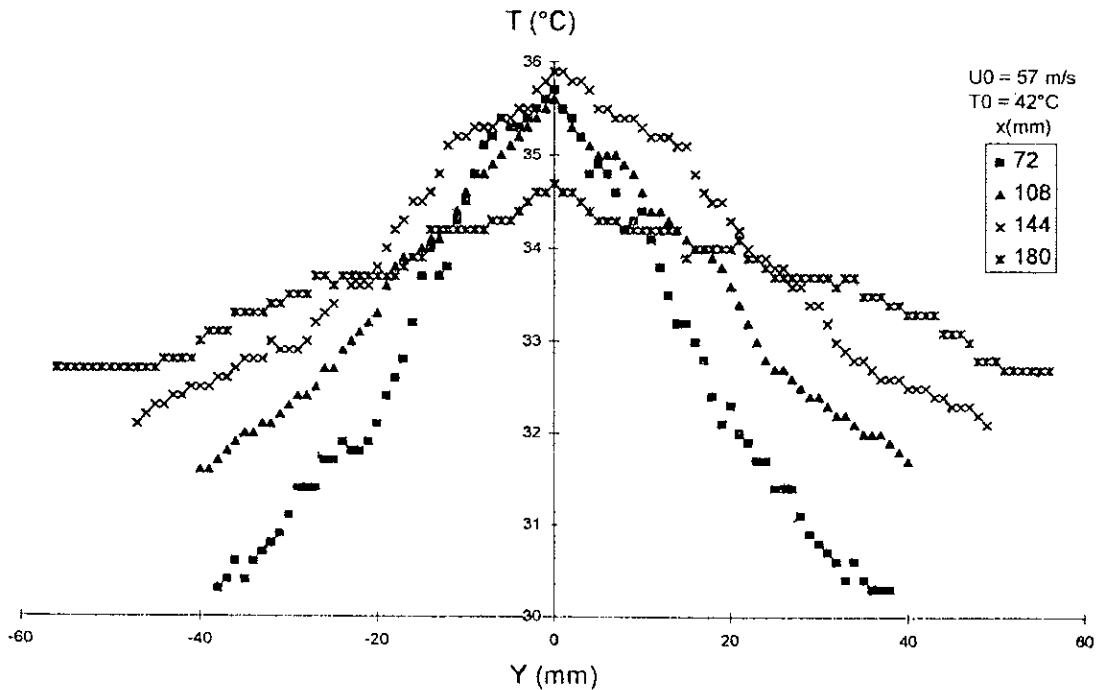


Figure 52-b: Evolution des profils de températures en fonction de la distance à l'injecteur sous des conditions non isothermes

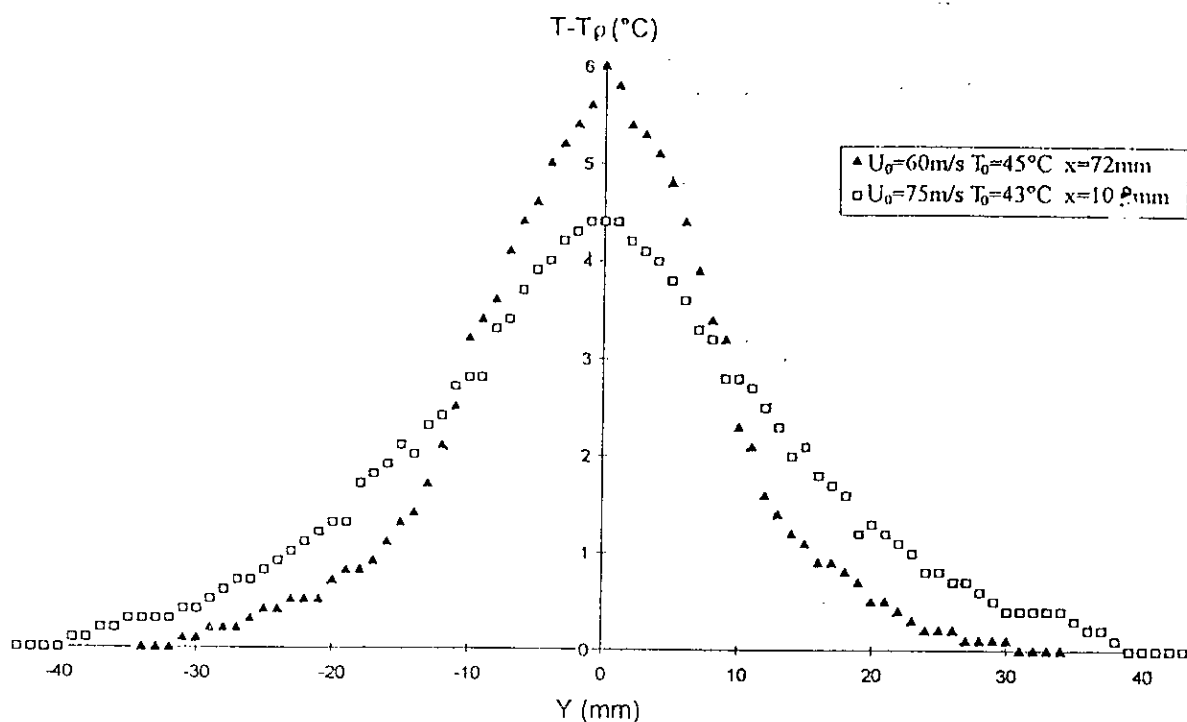


Figure 53: Symétrique axiale des profils de températures en conditions non isothermes

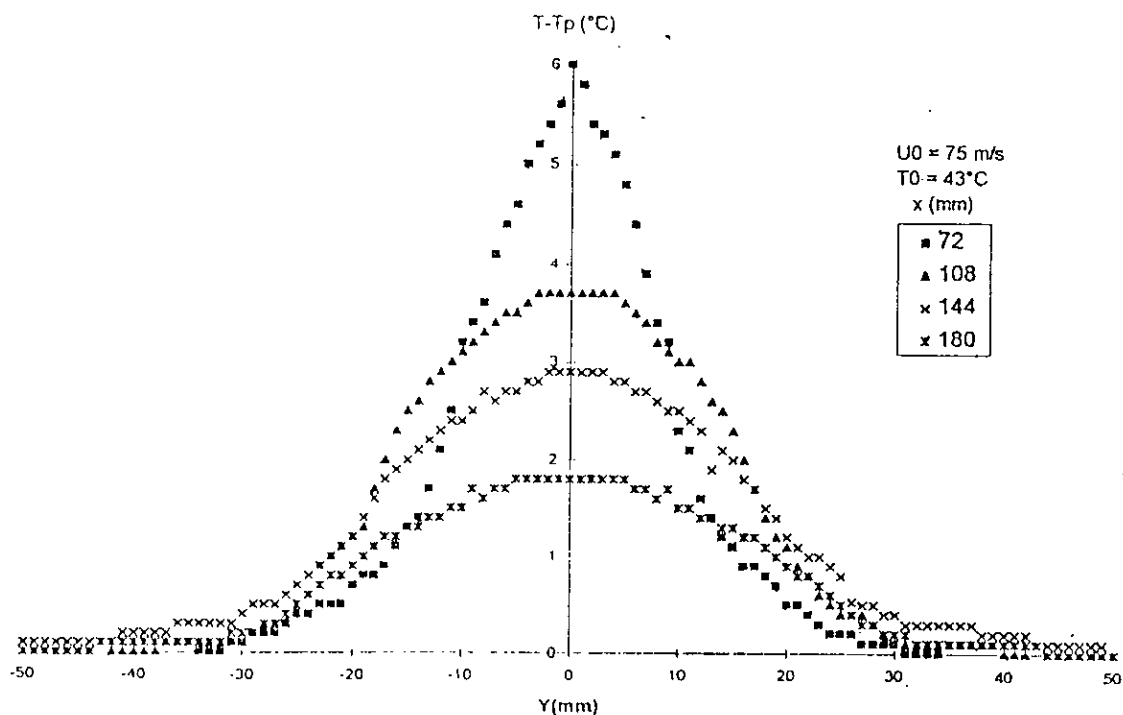


Figure 54 : Evolution des profils de températures sous les condition non isothermes

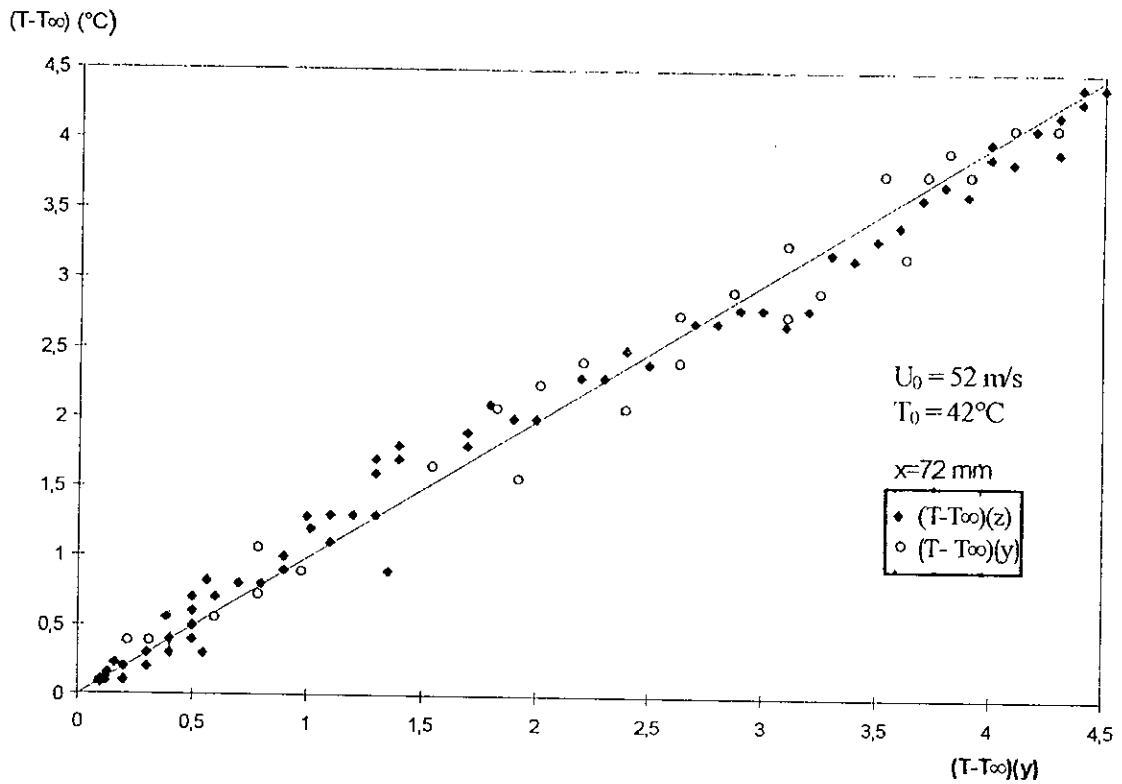


Figure 55 : Symétrie axiale et de révolution des profils de températures sous des conditions non isothermes

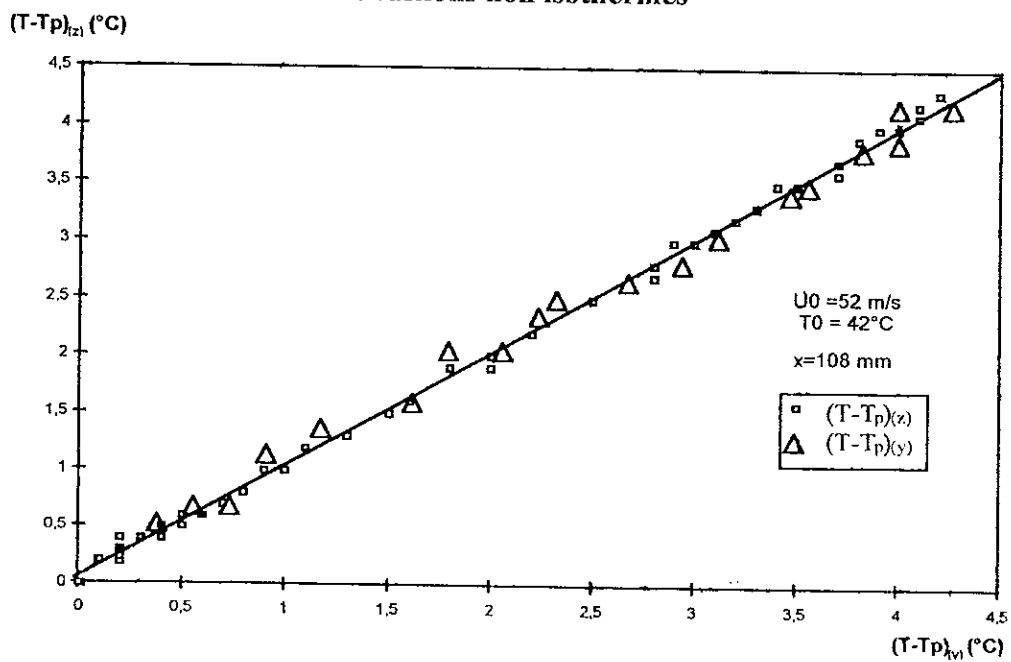


Figure 56 : Symétrie axiale et de révolution des profils de températures en conditions non isothermes

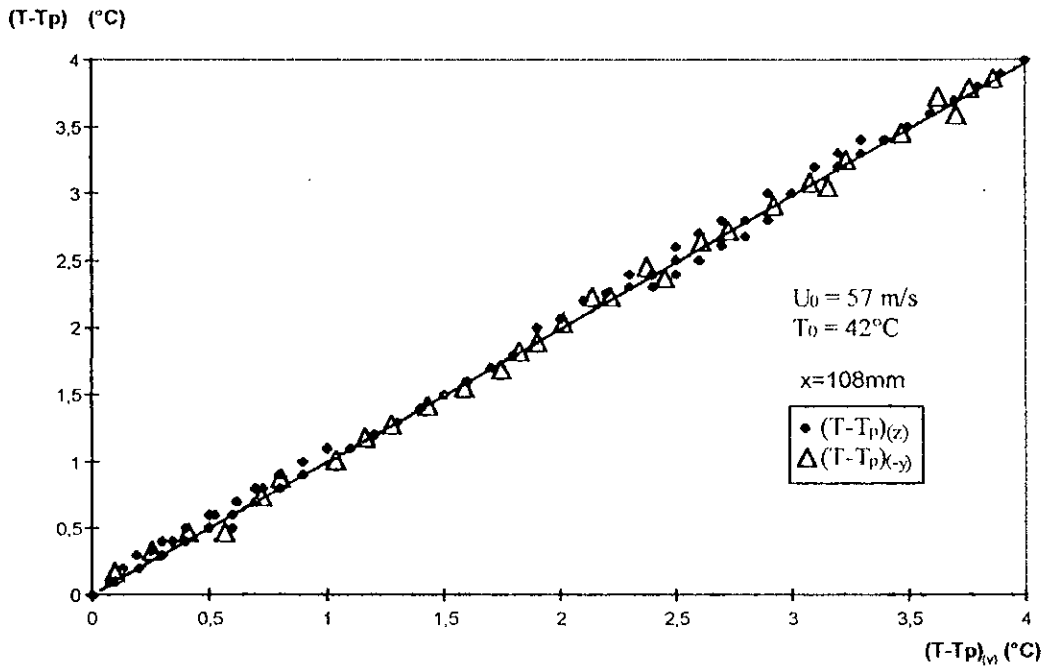


Figure 57: Symétrie axiale et de révolution des profils de températures sous les conditions non isothermes

Sur la figure 55 nous avons tracé $(T-T_p)(z)$ en fonction de $(T-T_p)(-y)$ pour un éloignement de 72 mm, nous remarquons que ces points sont éloignés de la première bissectrice. Pour un éloignement plus important de 108mm (figures 56 et 57) les points se confondent avec la bissectrice ce qui indique l'établissement de la symétrie de révolution à cette hauteur.

Comme dans l'étude hydrodynamique, nous reportons les profils réduits sur les figures 58 et 59, représentant la différence de température $\Delta T = T - T_p$ rapportée à $\Delta T_m = T_m - T_p$ en fonction de l'abscisse y ramenée à $(y_{1/2})_{th}$, l'abscisse caractéristique thermique telle que définie dans le chapitre I.

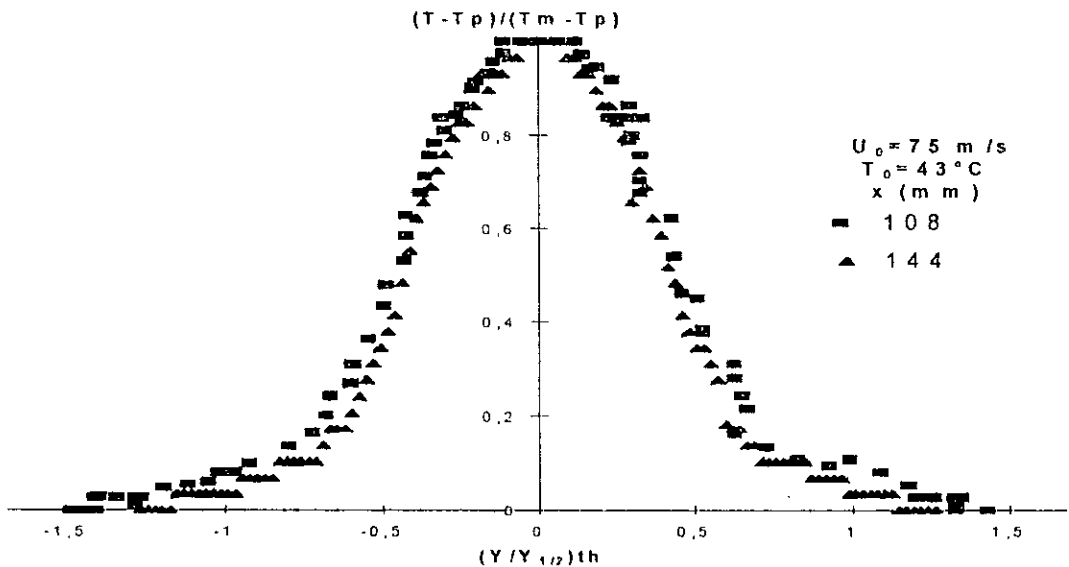


Figure 58: Autosimilitude des profils de températures sous des conditions non isothermes

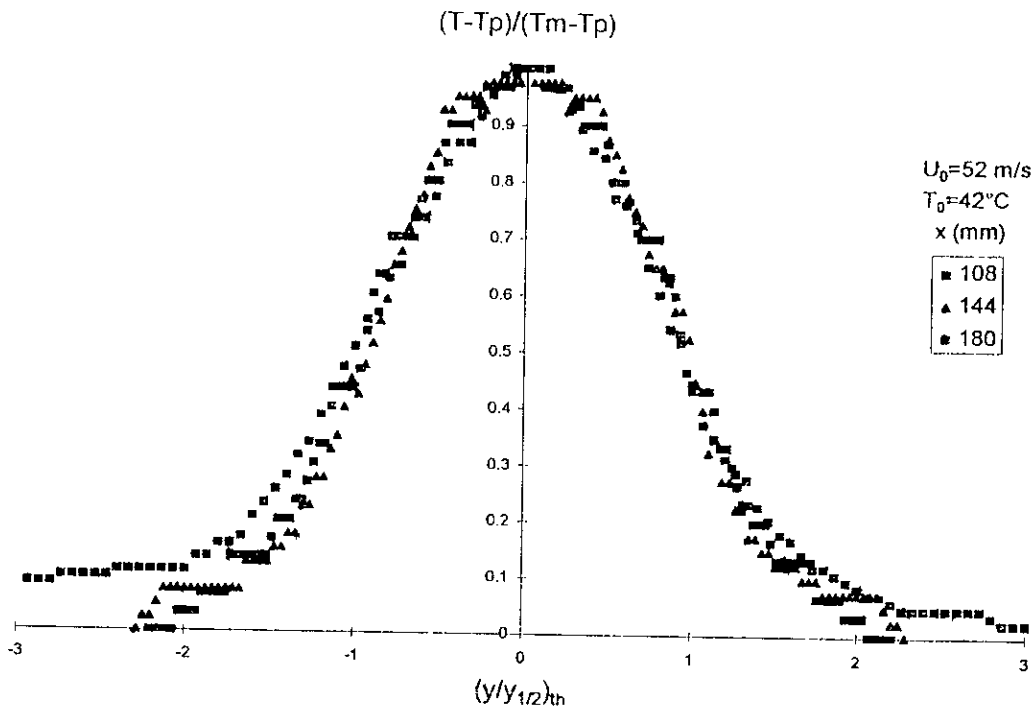


Figure 59: Autosimilitude des profils de températures sous des conditions non isothermes

De l'ensemble de ces propriétés (symétrie de révolution, autosimilitude des profils réduits de température), nous pouvons dire que la distance nécessaire pour atteindre la zone d'écoulement établi sous des conditions non isothermes est légèrement supérieure à celle en isotherme, ceci est prévisible, car la couche limite thermique se développe un peu plus loin de celle de la couche limite hydrodynamique dans le cas où le gaz est de l'air.

Nous pouvons conclure que le mode de transfert de chaleur est différent à l'intérieur et à l'extérieur de la frontière externe du jet. En effet, à l'intérieur du jet, il y a transfert de chaleur par convection forcée dans le sens longitudinal de la colonne, d'où le refroidissement progressif du jet tout au long de la colonne. A l'extérieur du jet, le transfert de chaleur est régi par la conduction pure dans l'air combinée à une convection naturelle.

III.3.2.1 - angle du jet thermique

Bien que l'angle du jet soit défini à partir des profils de vitesses, nous avons essayé de déterminer à partir des profils de températures l'angle du jet en représentant $y_{1/2th}$ en fonction de x , nous avons obtenu des droites dont les pentes représentent les angles du jet thermique.

De la figures 60, nous regroupons les résultats dans le tableau III.4. L'évolution de ces résultats confirment que la détermination de cet angle n'a pas signification physique.

Tableau III.4- Résultats du calcul de l'angle du jet thermique

conditions opératoires	L'angle du jet thermique
$U_0=52 \text{ m/s } T_0 = 42^\circ\text{C}$	$\alpha= 3,33$
$U_0=57 \text{ m/s } T_0 = 42^\circ\text{C}$	$\alpha=6,75$
$U_0 =60 \text{ m/s } T_0 =45^\circ\text{C}$	$\alpha=11,31$
$U_0 =75 \text{ m/s } T_0 =43^\circ\text{C}$	$\alpha=7.12$

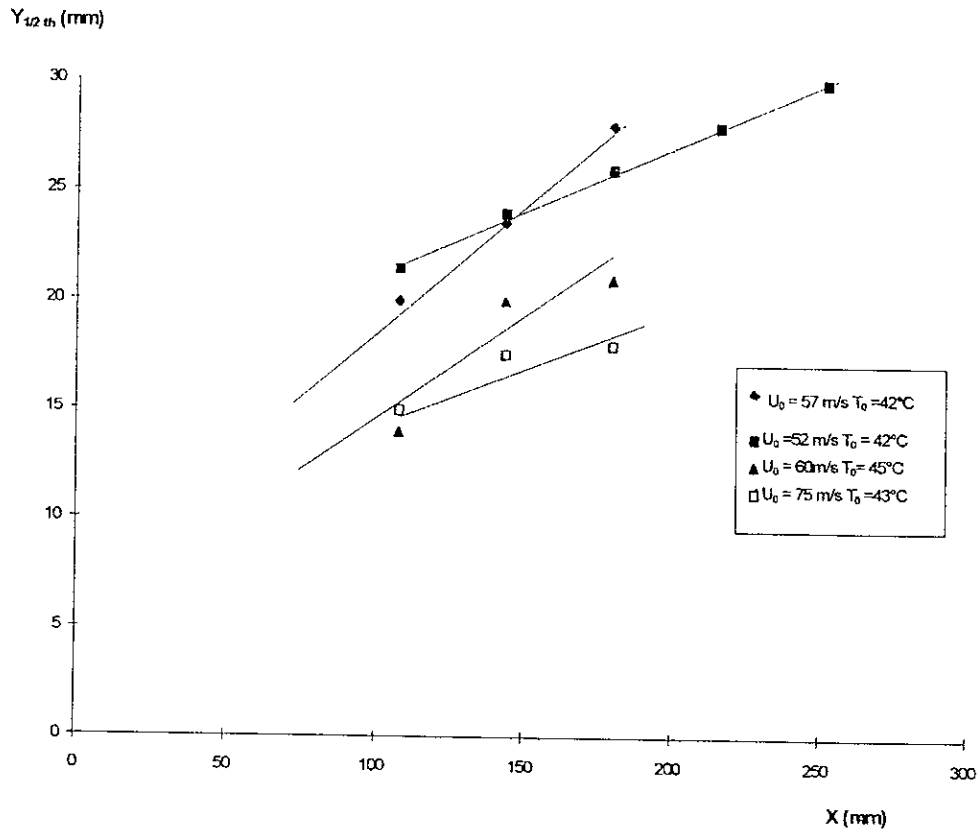


Figure 60: Evolution de l'abscisse caractéristique en fonction de la cote x

III.4-ETUDE DU JET EN MILIEU PARTICULAIRE ET SOUS DES CONDITIONS NON ISOTHERMES

Au cours de cette étude, nous avons utilisé une masse de 40 kg de particules solides et avons fait varier la vitesse du jet, l'états d'aération du lit, ainsi que la température de l'air du jet selon les conditions opératoires indiquées dans le tableau III.1.

III.4.1- Caractéristiques du jet dans le lit fluidisé sous les conditions non isothermes

L'étude des figures 61 (a) et (b), et(c), nous permet d'observer les mêmes formes de cloches qu'en jets libres, la température diminue progressivement avec l'éloignement à l'injecteur. Plus nous nous éloignons du jet, plus la température maximale T_m sur l'axe du jet diminue et plus la température à la paroi augmente. Il y a donc un refroidissement du jet au centre et un échauffement du lit au voisinage de la paroi. Le refroidissement est provoqué par le mouvement du solide en contact avec l'air de fluidisation qui est à la température ambiante. Le passage de l'état aéré à l'état du lit fluidisé, s'accompagne d'une diminution de température en un point donné du lit.

Pour s'affranchir de l'effet de la paroi, nous avons représenté (comme pour le jet libre) les profils $(T-T_p)$ en fonction de y . Nous obtenons des courbes en cloches, qui s'imbriquent les unes sur les autres (figure 62(a)et (b)et(c)).

III.4.1.a- Symétrie axiale des profils de températures

Les profils $(T-T_p)$ représentés sur les figures 62a et 63a montrent que la symétrie axiale est inexistante dans la zone proche de l'injecteur et qu'il y a apparition de cette dernière qu' à un éloignement supérieures à 72 mm comme l'illustrent les figures 63c et 64 à titre d'exemple.

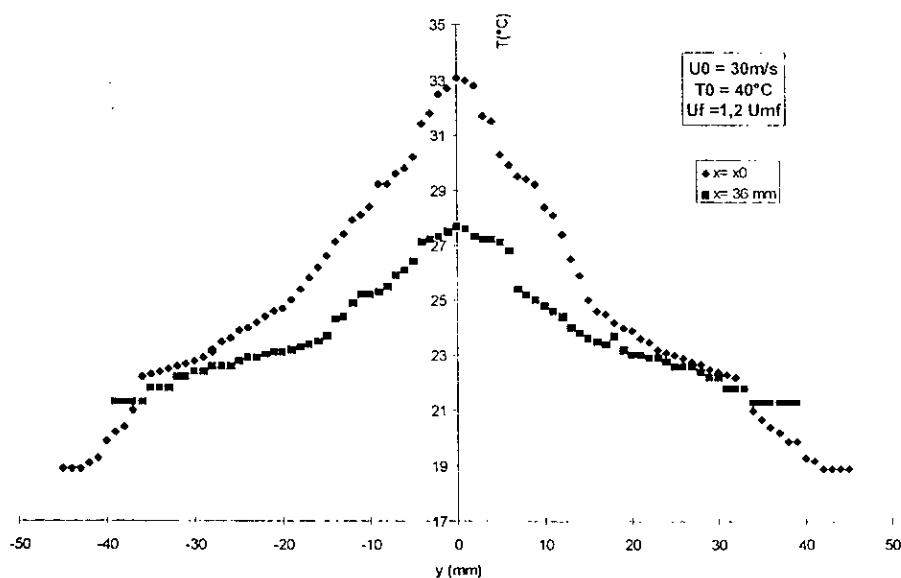


Figure 61-a : Evolution des profils de températures en fonction de la cote x

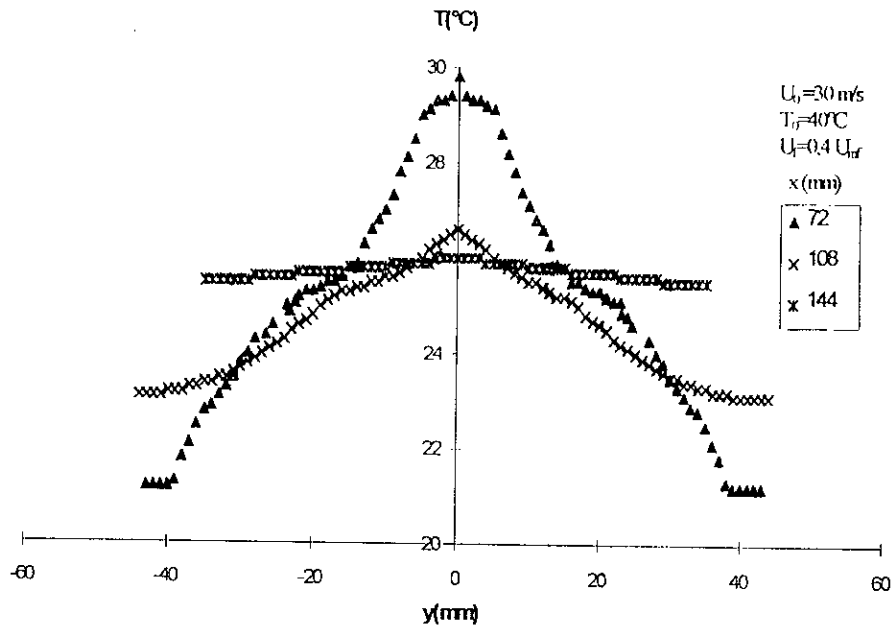


Figure 61 b: Evolution des profils de températures en fonction de la cote x

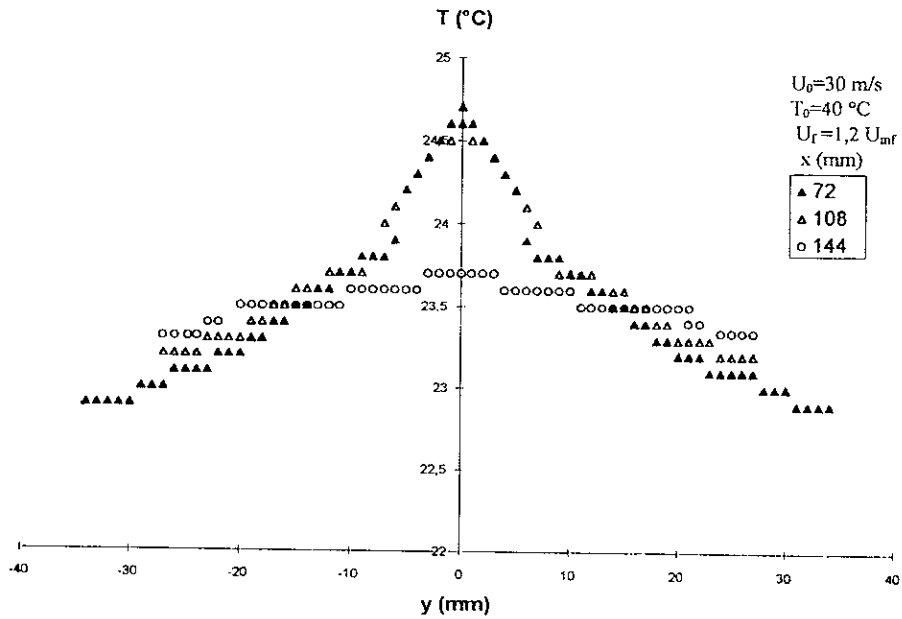


Figure 61 c: Evolution des profils de températures en fonction de la cote x

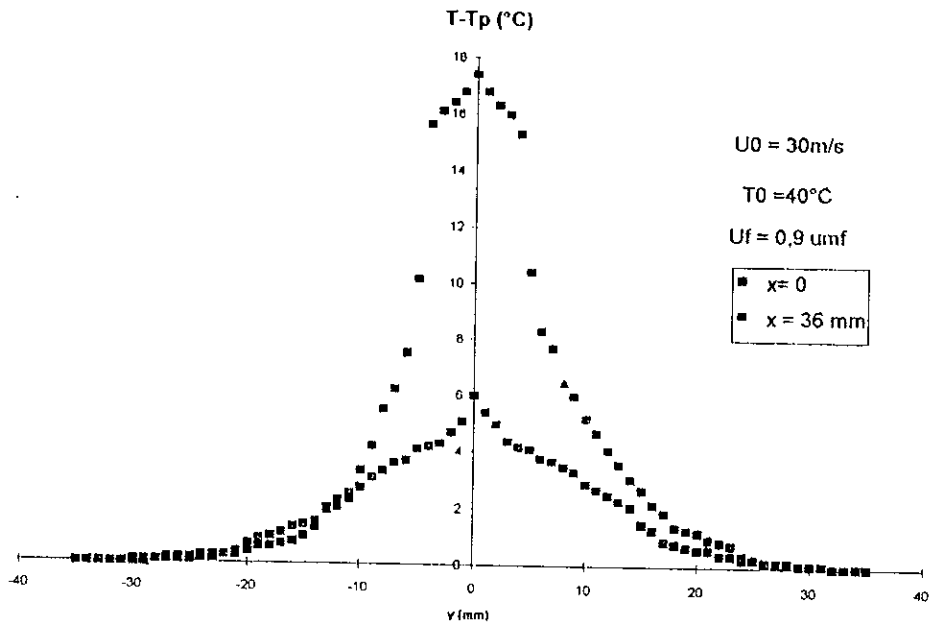


Figure 62 a : Evolution des profils de températures en fonction de la cote x

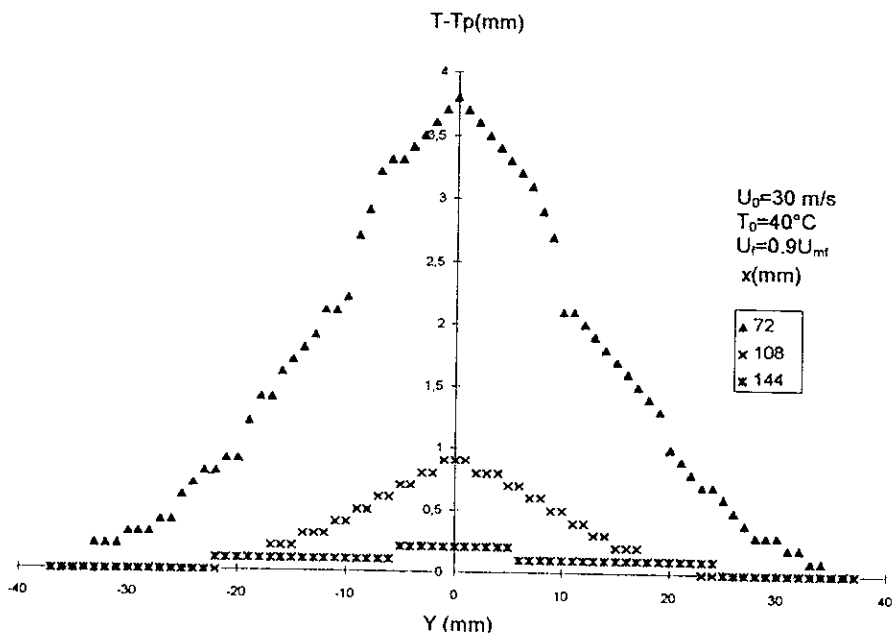


Figure 62 b: Evolution des profils de températures en fonction de la cote x

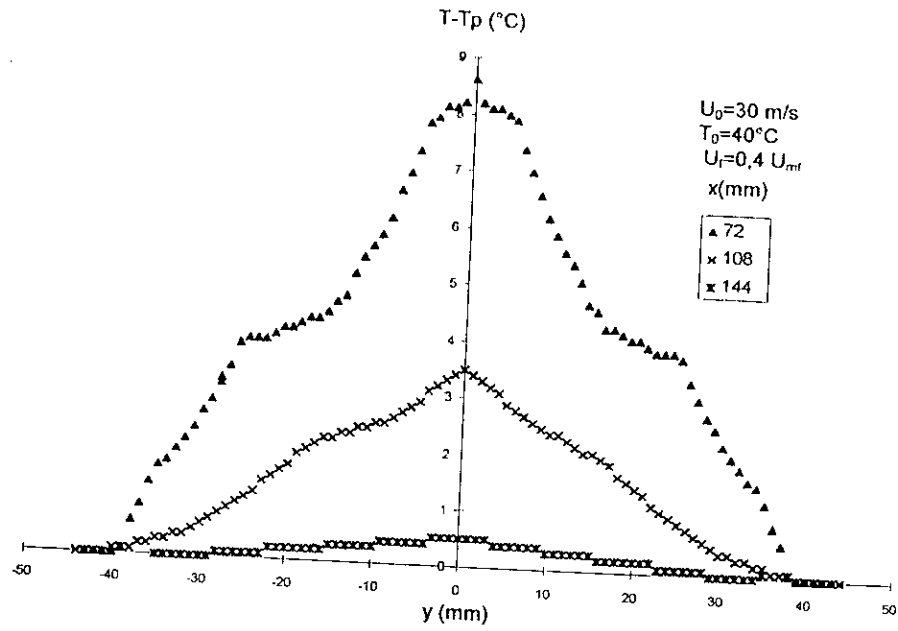


Figure 62 c: Evolution des profils de températures en fonction de la cote x

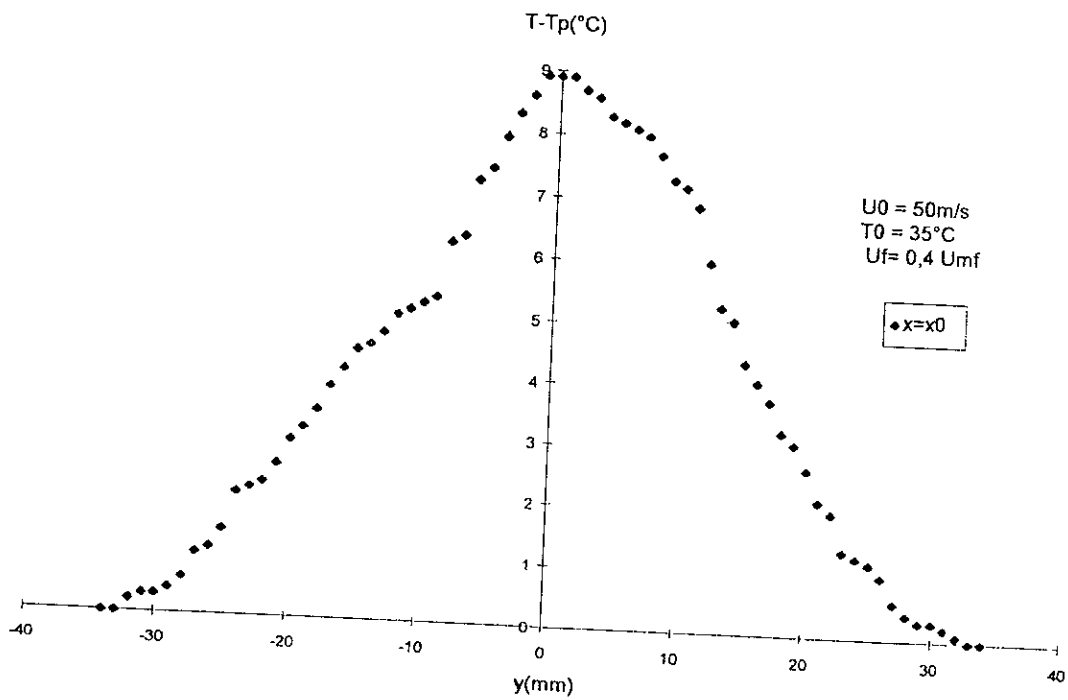


Figure 63 a : Evolution des profils de températures en fonction de la cote x

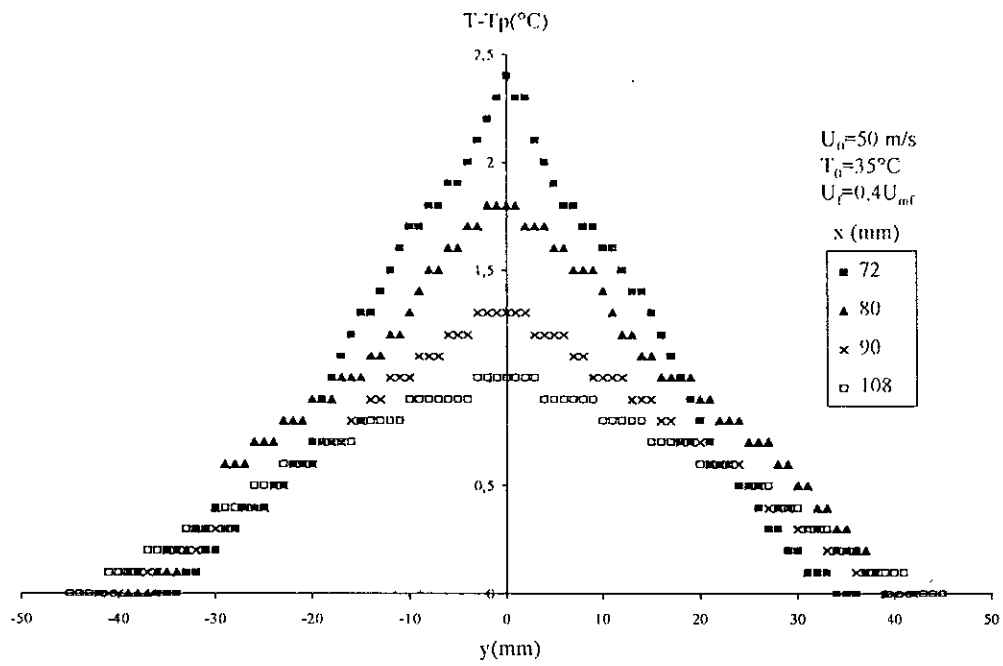


Figure 63b : Evolution des profils de température en fonction de la cote x

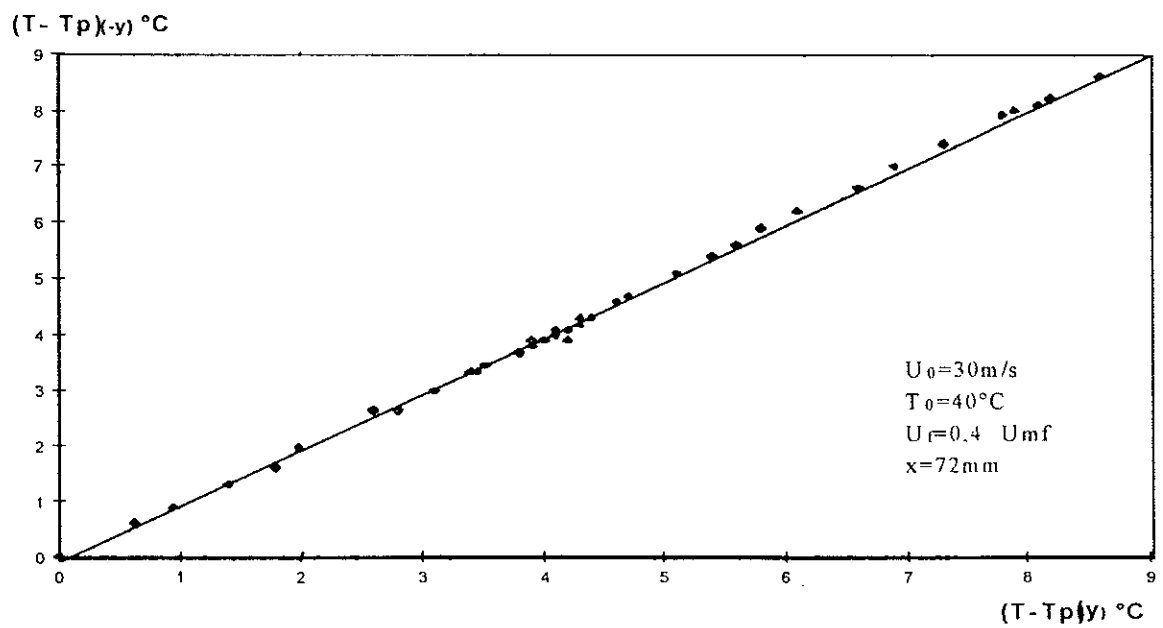


Figure 64 : Symétrie axiale des profils de température en aération

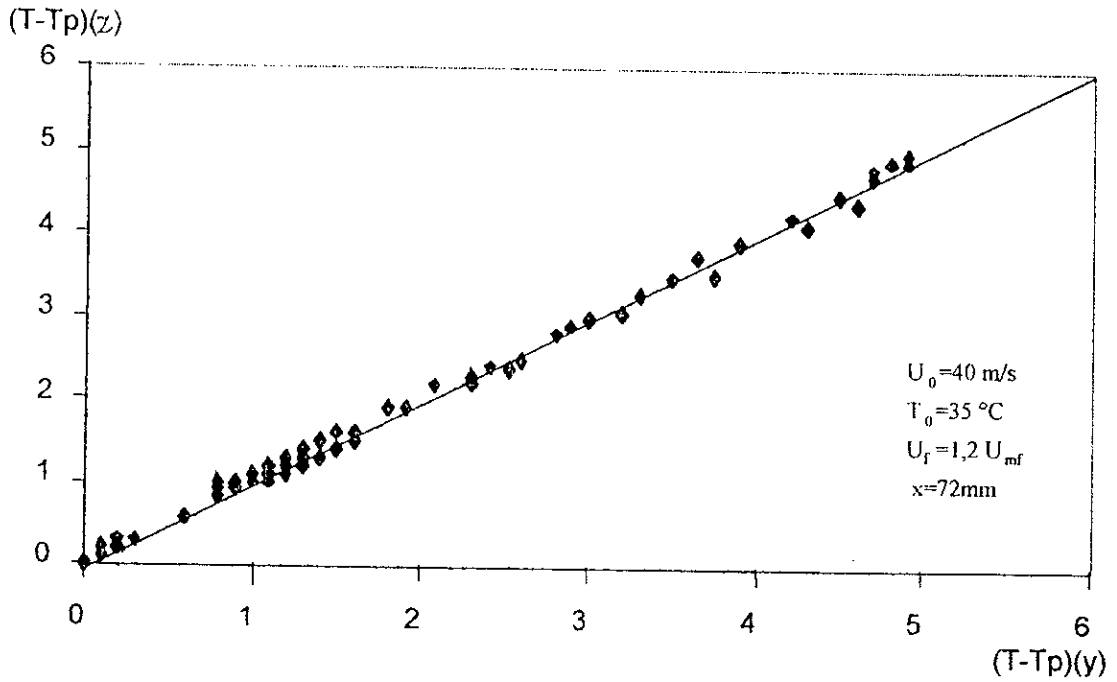


Figure 65 : Symétrie de révolution des profils de température du jet en milieu particulaire.

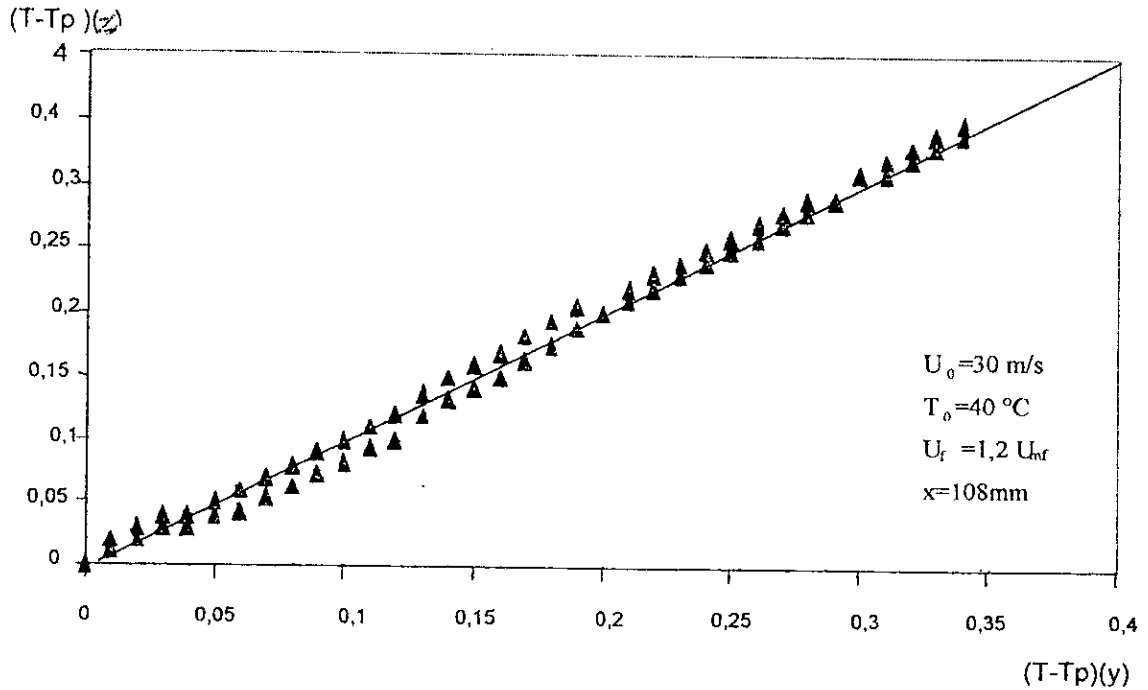


Figure 66 : Symétrie de révolution des profils de températures pour un jet en milieu particulaire.

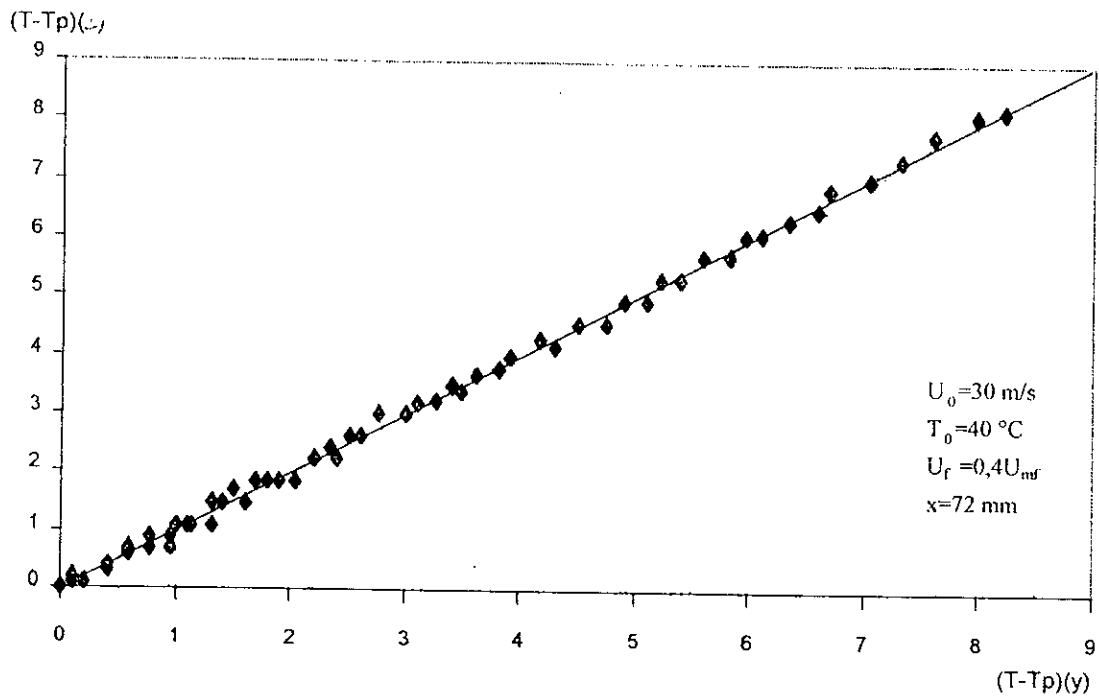


Figure 67 : Symétrie de révolution des profils de température du jet en milieu particulaire

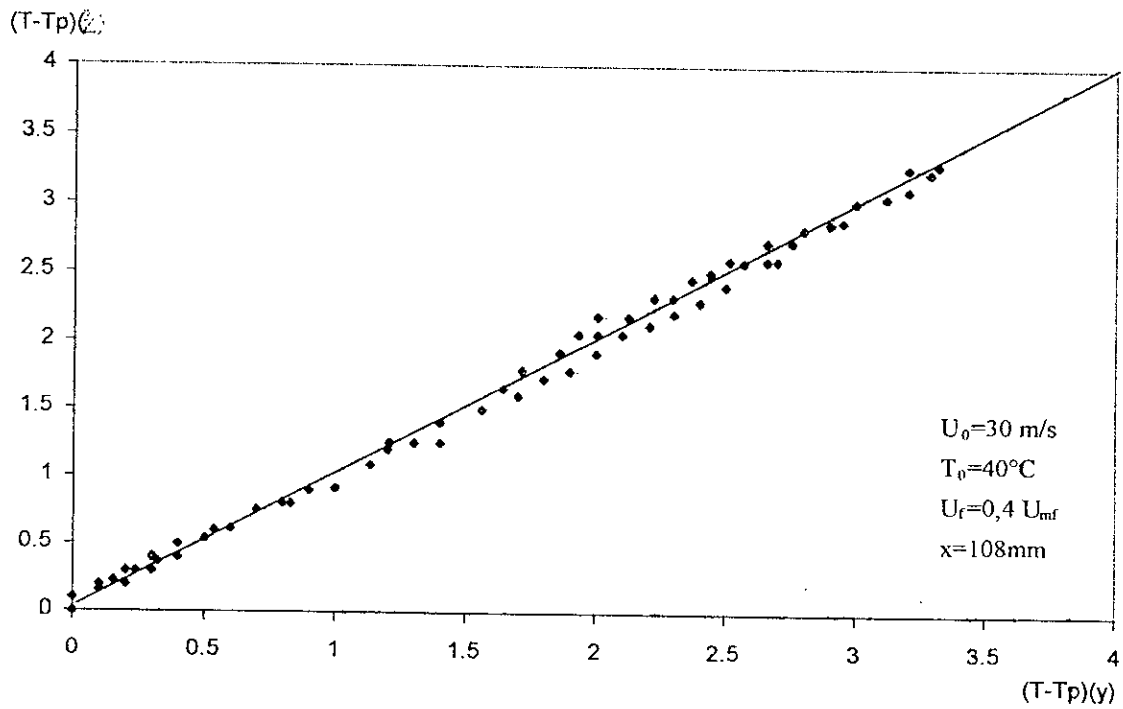


Figure 68 : Symétrie de révolution des profils de températures du jet en milieu particulaire

III.4.1.b. Symétrie de révolution

Ainsi les figures 65 à 68 permettent de visualiser la zone de symétrie de révolution, et ceci avec des conditions opératoires différentes tel que la vitesse et la température initiale du jet.

Il en ressort de ces résultats que la présence des particules dans la colonne n'altère pas la symétrie de révolution et donc la symétrie axiale des profils de température déjà observée en jet libre.

III.4.1.c-L'abscisse caractéristique

Le tableau III.5 montre l'évolution de $y_{1/2th}$ en fonction des conditions opératoires. Nous constatons que $y_{1/2th}$ augmente avec la valeur de x , mais du fait de l'aplatissement rapide des profils en jet particulaire les valeurs de $y_{1/2th}$ diminuent après la valeur de $x = 108$ mm.

Tableau III.5 : Evolution de l'abscisse caractéristique suivant les conditions opératoires

Condition opératoire	$U_0=30$ m/s $T_0=30^\circ\text{C}$	$U_0=30$ m/s $T_0=40^\circ\text{C}$	$U_0=40$ m/s $T_0=35^\circ\text{C}$	$U_0=30$ m/s $T_0=35^\circ\text{C}$	$U_0=50$ m/s $T_0=35^\circ\text{C}$
U_f/U_{minf}	0,4				
$x=72$	13	20,4	15	16	19,77
$x=108$	14	20	10	12	20,5
$x=144$	10	16	12	7	25,5
U_f/U_{minf}	0,9				
$x=72$	12	14	20	12	21,5
$x=108$	15	12	17	13,5	27,25
$x=144$	11	6	4	12	14
U_f/U_{minf}	1,2				
$x=72$	14	12	14	20,5	13
$x=108$	11	13	15	10,5	17
$x=144$	9	10	10	8,5	17,5

III.4.1.d- Autosimilitude des profils réduits de température

Pour ce qui est de l'étude des profils réduits nous reportons les rapports $\Delta T/\Delta T_m$ en fonction de $y/y_{1/2th}$; nous remarquons comme l'illustrent les figures 69 à 72, la superposition des profils réduits de température pour une cote x supérieure à 72 mm sur un domaine restreint $y/y_{1/2th}$ de (-2) à (+2), et un étalement des profils en dehors de ce domaine.

Ceci est dû probablement à la diminution de $y_{1/2 th}$ avec l'augmentation de la cote x . L'état d'aération n'influe pas sur la forme en cloche des profils réduits, mais plutôt sur la largeur des courbes car nous avons observé que la valeur de $y_{1/2 th}$ est influencée par l'état d'aération du lit (Tableau III.5). figures (69 à 72).

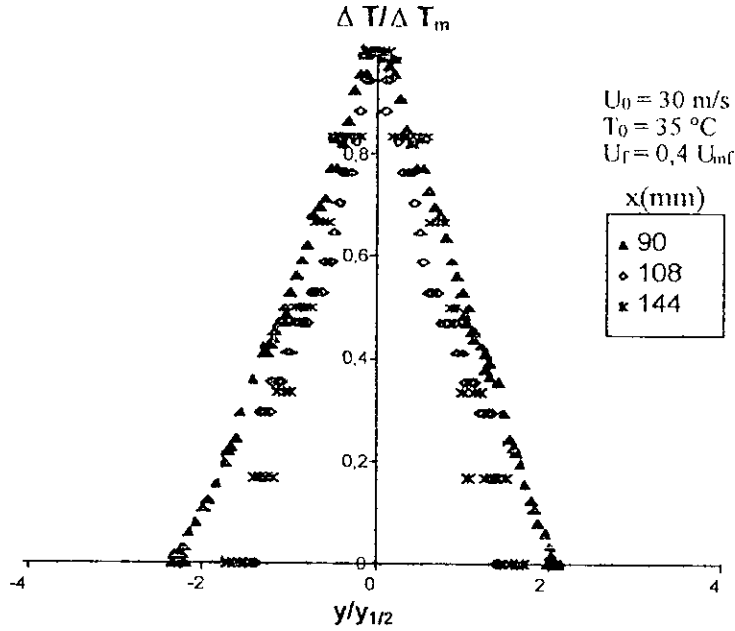


Figure 69: Evolution des profils réduits de température du jet en milieu particulaire en fonction de la cote x

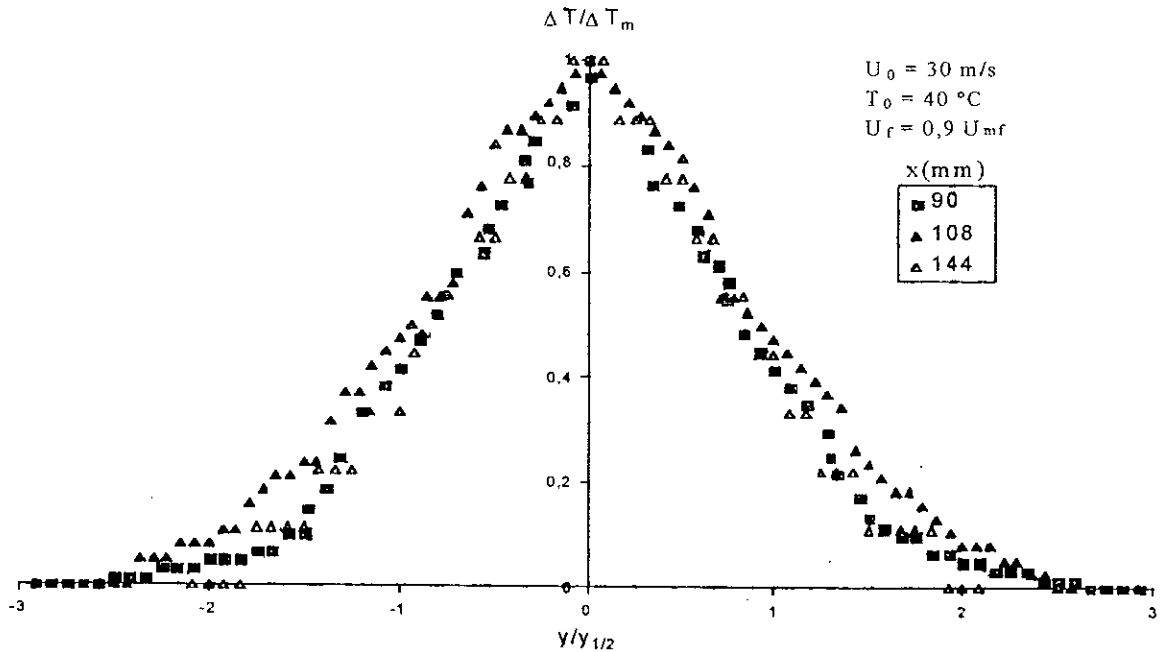


Figure 70: Evolution des profils réduits de température du jet en milieu particulaire en fonction de la cote x

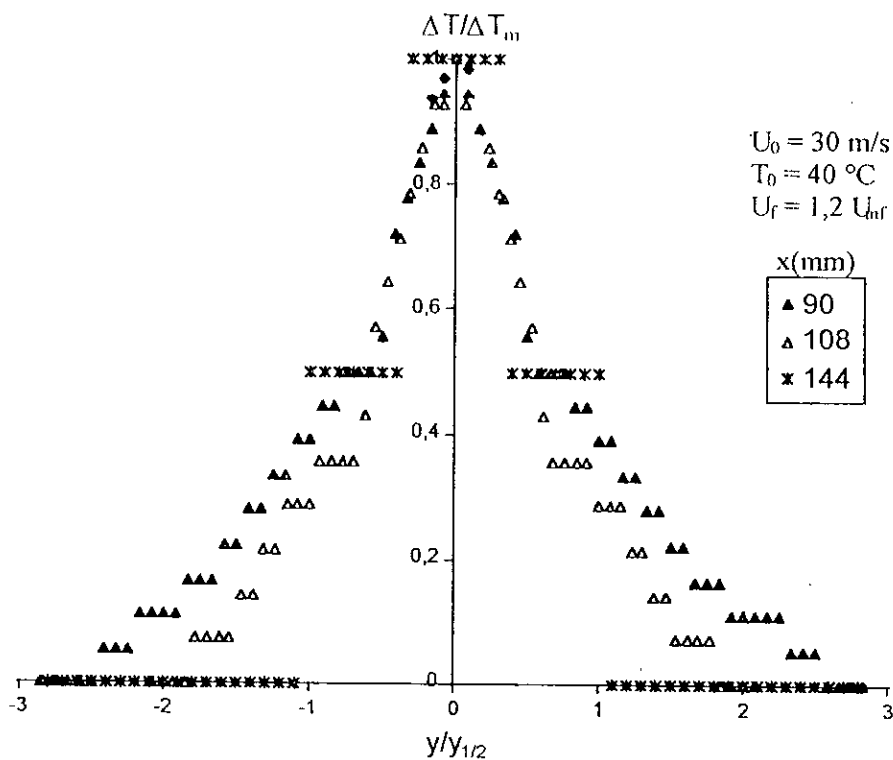


Figure 71 : Evolution des profils réduits de température du jet en milieu particulaire en fonction de la cote x

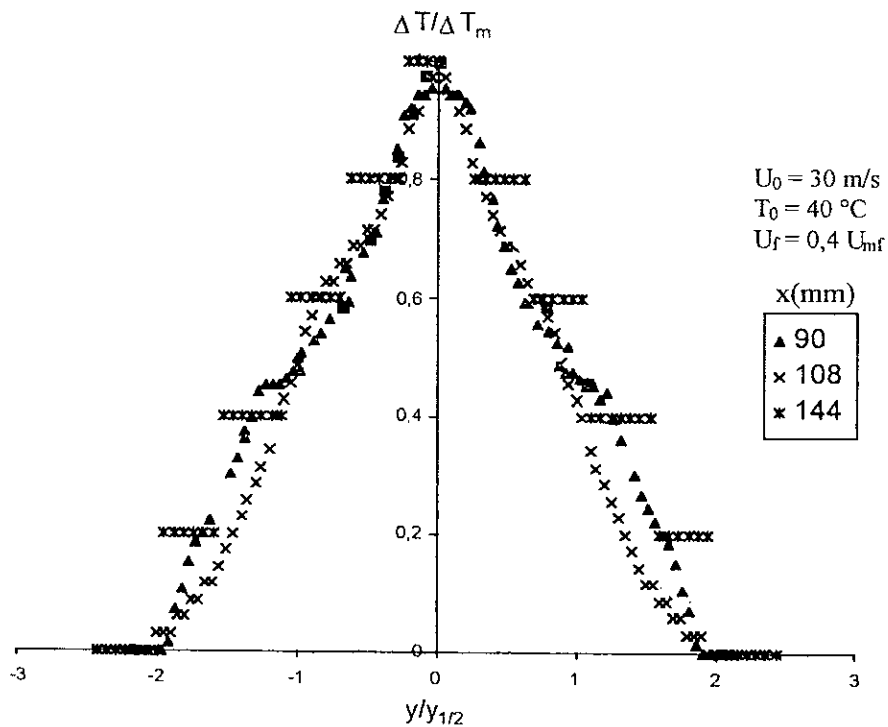


Figure 72 : Evolution des profils réduits de température du jet en milieu particulaire en fonction de la cote x

De ces résultats c'est à dire : a symétrie axiale, symétrie de révolution, autosimilitude des profils réduits, nous pouvons dire que la zone d'écoulement établi se situe après $x=72$ mm et des figures 73, 74, nous pouvons mieux cerner la zone d'écoulement établi qui commence entre $x=80$ mm et $x=90$ mm.

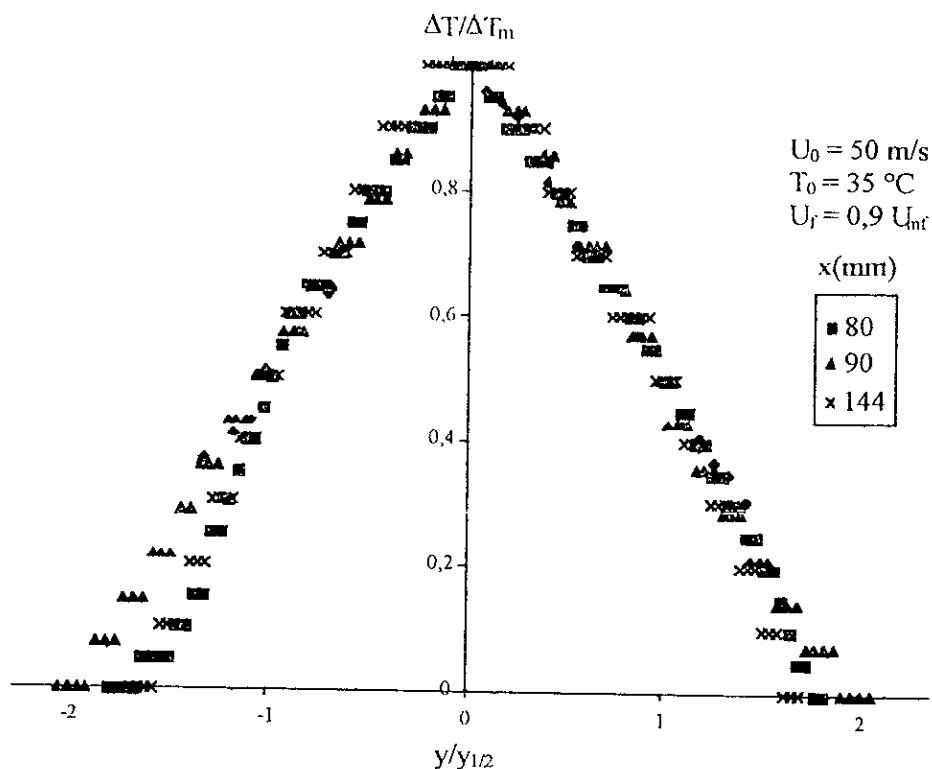


Figure 73 : Evolution des profils réduits de température du jet en milieu particulière en fonction de la cote x

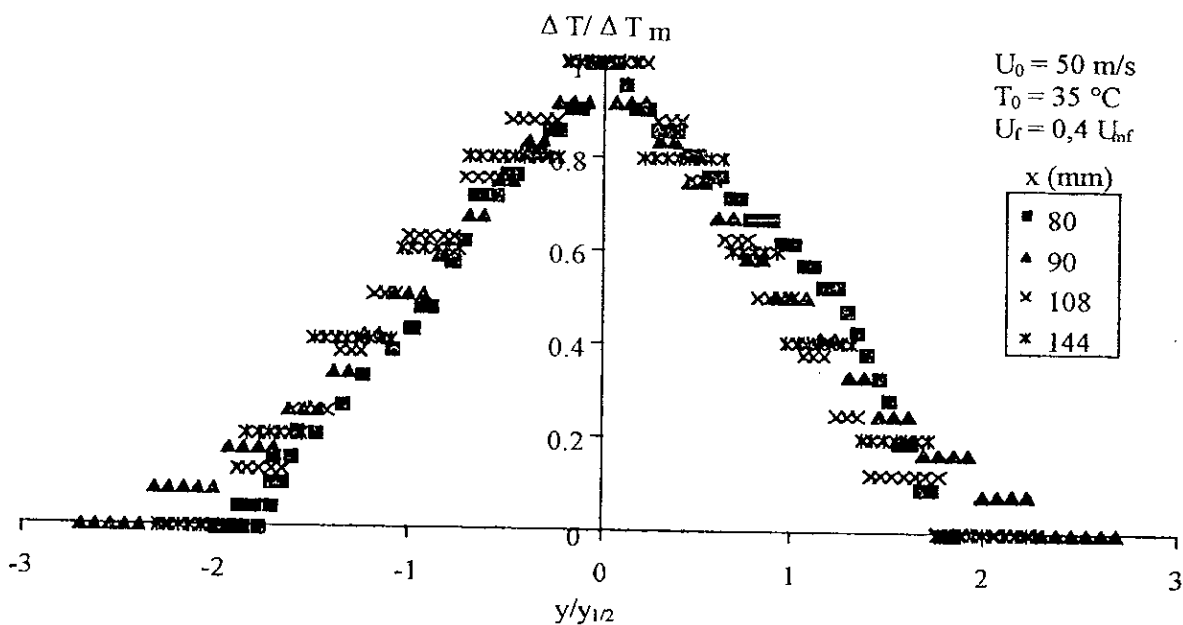


Figure 74 : Evolution des profils réduits de température du jet en milieu particulière en fonction de la cote x

Cette série d'essais sur les jets immergés nous a permis de constater que le jet introduit dans un lit de particules conserve donc ses propriétés principales sur toute la longueur de pénétration (mêmes résultats qu'en hydrodynamique).

En outre comme en jets libres les profils de température présentent une parfaite symétrie de révolution dans la zone d'écoulement établi.

III.4.2-Etude de l'effet de la vitesse d'aération sur les profils de température

Nous remarquons que l'état d'aération influe quantitativement sur les profils réduits de températures. Le rapport $\Delta T/\Delta T_m$ diminue en passant de $0,4U_{mf}$ à $1,2U_{mf}$ (figures 75 à 80) et ceci quelque soit la vitesse et la température initiale du jet.

Ceci est dû probablement au refroidissement du jet par l'air d'aération qui est à la température ambiante.

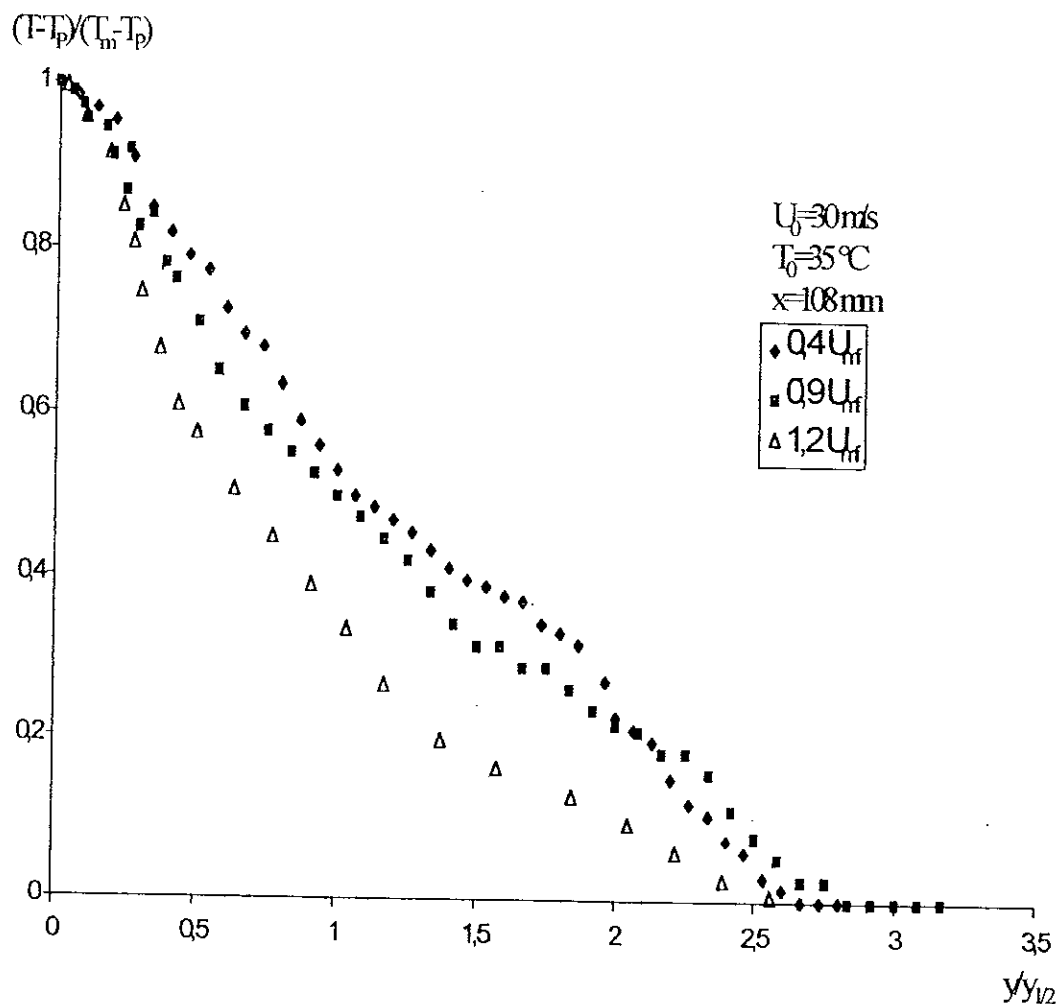


Figure 75: Etude de l'effet d'aération sur les profils de température en zone d'écoulement établi

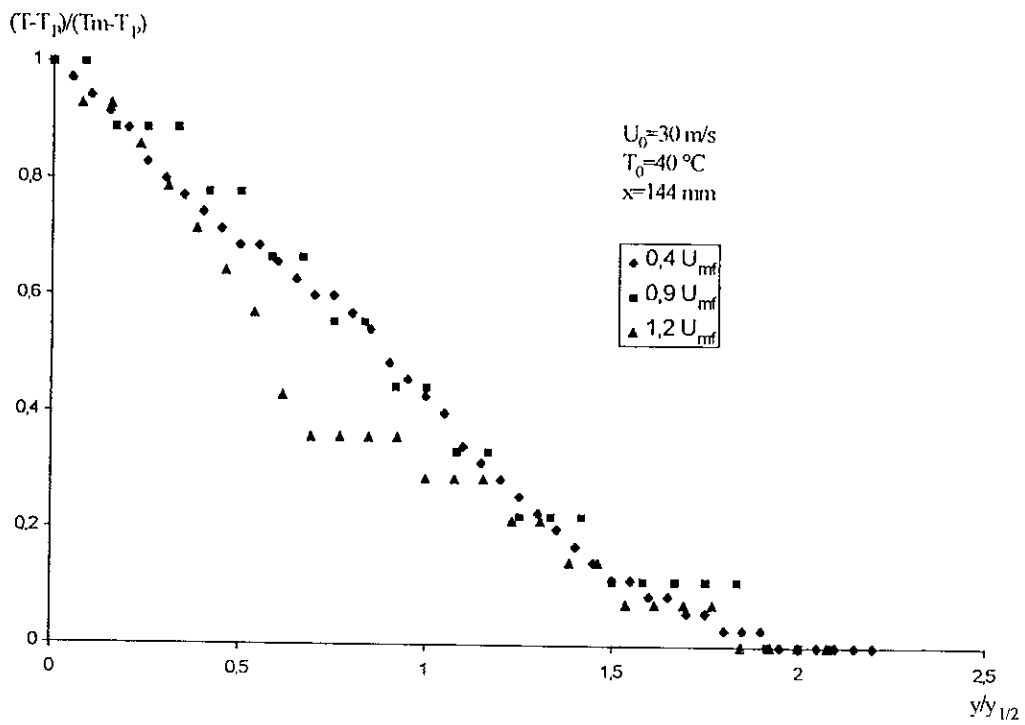


Figure 76 : Etude de l'effet d'aération sur les profils de température dans la zone d'écoulement établi

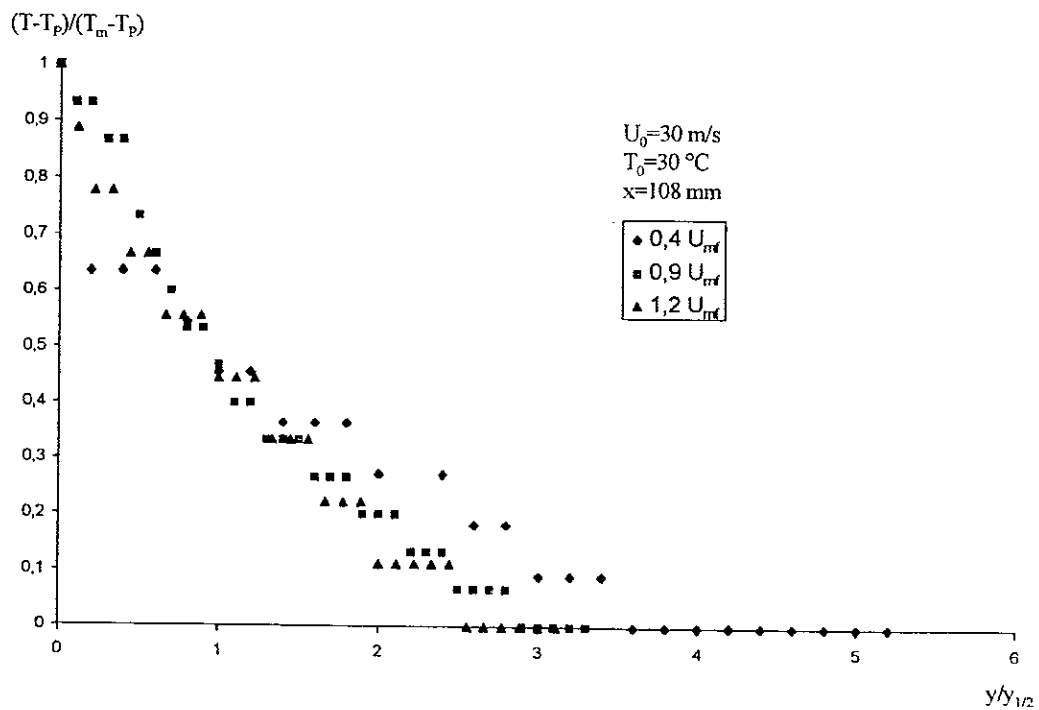


Figure 77 : Etude de l'effet d'aération sur les profils de température dans la zone d'écoulement établi

III.4.3-Etude de l'effet de vitesse du jet sur les profils réduits de températures

En observant les figures 77 et 78, nous constatons que la vitesse initiale du jet favorise le refroidissement du jet dans le lit de particule et ceci sur un domaine restreint du jet..

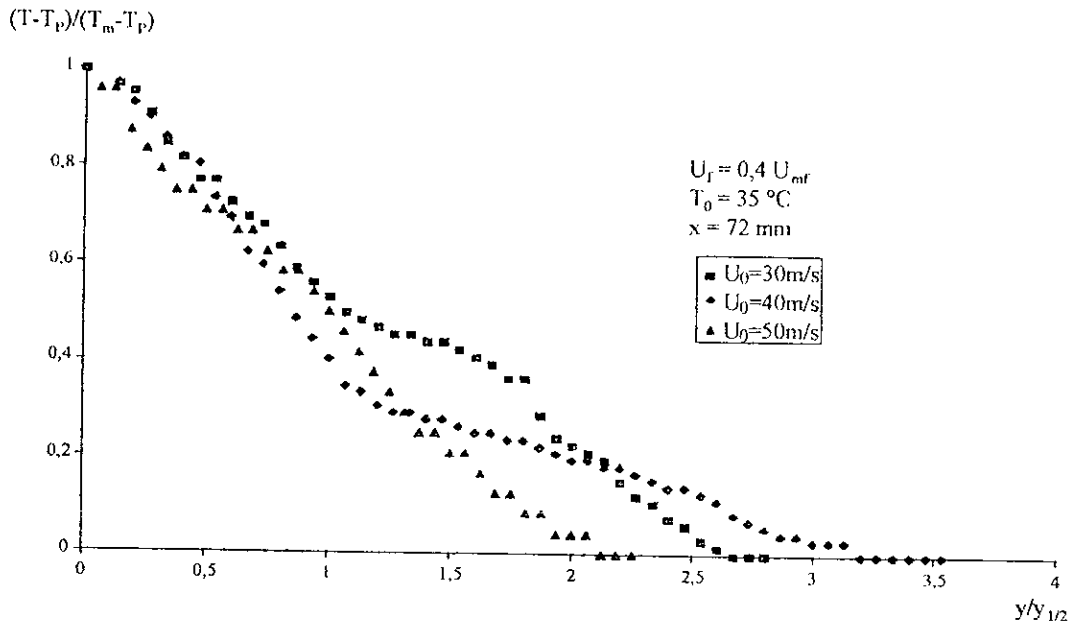


Figure 78 : Etude de l'effet de la vitesse initiale sur les profils de température réduites en zone d'écoulement non établi

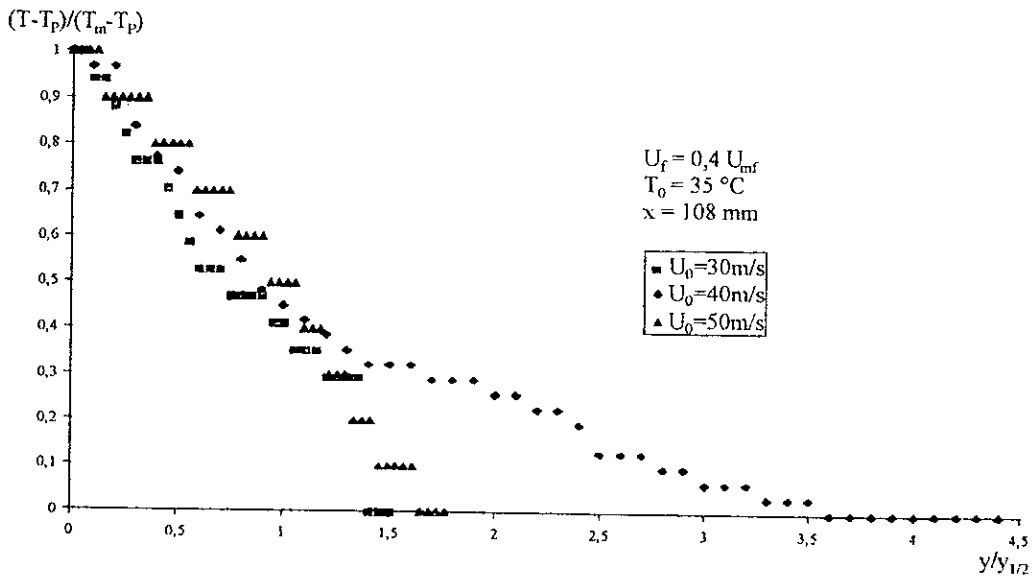


Figure 79 : Effet de la vitesse initiale sur les profils de températures réduites dans la zone d'écoulement établi

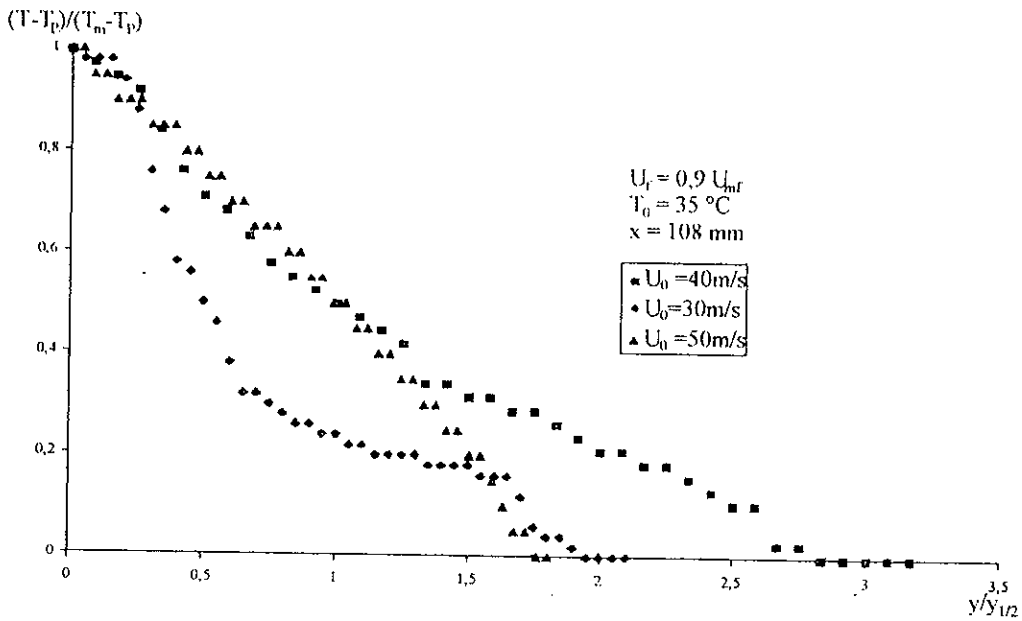


Figure 80: Effet de la vitesse initiale du jet sur les profils de températures en préfluidisation en zone d'écoulement établi

III.4.4-Vérification de la théorie de Prandtl et Tollmien

Nous avons essayé de vérifier la relation de Taylor pour des conditions opératoires différentes. Elle est exprimée par l'équation (23).

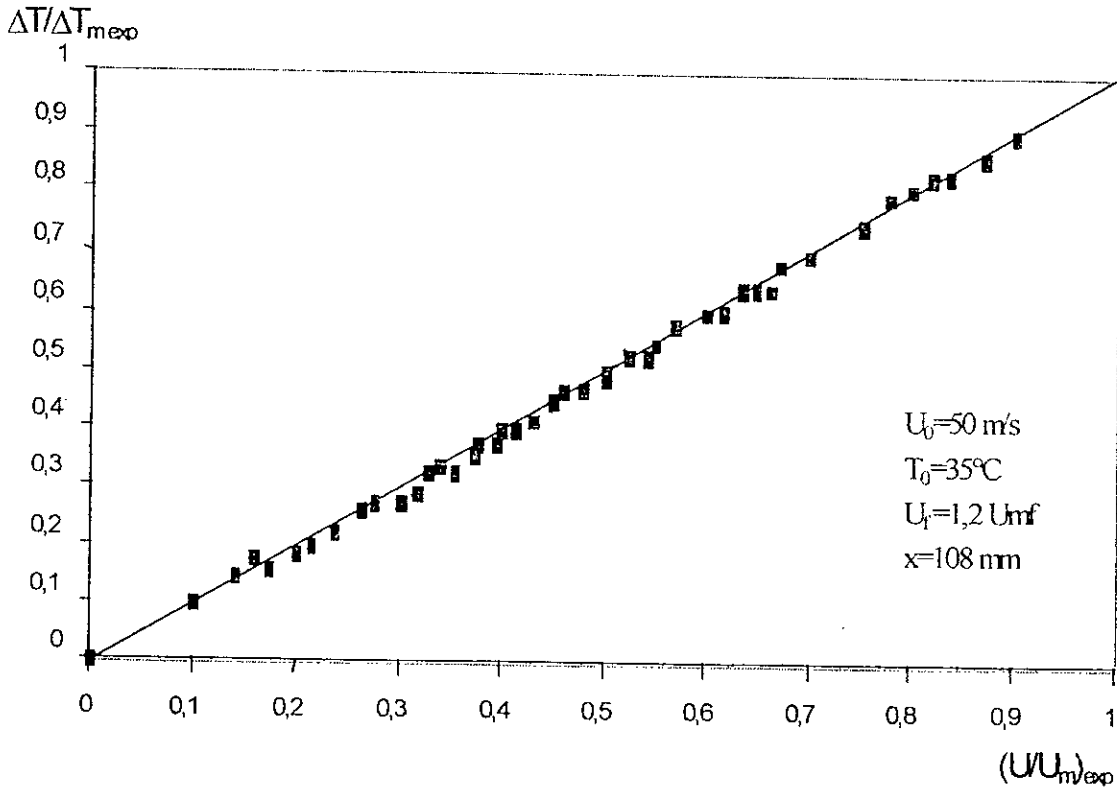


Figure 81: Vérification de la relation de Prandtl et Tollmien par les résultats expérimentaux

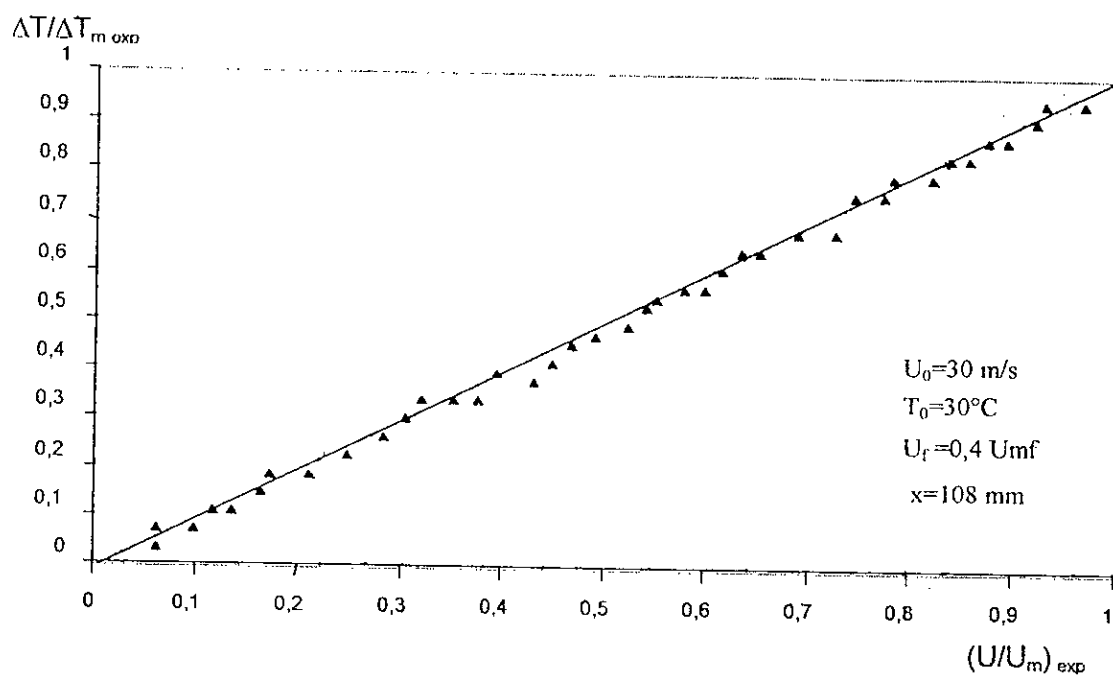


Figure 82 : Vérification de la relation de Prandtl et Tollmien par les résultats expérimentaux

A travers les figures 81 et 82 nous constatons que la relation de Prandtl et Tollmien s'applique pour nos résultats expérimentaux.

III.4.5-Comparaison des températures réduites à celles prédites par différentes corrélations

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux à ceux prédit par les corrélations de Gauss, Schlichting, Gortner, et ceci en traçant les profils réduits expérimentaux en fonction de ceux calculés par les auteurs précédemment cités et ceci grâce à la vérification de la théorie de Prandtl et Tollmien où nous pouvons appliqué l'équation (23).

Nous avons représenté sur les figures 83 à 88, les rapports $\Delta T/\Delta T_m$ calculés à partir des différentes corrélations en fonction du rapport $\Delta T/\Delta T_m$ expérimental pour une vitesse de jet de 30 m/s et une température initiale du jet de 40°C et une distance de 108 mm et deux états du lit $0,4 U_{mf}$ et $1,2U_{mf}$.

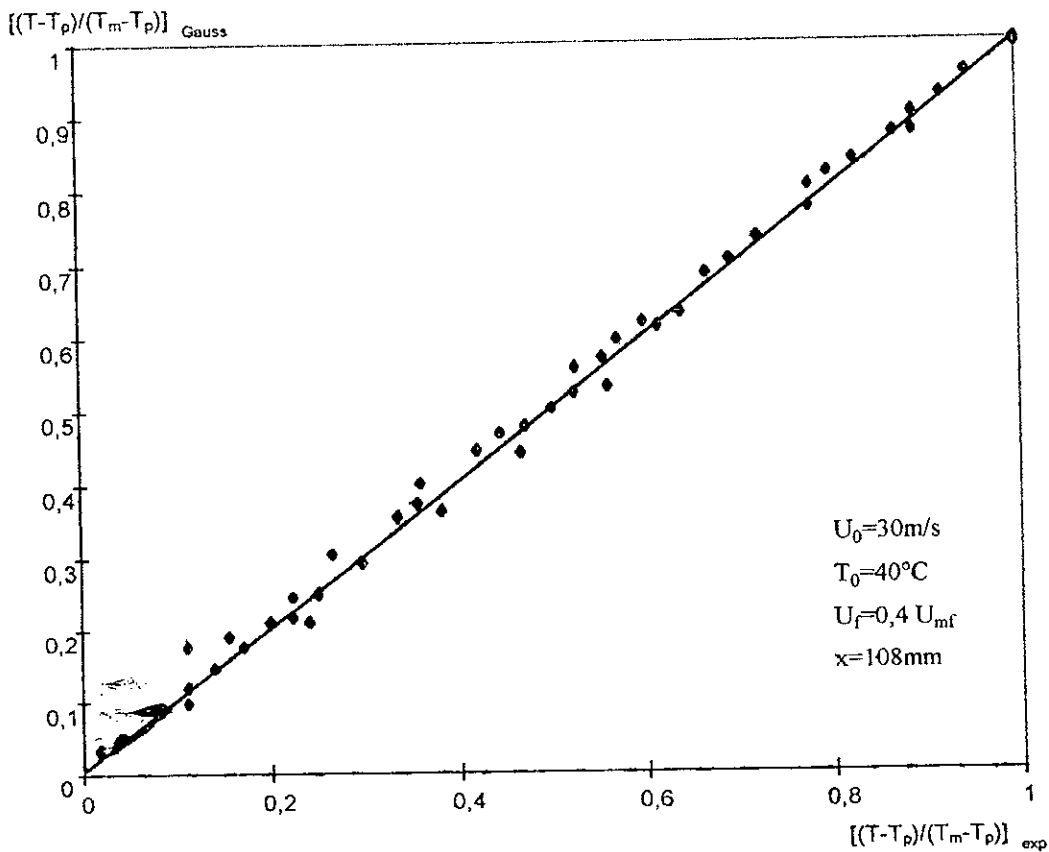


Figure 83: Comparaison de la corrélation de Gauss avec les données expérimentales de la température

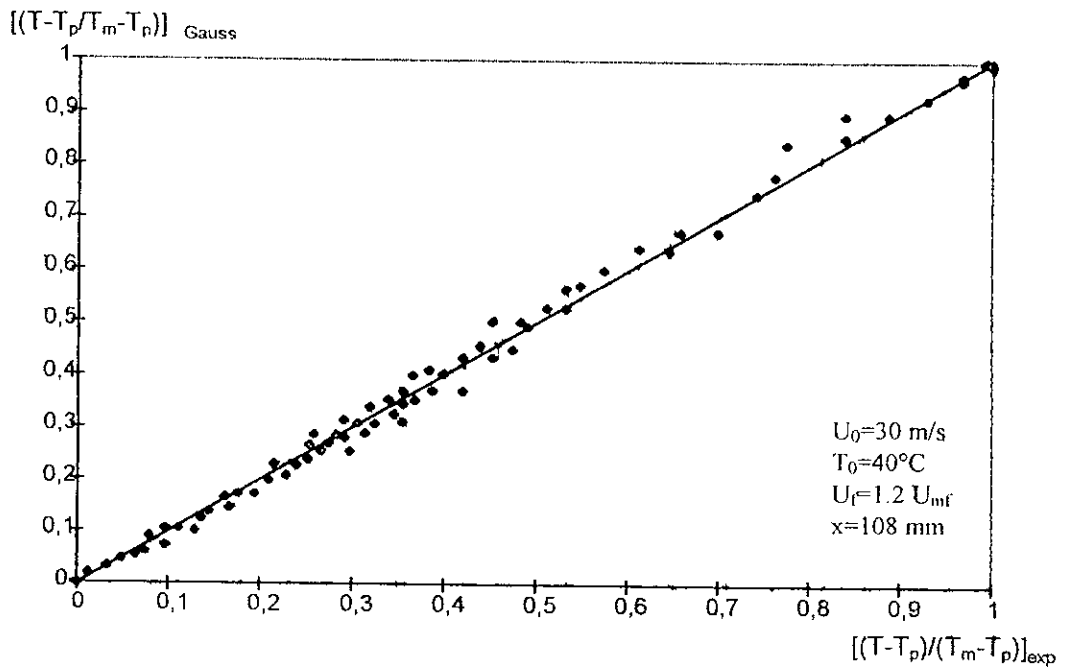


Figure 84: Comparaison de la corrélation de Gauss avec les résultats expérimentaux de la température

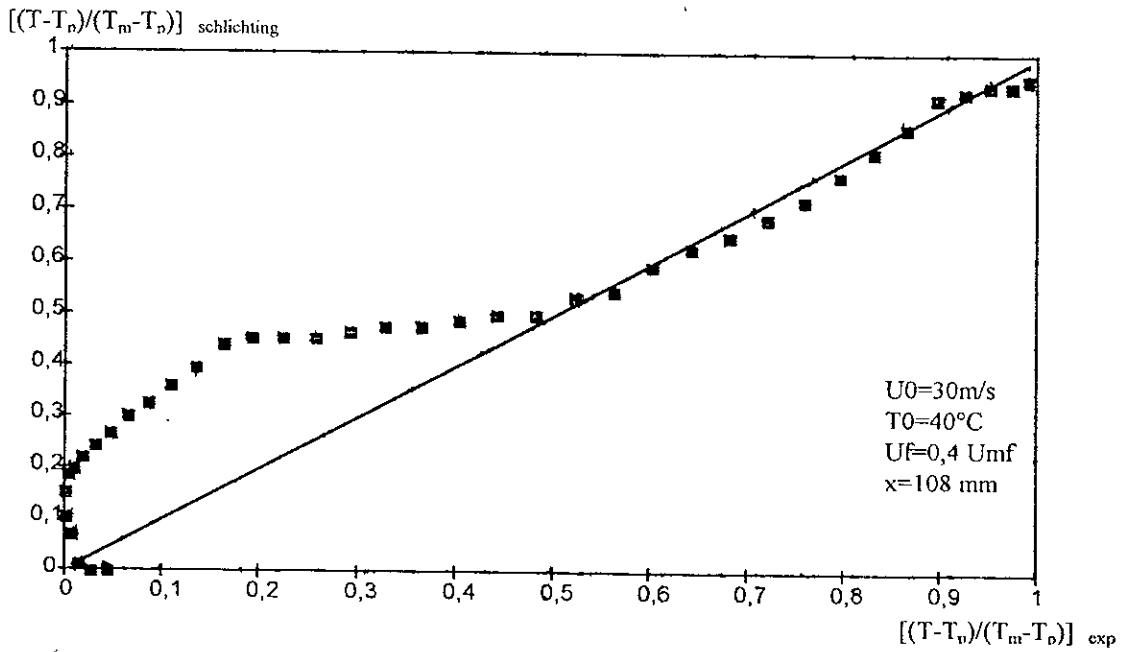


Figure 85: Comparaison de la corrélation de Schlichting avec les résultats expérimentaux

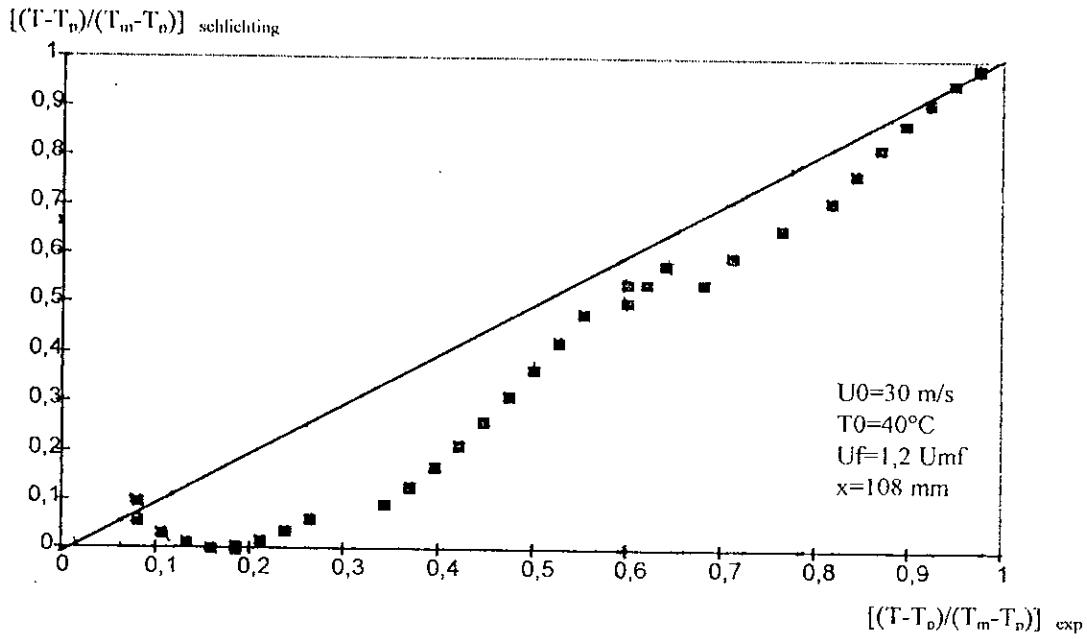


Figure 86: Comparaison des résultats expérimentaux avec la corrélation de Schlichting

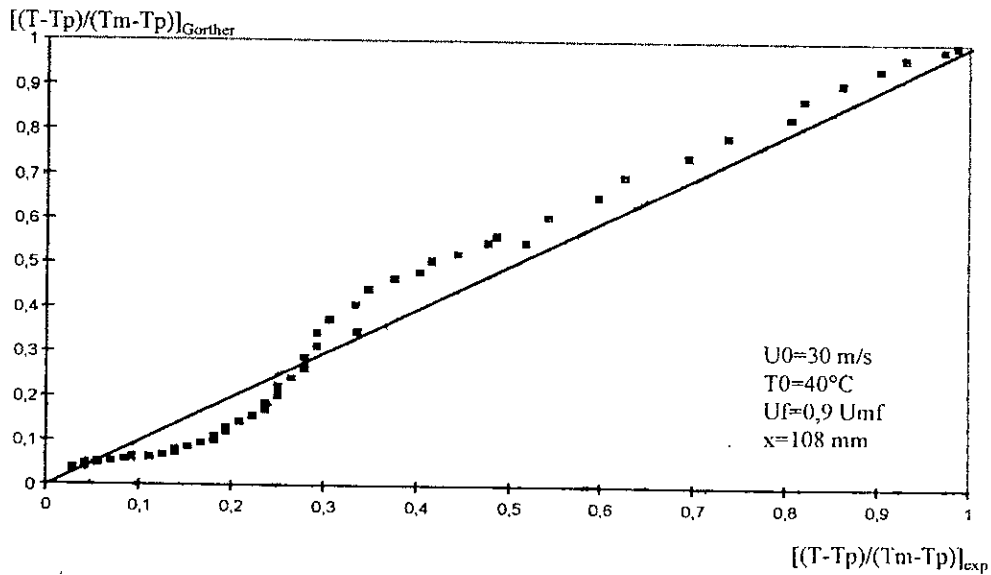


Figure 87: Comparaison des résultats expérimentaux avec la corrélation de Gortner

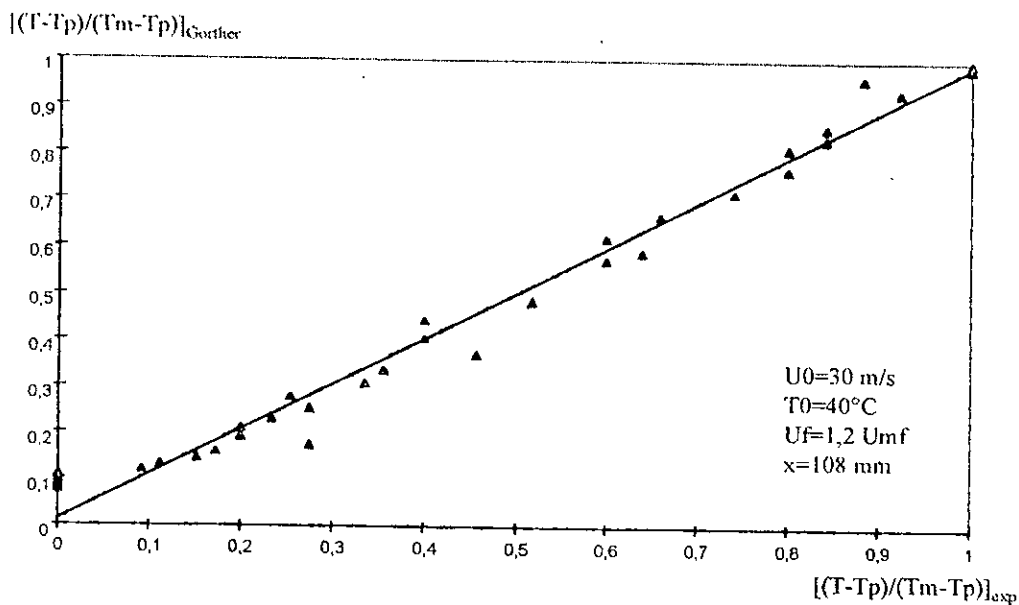


Figure 22 : Comparaison des résultats expérimentaux avec la corrélation de Gortner

Nous remarquons que les corrélations de Gauss et Gortner se rapprochent assez bien des profils réduits de températures expérimentaux. Nous l'avons vérifié pour diverses conditions opératoires.

III.4.6-Application de la modélisation de De Michele pour le calcul du flux thermique

Dans cette partie nous avons appliqué les équations de De Michele et coll. [59] pour calculer le flux thermique et ce en supposant que la résistance au transfert de chaleur à l'interface entre le gaz et les particules est négligée.

Le bilan thermique le long du jet est donnée sous la forme suivante:

$$Q_{th} = q_{g0} c_g (T_0 - T_e) = 2F \int_0^l \rho U C (T_0 - T_e) \xi d\xi$$

pour calculer cette intégrale nous avons utilisé le résultat du chapitre III.4.4 qui est la vérification de la théorie de Prandtl et Tollmien qui se résume en l'équation (23) c'est à dire:

$$\left(\frac{U}{U_m} \right) = \frac{T - T_e}{T_m - T_e}$$

Après transformation de l'équation (23) nous avons:

$$U = U_m \left(\frac{T - T_e}{T_m - T_e} \right)$$

L'intégrale I étant écrite sous la forme suivante :

$$I = 2F \int_0^l \rho U C (T_0 - T_e) \xi d\xi \tag{54}$$

En utilisant les informations données au chapitre II, l'intégrale I peut être écrite sous la forme ci-dessous :

$$I = 2\pi \left(\frac{y_{1/2}}{0,44} \right)^{2b} \int_0^b \rho c U (T - T_e) \frac{y}{b} \frac{dy}{b} \quad (55)$$

avec

$$C = (1 - X_g) \cdot C_s + C_g X_g$$

nous pouvons négliger $C_g X_g$ dans le domaine expérimental de température devant la capacité calorifique du solide. Nous pouvons exprimer la capacité calorifique du mélange sous la forme suivante :

$$C = (1 - X_g) \cdot C_s$$

Alors

$$I = \frac{2\pi C_s (1 - X_g)^b}{(T_m - T_e)} \int_0^b \rho (T - T_e)^3 y \cdot dy \quad (56)$$

Nous utilisons un calcul itératif pour estimer cette intégrale (méthode des trapèzes). Ainsi nous calculons le flux thermique pour différents essais et déterminons le facteur X_g correspondant aux différentes conditions opératoires.

Nous remarquerons que le facteur X_g augmente dans la zone d'écoulement établi, puis diminue progressivement en s'éloignant de cette zone car la concentration des particules devient plus grande du fait de l'atténuation du jet.

Cette concentration diminue avec l'augmentation de la vitesse d'aération, car l'accroissement de cette dernière provoque l'augmentation du contact gaz-solide.

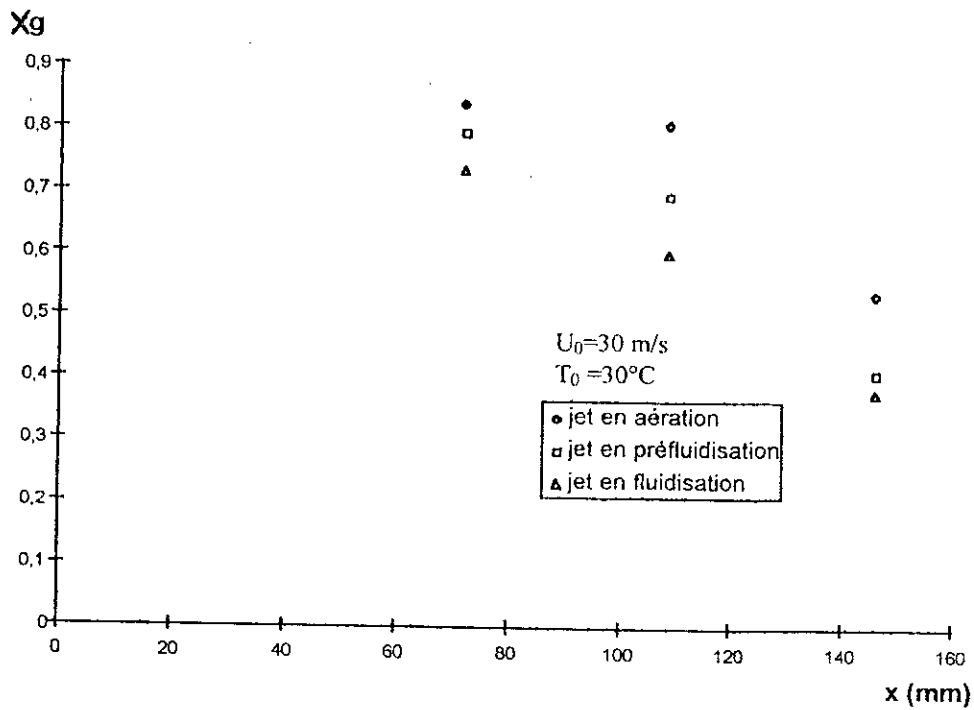


Figure 91: Evolution du facteur X_g dans un lit à jet en fonction de l'état d'aération (la méthode De Michele)

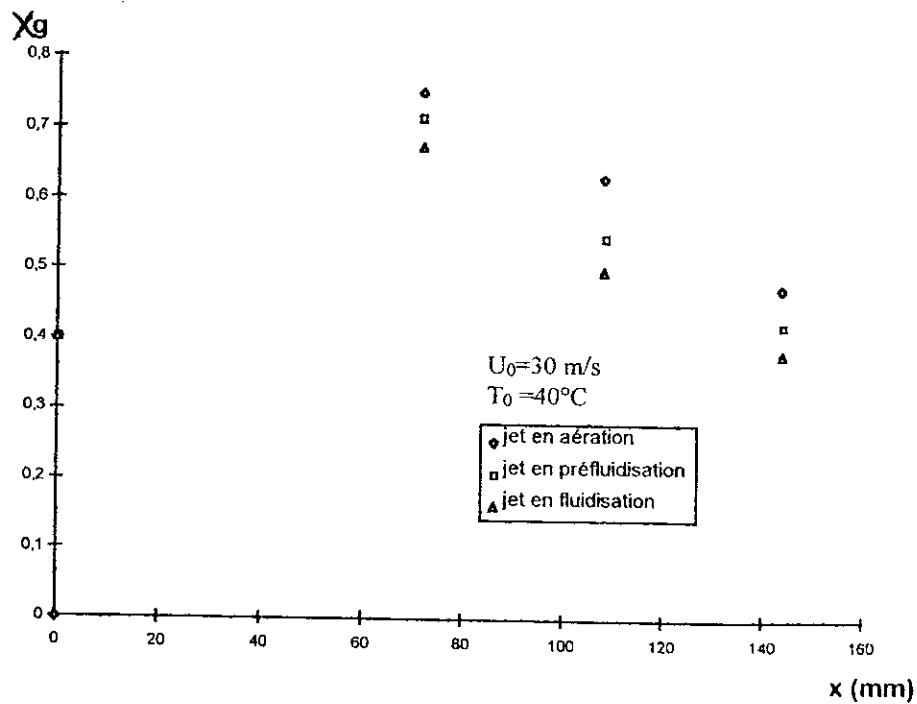


Figure 90: Evolution de la porosité dans un lit à jet (la méthode de De Michele)

Pour ce qui est du flux, il décroît progressivement en fonction de la distance à l'injecteur pour des températures et vitesse initiales données. Nous avons réuni les valeurs du flux thermique dans le tableau III.6.

Tableau III.6-Evolution du flux thermique suivant les conditions opératoires

U_0 et T_0	30 m/s et 40°C		
Q_m	cal/s		
U_f / U_{mf}	0,4	0,9	1,2
0	14,49	12,24	9,95
36	9,62	9,36	8,86
72	8,57	7,68	6,69
108	6,95	3,59	3,15

la première méthode de De Michele ne permet pas d'observer l'évolution réel du flux thermique en fonction des paramètres opératoires car elle ne donne pas la valeur du flux locale avec une grande précision.

Conclusion

Conclusion

Nous espérons que ce travail va permettre en premier lieu d'apporter des éléments de réponse aux questions relatives aux jets turbulents et en second lieu, les problèmes d'interaction entre le jet gazeux en milieu homogène ou particulaire sous des conditions isothermes et non isothermes.

Les essais préliminaires sur l'installation expérimentale et relatifs aux jets libres a permis de retrouver les principaux résultats de la littérature tels que la symétrie de révolution des profils de vitesses et de températures, la loi de variation de la demi largeur du jet et le débit massique et de vérifier le bon fonctionnement et la fiabilité de nos appareils de mesures.

L'étude de l'expansion du lit a montré que la vitesse minimale de fluidisation est indépendante de la masse de solide dans le lit et elle est plus faible dans le cas où le jet gazeux est introduit dans le lit.

En milieu particulaire, le jet conserve ses propriétés fondamentales à savoir la symétrie de révolution et l'autosimilarité des profils réduits de vitesse et de température alors que la croissance du débit volumique n'est plus observé. L'évasement du jet en milieu particulaire dépend de l'état du lit.

Lors de cette étude, nous avons constaté que le régime thermique s'établit à une distance légèrement supérieure à celle en régime hydrodynamique. Ceci peut être expliqué par le fait que la couche limite thermique se développe un peu plus loin que celle de l'hydrodynamique.

Finalement, nous avons constaté l'influence de certains paramètres tels que la vitesse du jet, la température initiale du jet sur les profils de température et nous avons appliqué la méthode de De Michele pour le calcul du flux thermique et par conséquent la porosité dans la zone du jet.

Bibliographie

[1]- **J.T. Davies**

"Turbulence phenomena ", Department of chemical engineering, University of Birmingham, England, Academic Press, (1972).

[2]- **H. Schlichting**

"Boundary Layer theory " Mc Graw -Hill book, 4th ed Toronto, Canada (1954).

[3]- **N. Midoux**

" Rhéologie et mécanique des fluides en Génie chimique ", Lavoisier (1988).

[4]- **G. N. Abramovich**

"The theory of turbulents jets " MIT Press, Cambridge, Mass USA, (1963).

[5]- **H. Schlichting**

"Boundary Layer theory " Mc Graw -Hill book, 5th ed, Toronto, Canada (1970).

[6]-**M.A M'Raoui, et M.A.Rouidi**

Projet de fin d'étude "Etude hydrodynamique d'un jet gazeux immergé dans un lit de particules " E.N.P (1996), Alger .

[7]-**K. B. Mathur et P. E. Gishler**

"Correlation of minimum spouting velocity" A.I.Ch.E Journal.1, p 157 .(1955).

[8]-**J.M.D Merry**

" Pénétration of vertical jet into fluidized beds " A.I.Ch.E. Journal, 21, n° 3, pp 507, (1975).

[9]-**N. Epstein et B. K. Mathur**

"Spouted beds, " Academic Press New York (1974).

[10]-**F. Manurung**

"Studies in the spouted bed technique With particular référence to its application to low temperature coal carbonization " Ph.D thesis, Univ of south Wales, Kensington. (1964).

[11]-**W.Sutanto, N. Epstein, et J.R.Grace**

" Hydrodynamics of spout-fluid beds " Powder technology, 44, pp205-212 (1985).

[12]- **N.Badirou**

" Etude de l'hydrodynamique d'un jet immergé dans un lit de particules " thèse de doctorat Compiègne U.T. Compiègne France, (1992).

[13]- **Y.Haddoum et M.Lallam**

"Etude hydrodynamique d'un jet gazeux dans un lit de particules " Projet de fin d'études, Inst Chim Ind, USTHB (1995).

[14]- **F.Labidi**

"Etude de la structure d'écoulement d'un jet immergé dans un lit fluidisé et caractérisation des échanges" thèse de doctorat compiégne France UTC (1992).

[15]-**S.Donadono , A.Maresca et L.Massimilla**

"Gas injection in shallow beds of fluidized coarse solids " Ing.chem.Ital., n 16, pp 1-10 (1980).

[16]-**N.A.Shakhova et G.A. Mineav**

"Aerodynamics of jet into fluidized bed " J. Eng Phys; 19, n° 5, pp376-380 (1970).

[17]-**N.A. Shakhova et G.A.Mineav**

"Aerodynamics of jet discharged into a fluidized bed "Heat Transfer Sov. Res., 14 n° 1, pp133-144 ,(1972).

[18]-**E.A.M Gobrodzoe , N.Freychet,et A.M.Bergougnou**

"Gas Transfer between a central jet a large towdimensional Gas- fluidized bed, Powder Technology vol. 5, pp207-222 (1988).

[19]- **N.A. Shakhova et G.Mineav**

" On interphase heat transfer into fluidized layer" Inzh,Fis.zh; 25, 581-588 ,(1973).

[20]-**W.C.Yang, et D.L.Keairns**

"Gas mixing in jetting Fluidized bed " research and development center westinghouse Electric corporation , Pitsburg, AIChE.Symposium series (1984).

[21]- **W.C.Yang et D.L.Keairns**

"Monentum dissipation and gas entrainment into a gas jet in a fluidized bed" A.I.C.H.E Symp Ser, 77 n°225, 28-36 (1981).

[22]-**L.Massimila, M.Filla et coll.**

"Gas jets in fluidized beds the influence of particle size, Shape and density on Gas and solids entainment" Int. J. Multiphase flow, vol.9 n° 3 pp259-267, (1983).

[23]-**J.M.D.Merry**

"Fluid and particle entrainment into vertical jet in fluidized beds" AIChE Journal, 22, n°2 pp315 (1976).

[24]-**J.H.Rushton**

" The axial velocity of submerged axially symmetrical fluid jet "A.I.Ch.E.Journal, pp150-161 (1980).

[25]-**D.Kunii, O.Levenspiel**

"Fluidization Engineering", John Wiley and Son Inc(1968).

[26]-**M.Leva**

"Fluidization " Mc Graw Hill series in chemical engineering, New York, (1956).

- [27]-**J.Davidson, R.Clift ,et F.Harrison**
" Fluidization", Academic Press London (1985).
- [28]-**J.Botteril, et M.Williams**
" Heat treansfer in fluidized bed", Can .J.chem .Eng ,40,pp135. (1966).
- [29]-**M.A.S. Mudjumdar**
Hand Book of Industrial Drying, Vol1, Marcel Dekker, inc.(1995).
- [30]-**O.Uemaki et M.Kugo**
"Heat Transfer in spouted beds ", Kagatu Kogatu 31 ,pp348 (1967).
- [31]-**H.Littman et P.Silva**
" The Mechanics of spout -Fluid beds at the minimum spout-fluid flowrate ", 32nd Canadian chem.Eng Conf., Vancouver British Columbia .pp3-6, (1982).
- [32]- **M.A.Malek et B.C.Y.Lu**
" Studies of immersed jet in fluidized bed" Jchem.Eng,42,14 (1964).
- [33]- **S.S. Zabrodsky et I.T.EL'PERIN**
"hydrodynamique and Heat transfer designs of spouted beds at elevated temperatures" Chem . Eng. Comm., vol.8, N°5 septeber- october, (1975).
- [34]-**J.Klassen , P.E.Gishler**
"Heat transfer from column Wall to bed in spouted , fluidized , and packed systems " Can .J.chem. Eng.,36,P414-420(1958).
- [35]-**L.A.Behie,M.A.Bergougnou et G.C.Baker**
"Heat transfer from a Grid jet in a large ,fluidized bed " , " Can .J.chem. Eng ,Vol 53, February, P215-219(1975).
- [36]-**A.F.Dolovich et V.Sefremtsev**
"Hydrodynamics and Heat transfer in spouted beds ", Can .J.chem. Eng., volume6 , june P113-118 (1983).
- [37]-**J.Brigwater et K.B.Mathur**
"Prediction of spout diameter in a spouted bed - A theortical Model ", Powder Technology 6, 183 (1972).
- [38]- **A.G.Fane et R.A.Mitchell**
"Minimum spouting velocity of scaled up bed" School of chemical engineering and indus chemistry university of new south wales , Can .J.chem. Eng, n° 1 P41-48 (1984).
- [39]-**A.Taylor**
" The flow past circular cylinders at low speeds" Proc, Roy, Soc, London, P401-408 (1933).
- [40]-**N.A.Shakhova et G.N.Lastosteva**
"Interphase Heat transfer in fluidized bed " Ind.Eng.Phys, n°25, pp 1201-1205 (1977).

- [41]- **N. A. Shakhova**
"Discharge of of turbulent jets into fluidized bed" , *Ind.Eng phys* ,24; n°1, (1976).
- [42]-**I.Gothap, P.Gougat , A.Lasek, F.Martin**
"L.D.A Measuremants in a turbulent jet at High Temperature" Laboratoire d'aerothermique du C.N.R.S France P1-8(1979).
- [43]-**W.Botteril , M.H.D.Butt, G.L.Cain, et , K.A.Redish**
Proc Eindhoven Fluidisation Symposium, p.442 (1967).
- [44]-**A.Chatterjee et coll.**
"Wall to bed heat transfer characterisation of spouted -fluid bed", *Can .J.chem. Eng*, vol 61, june, P90-100 (1983).
- [45]-**H.Bairns et M.Filla.**
"Gas and particle motion in jets in fluidized beds" *Journal of multiphase flow*, vol2, pp 549-561, (1976).
- [46]-**L.A.Behie**
"Momentum, heat and mass transfer from a grid jet in a large gas fluidized bed "Phd thesis, the faculty of engineering sience, the university of Western Ontario London, Canada (1972).
- [47]-**M.A.Bergougnou, C.L.Briens**
" Jet presence probability in tow dimentionel bed " *Powder technology*, 67, 93-101 (1991).
- [48]-**G.De Michele, G.Donsi, et L.Massimilla**
"Heat transfer modelisation" *int.J.Multiphase flow*,2, p.549 (1976).
- [49]-**N.A.Sakhova et G.N. Lastosteva**
"Outflow of turbulent jets into flidized bed" , *Inzh , Fiz*, 14, 61 (1968).
- [50]-**K.Kaci et F.Mahi**
"Etude hydrodynamique et thermique d'un jet gazeux immergé dans un lit de particule", *Projet de Fin d'Etudes*, USTHB (1996).
- [51]-**K.Rghanutan, A.Hideki, B.Wallace**
"A technique for measurement of jet pentration in hot fluidized beds with a modified Pitot Tube probe " *Ind,Eng,Chem,Res* . 227,pp 1011-1016 (1988).
- [52]-**M.Chadiri, R.Clift**
"Heat exchanging in spouted bed"Departement of chemical engineering ,University of Cambridge,Ind Eng Chem,Fundam 19,P440, (1980).
- [53]-**M.Chadiri,**
"Heat exchanging in spouted bed"Ph.D, dissertation, Cambridge University, (1980).
- [54]-**Y.Doganoglu, Y. Jog, K.V.Thambimuthu, V.R.Clift**
"Jet penetration in fluidized bed" *Trans Inst.chem.Eng.*,56, 239 (1978).

[55]-**B.Ye, C.J.Lim, and J.R.Grace,**

"Hydrodynamics of spouted and spout-fluidized beds at high Temperature",
Can.J.Chem.Eng, Volume70, October, (1992).

[56]-**B.Ye**

" Combustion Performance and high temperature hydrodynamics in a spouted and spout fluid bed "M.A.Sc dissertation , Univ of British Columbia , (1988).

[57]-**C.Y.Wen et coll.**

"Study of jets in 3 dimensional Gas fluidized Beds ", Powder Technology 31, 175-84 (1982).

[58]-**G.De Michele , A.Elia et L.Massimilla**

"The interactin between jets and fluidized beds "Ing chem Ital, Vol2 , n) 11-12 , pp 155-162 (1976).

[59]- **D.Geldart**

Types of gas fluidisation, powder Technolgy, 7, 285-292, (1973).

[60]- **L. Claude**

"Technique de mises en contact entre phases solides et gazeuses ", Technique de l'ingénieur (1992).

Annexes

Annexe A₁ Calcul de la masse volumique des particules solides.

Annexe A₂ Analyse granulométrique.

Annexe A₃ Détermination de la capacité calorifique du sable.

Annexe A₄ Le facteur de sphéricité.

Annexe A₅ La vitesse minimale de fluidisation.

Annexe A₆ La vitesse terminale de chute libre.

Annexe A₇ Conception du distributeur.

Annexe A₈ Schéma des diaphragmes et des éléments de la colonne.

Annexe A₉ Installation de chauffage.

Annexe A₁₀ Tube de Pitot.

Annexe A₁₁ Etalonnage du thermocouple.

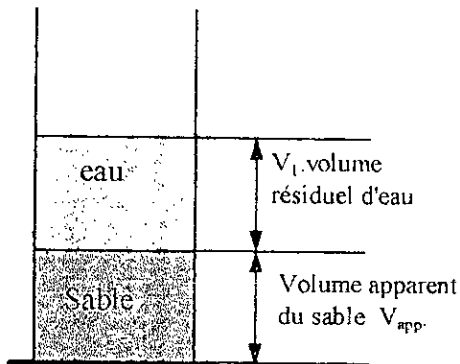
Annexes

Annexe A1 Calcul de la masse volumique des particules solides

Les particules solides utilisées sont du sable dont la masse volumique est calculée à partir de :

$$\rho = \frac{\text{Masse de sable}}{\text{Volume réel du sable}} ; \rho = \frac{\text{Masse de sable}}{\text{Volume apparent} - \text{Volume du vide}}$$

Le volume du vide est déterminé en complétant celui-ci par un liquide (eau) n'ayant aucune réaction avec le solide.



$$\text{D'où } V_{\text{réel}} = V_{\text{app}} - (V_{\text{eau}} - V_1)$$

Alors

$$\rho = \frac{M}{V_{\text{app}} - (V_{\text{eau}} - V_1)}$$

Calcul d'erreur :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta[V_{\text{app}} - (V_{\text{eau}} - V_1)]}{V_{\text{app}} - (V_{\text{eau}} - V_1)} = \frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta(V_{\text{eau}}) + \Delta(V_{\text{eau}}) + \Delta V_1}{V_{\text{app}} + V_1 - V_{\text{eau}}}$$

Avec

$$\Delta V_{\text{app}} = \Delta V_{\text{eau}} = \Delta V_1 = \Delta V \text{ l'erreur sur la lecture du volume dans l'éprouvette.}$$

D'où

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta M}{M} + \frac{3 \cdot \Delta V}{V_{\text{app}} + V_1 - V_{\text{eau}}}$$

et

La porosité en lit fixe est définie par

$$\text{porosité} = \frac{\text{Volume apparent du sable} - \text{Volume réel du sable}}{\text{Volume apparent du sable}}$$

$$\varepsilon = \frac{V_{app} - V_{sable}}{V_{app}}$$

d'où

$$\varepsilon = \frac{V_{app} - [V_{app} - (V_{eau} - V_1)]}{V_{app}} = \frac{V_{eau} - V_1}{V_{app}}$$

L'erreur est donnée par :

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta(V_{eau} - V_1)}{(V_{eau} - V_1)} + \frac{\Delta V_{app}}{V_{app}} = \frac{\Delta V_{eau} + \Delta V_1}{(V_{eau} - V_1)} + \frac{\Delta V_{app}}{V_{app}}$$

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{2 \cdot \Delta V}{(V_{eau} - V_1)} + \frac{\Delta V}{V_{app}} = \Delta V \left[\frac{2}{(V_{eau} - V_1)} + \frac{1}{V_{app}} \right]$$

La masse volumique du sable est de 2571 Kg/m^3 , avec une erreur moyenne de 6%. La porosité a une valeur de 0.385 avec une erreur moyenne de 11%.

$$\rho_s = (2571 \pm 150) \text{ kg/m}^3$$

$$\varepsilon = (0.385 \pm 0,042)$$

Annexe A2 Analyse Granulométrique

a.2.1. Les résultats du tamisage

L'analyse granulométrique a été faite par tamisage de 4 échantillons de sable.

Diamètre des Tamis (μm)	Charge (g)
400	0.9195
355	2.3224
315	112.4
250	123.1
224	84.837
180	50.493
125	23.386
63	2.3784
0	0.1596

Diamètre (μm)	masse (g)	% massique	% massique cumulé accepté	% massique cumulé refusé
377.5	2.32	0.58	0.58	99.77
335	112.40	28.10	28.68	99.19
282.5	123.10	30.78	59.46	71.09
237	84.84	21.21	80.67	40.31
202	50.49	12.62	93.29	19.10
152.5	23.38	5.85	99.14	6.48
94	2.39	0.59	99.73	0.63
31.5	0.160	0.04	99.77	0.04

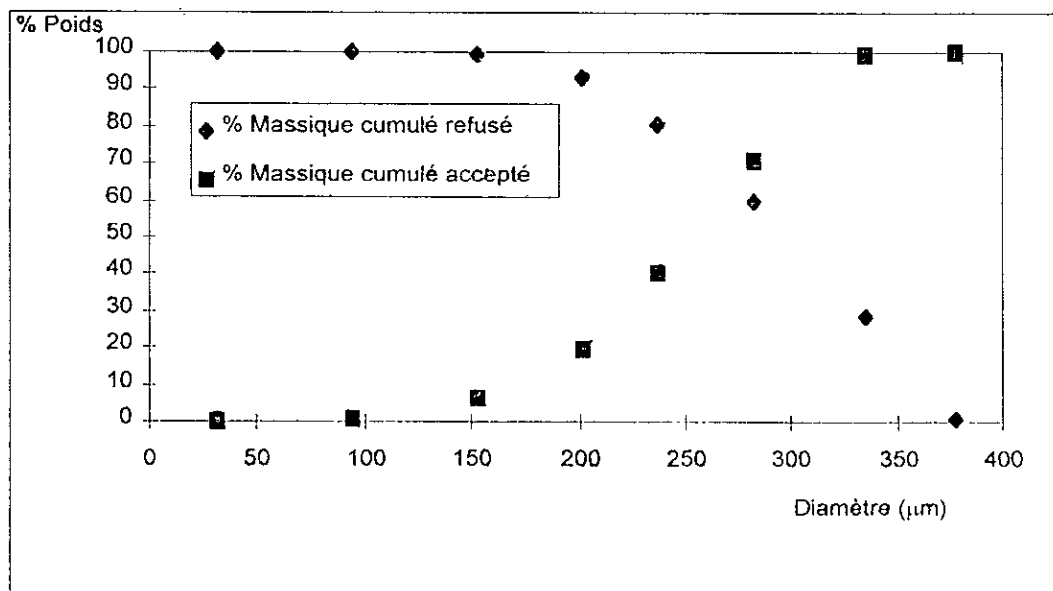


Figure 1: pourcentage du poids cumulé

a.2.2. Le calcul des diamètres des particules

Les différents diamètres sont calculés par les formules ci après:

$$\text{Le diamètre arithmétique moyen} = \sum x_i d_i$$

$$\text{Le diamètre géométrique moyen} = 10^{\sum x_i / n \log d_i}$$

$$\text{Le diamètre harmonique moyen} = \frac{1}{\sum x_i / d_i}$$

$$\text{Le diamètre longueur moyen} = \frac{\sum x_i (d_i)^2}{\sum x_i d_i}$$

$$\text{Le diamètre de surface moyen} = \sqrt{\sum x_i (d_i)^2}$$

$$\text{Le diamètre de volume moyen} = \sqrt[3]{\sum x_i (d_i)^3}$$

$$\text{Le diamètre de poids moyen} = \frac{\sum x_i (d_i)^4}{\sum x_i (d_i)^3}$$

$$\text{Le diamètre de volume-surface moyen} = \frac{\sum x_i (d_i)^3}{\sum x_i (d_i)^2}$$

DIAMETRE MOYEN	(μm)
Le diamètre arithmétique	268.5
Le diamètre géométrique	259.1
Le diamètre harmonique	255.9
Le diamètre longueur	280.8
Le diamètre de surface	274.6
Le diamètre de volume	279.7
Le diamètre de poids	298.2
Le diamètre de volume-surface	290.3

Annexe A3 Détermination de la capacité calorifique du sable

La méthode utilisée est la méthode du vase Dewar. Nous prenons un vase calorifugé auquel nous lui ajoutons une masse donnée m_{f1} d'eau à la température T_{f1} (froide) puis nous lui ajoutons une masse de sable m_s , nous laissons l'ensemble fermé atteindre l'équilibre thermique, T_{f2} ensuite nous ajoutons une masse de fluide m_{f2} chaude à la température T_{c1} et nous fermons l'ensemble et puis nous laissons l'ensemble jusqu'à atteindre l'équilibre à la température, T_{eq} . Le bilan de chaleur nous donne:

$$(M_v C_{p_v} + m_{f1} C_f + m_s C_{p_s})(T_{eq} - T_{f2}) = m_{f2} C_{p_f}(T_{c1} - T_{eq})$$

d'où

$$C_{p_s} = \frac{m_{f2} C_{p_f}(T_{c1} - T_{eq}) - (M_v C_{p_v} + m_{f1} C_f)(T_{eq} - T_{f2})}{m_s (T_{eq} - T_{f2})}$$

Pour déterminer $M_v C_{p_v}$ nous procédons de la manière suivante, nous ajoutons au vase une masse m_f^0 de fluide froid à T_f^0 et on ferme l'ensemble jusqu'à atteindre une température T_{eq}^0 puis nous ajoutons une masse m_{f1}^0 d'eau chaude à la température T_{c1} et nous fermons l'ensemble puis nous notons la température d'équilibre T_{eq1}^0 d'où le bilan thermique d'échange entre le système froid à T_{eq}^0 et le fluide chaud à la température T_{c1} peut s'écrire de la manière suivante:

$$(M_v C_{p_v} + C_{p_f} m_f^0)(T_{eq1}^0 - T_{eq}^0) = C_{p_f} m_{f1}^0 (T_{c1} - T_{eq1}^0)$$

Alors

$$M_v C_{p_v} = \frac{C_{p_f} m_{f1}^0 (T_{c1} - T_{eq1}^0) - C_{p_f} m_f^0 (T_{eq1}^0 - T_{eq}^0)}{T_{eq1}^0 - T_{eq}^0}$$

Calcul d'erreur :

$$\frac{\Delta C_{p_s}}{C_{p_s}} = \frac{\Delta [m_{f2} C_{p_f}(T_{c1} - T_{eq}) - (M_v C_{p_v} + m_{f1} C_f)(T_{eq} - T_{f2})]}{[m_{f2} C_{p_f}(T_{c1} - T_{eq}) - (M_v C_{p_v} + m_{f1} C_f)(T_{eq} - T_{f2})]} + \frac{\Delta [m_s (T_{eq} - T_{f2})]}{m_s (T_{eq} - T_{f2})}$$

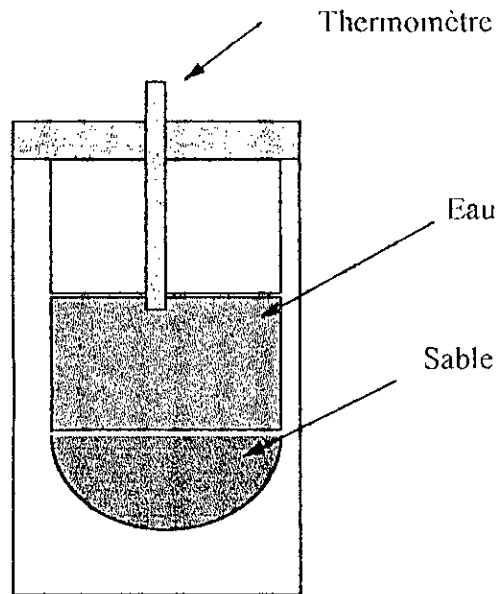


Figure4: Schéma du vase Dewar.

1^{er} essai

$$T_{eq} = 60,2^{\circ}\text{C}$$

$$T_f = 23^{\circ}\text{C}$$

$$T_c = 79,6^{\circ}\text{C}$$

$$m_{ef} = 200\text{g}$$

$$m_{ec} = 300\text{g}$$

$$MvCp_v = 56,45 \text{ cal}/^{\circ}\text{C} = 56,45\text{g d'eau}$$

2^{eme} essai

$$T_{eq} = 42,5^{\circ}\text{C}$$

$$T_f = 22,5^{\circ}\text{C}$$

$$T_c = 48,1^{\circ}\text{C}$$

$$m_{ef} = 60\text{g}$$

$$m_{ec} = 400\text{g}$$

$$MvCp_v = 52,01 \text{ cal}/^{\circ}\text{C} = 52,01\text{g d'eau}$$

3^{me} essai

$$T_{eq} = 52^{\circ}\text{C}$$

$$T_f = 62,5^{\circ}\text{C}$$

$$T_c = 67,6^{\circ}\text{C}$$

$$m_{ef} = 100\text{g}$$

$$m_{ec} = 300\text{g}$$

$$MvCp_v = 58,64 \text{ cal}/^{\circ}\text{C} = 58,64\text{g d'eau}$$

$$\text{d'où } \overline{MvCp_v} = 55,70 \text{ cal}/^{\circ}\text{C} = 55,70 \text{ g d'eau}$$

Détermination de la capacité calorifique C_{ps} du sable et de la valeur en eau du calorimètre

1^{er} essai

Ms=50g

Mef=60g

Mec=400g

T_{eq}=37,7°CT_{ef}=22°CT_{ec}=42,8°C

Cps=0,2223cal / g°C

 $\Delta cps1 = 0,0258 \text{ cal / g}^\circ\text{C}$ 2^{me} essai

Ms=60g

Mef=70g

mec=300g

T_{eq}=44,1°CT_{ef}=22,5°CT_{ec}=54,1°C

Cps=0,2212 cal / g°C

 $\Delta cps = 0,0269 \text{ cal / g}^\circ\text{C}$ 3^{me} essai

Ms=75g

Mef=60g

Mec=400g

T_{eq}=57,1°CT_{ef}=22,4°CT_{ec}=69,1°C

Cps = 0,3008cal / g°C

 $\Delta cps3 = 0,0527$

Cps = (0,2223 ± 0,0258) cal/g°C

Cps = (0,2212 ± 0,0269) cal/g°C

Cps = (0,3008 ± 0,0527) cal/g°C

$$\overline{Cps} = 0,2481 \text{ cal/g}^\circ\text{C} = 1,0383 \text{ j/g}^\circ\text{C}$$

$$\overline{\Delta Cps} = 0,035 \text{ cal / g}^\circ\text{C}$$

D'où

$$Cps = 0,2481 \pm 0,035 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$$

Annexe A4 Le facteur de sphéricité

Le facteur de sphéricité est obtenu en appliquant l'équation de Blake-Kozeny à un écoulement du gaz à travers un lit de particules.

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{150(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu}{(\psi d_p)^2} U \quad \text{en régime laminaire}$$

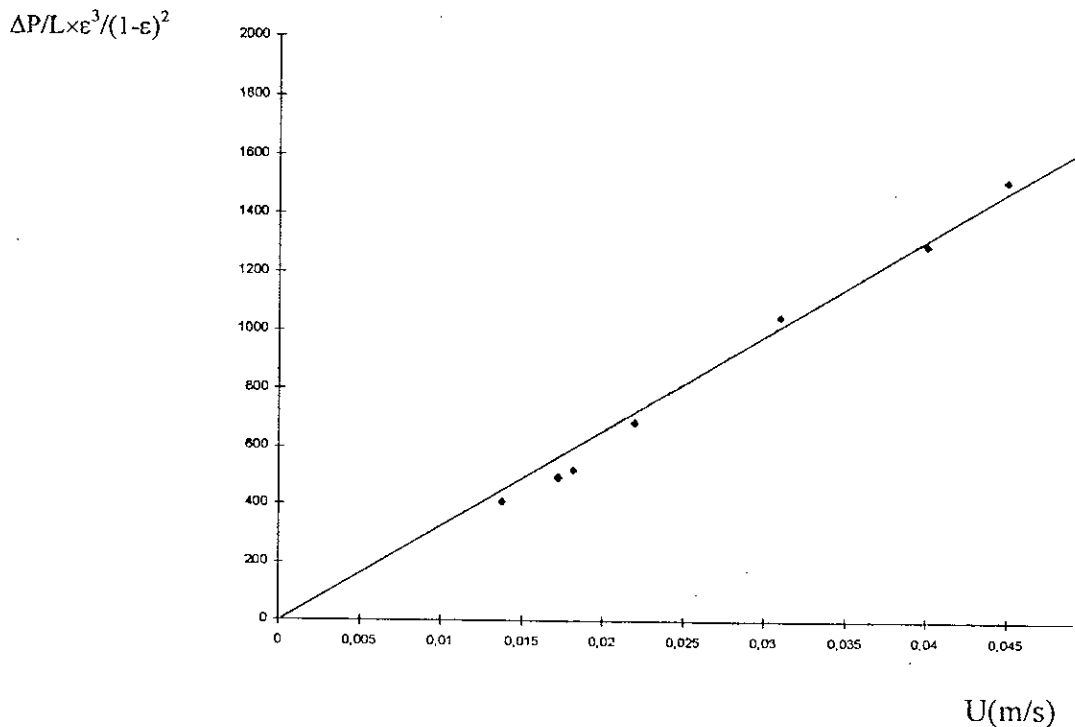
Le tracé de la courbe sous la forme:

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right) \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} = f(U) \text{ est une droite dont la pente de la droite obtenue est égale à}$$

$$150 \frac{\mu}{(\psi d_p)^2}$$

$$\text{Donc } \psi = \frac{1}{d_p} \sqrt{\frac{150 \mu}{\text{Pente}}}$$

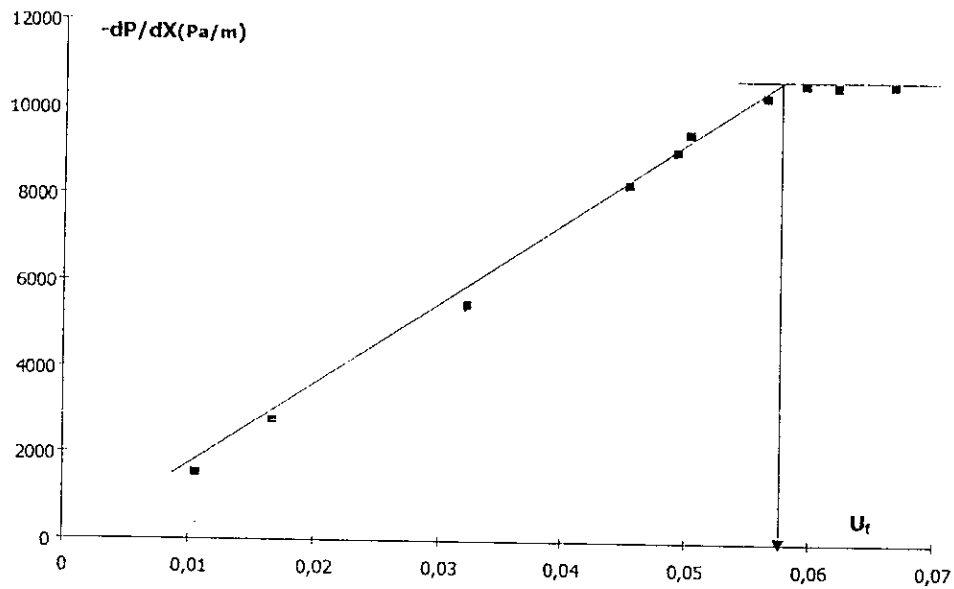
Le facteur de sphéricité estimé par cette méthode est de l'ordre de 0,83.



Détermination du facteur de sphéricité.

Annexe A5 La vitesse minimale de fluidisation

La vitesse minimale de fluidisation est déterminée à partir du tracé de $\left(\frac{\partial P}{\partial X}\right) = f(U)$.



détermination de la vitesse minimale de fluidisation

La valeur trouvée pour notre sable est : 5,7 cm/s.

Annexe A6 La vitesse terminale de chute libre

Pour déterminer la vitesse terminale d'une particule sphérique nous introduisons le nombre dimensionnel:

$$X = C_D \cdot \text{Re}^2 \quad \text{où } C_D \text{ est le coefficient de traînée}$$

La figure 6 représente l'évolution de C_D en fonction de Reynolds. Selon la valeur de X , nous pouvons déterminer les différents régimes d'écoulement.

Les domaines correspondant aux différents régimes sont donnés par les équations suivantes:

Pour le régime de Stokes :

$$\text{Re} < 2$$

$$U_t = \frac{(\rho_s - \rho_f)gd}{18\mu}$$

Pour le régime de Van Allen : $2 < \text{Re} < 500$

$$U_t = \frac{0,152 d^{1,14} g^{0,714} (\rho_s - \rho_f)^{0,714}}{\mu^{0,418} \rho_f^{0,285}}$$

Pour le régime de Newton : $\text{Re} > 500$

$$U_t = \sqrt{3gd \cdot \frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f}}$$

Dans notre cas, le nombre adimensionnel X est égal à

$$X = 3386$$

et pour cette valeur de X , le régime d'écoulement est de Van Allen.

La vitesse terminale des particules est de 2,3 m/s.

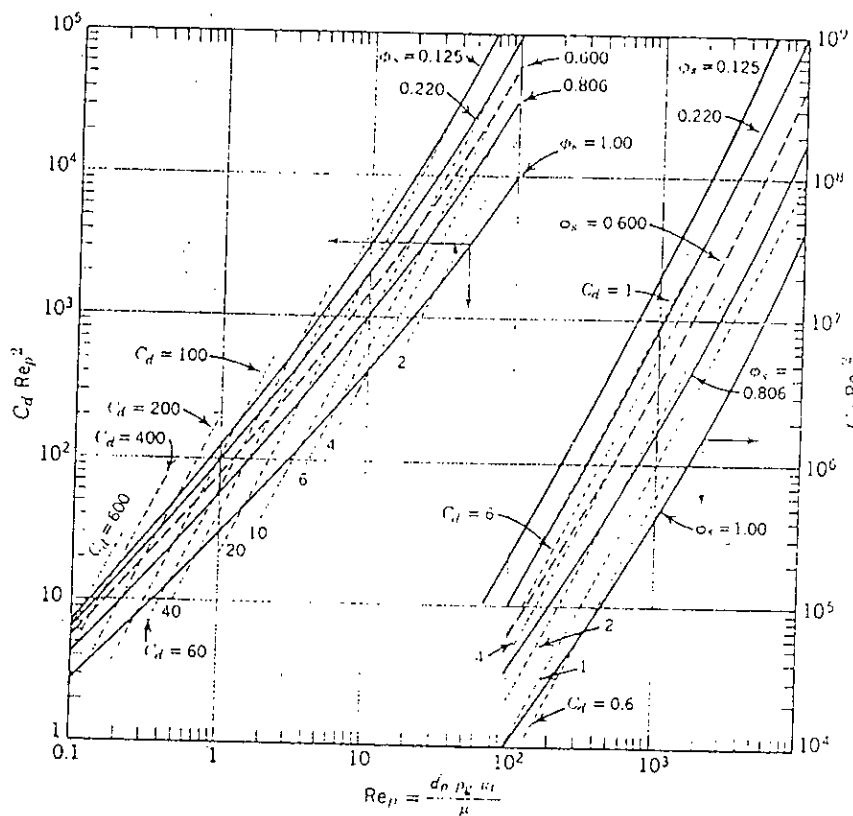


Figure6: C_D coefficient de Traînée

Annexe A7 Conception du distributeur

L'expérience montre que le distributeur doit avoir une perte de charge suffisante pour atteindre un débit égal, à travers les ouvertures; il est donc nécessaire que la perte de charge à travers le distributeur soit considérablement plus grande que la résistance propre du gaz qui arrive.

Richardson[27] suggère que le rapport du distributeur sur la perte d'expansion soit pris égal à 100. Agarwal¹ recommande que la perte de charge à travers le distributeur soit approximativement 10% de la perte de charge au travers du lit, avec un minimum dans tous les cas de 35cm d'H₂O. Kunii et Levenspiel[25] proposent que la perte de charge soit supérieure à la plus grande des trois valeurs : $0.1\Delta P_{lit}$; 35cm d'eau ; $100\Delta P_{expansion}$.

Nous admettons généralement que la perte de charge dans le lit soit supérieure à $0.1\Delta P_{lit}$. Toutefois, dans les opérations difficiles, Nous préférons que la perte de charge soit supérieure à $0.3\Delta P_{lit}$.

Pour le calcul du distributeur nous procédons aux calculs suivants :

la vitesse du gaz à travers l'orifice du distributeur est donnée par:

$$U_{or} = C_D \sqrt{\frac{2g_c \Delta P_d}{\rho_g}}$$

$$U_0 / U_{or} = \text{fraction du vide.}$$

Avec g_c : facteur de conversion

N_{or} : nombre d'orifices.

$$U_0 = \frac{\pi}{4} d_{or}^2 U_{or} N_{or}$$

ceci se réduit à :

$$U_{or} = (0,70 \text{ à } 0,85) \sqrt{\frac{2g_c \Delta P_{lit}}{\rho_g}}$$

Le distributeur utilisé est en cuivre de 2 mm d'épaisseur, nous avons choisi une perte de charge de ce dernier égale à 35 cm CE

La masse volumique de l'air peut être calculée par l'expression suivante :

$$\rho_g = \frac{0,001239}{1 + 0,00367 \cdot T} \times \frac{P}{76}$$

Pour une température moyenne de 20°C et une pression $P = 760$ mmHg alors $\rho_g = 1,2$ kg/m³

1) Détermination du coefficient d'orifice

¹ J.C. Agarwal, W.L. Davis, Jr et D.T King, Chem. Eng. Progr, 58,85 (Nov. 1962)

$$Re = \frac{d_t \times \rho_g \times U_0}{\eta}$$

$$d_t = 10 \text{ cm}, \eta = 10^{-6}, \text{ d'où } Re_t = 24 \cdot 10^4$$

d'après le graphe $C_d = f(Re_t)$ nous trouvons le coefficient d'orifice $C_d = 0,6$

2) Vitesse à travers une orifice

$$U_{or} = 0,6 \cdot \left(\frac{2 \cdot 9,8 \cdot 35}{0,96 \cdot 10^{-3}} \right)^{1/2}$$

$$U_{or} = 5072 \text{ cm/s}$$

3) Calcul de la maille

La fraction F de vide est égale à U_0/U_{or}

$$F = 2,5/50,72 = 4,98 \%$$

La maille triangulaire est donnée par le pas P :

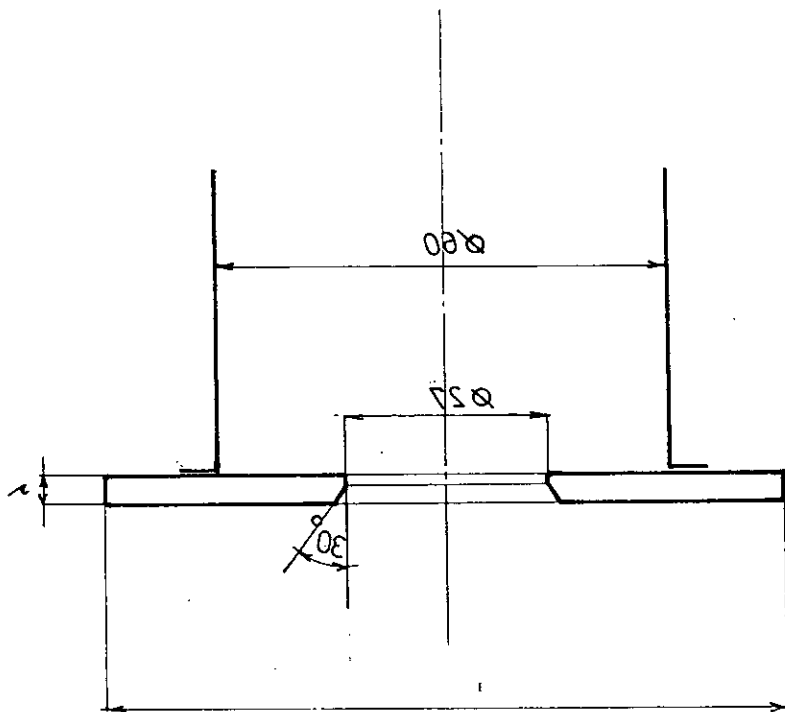
$$P = d_{or} \times \left(\frac{0,907}{F} \right)^{1/2} \text{ d'où } d_{or} = 2 \text{ mm donc } P = 8,3 \text{ mm}$$

Le nombre de trous par cm^2 de distribution N_{or} :

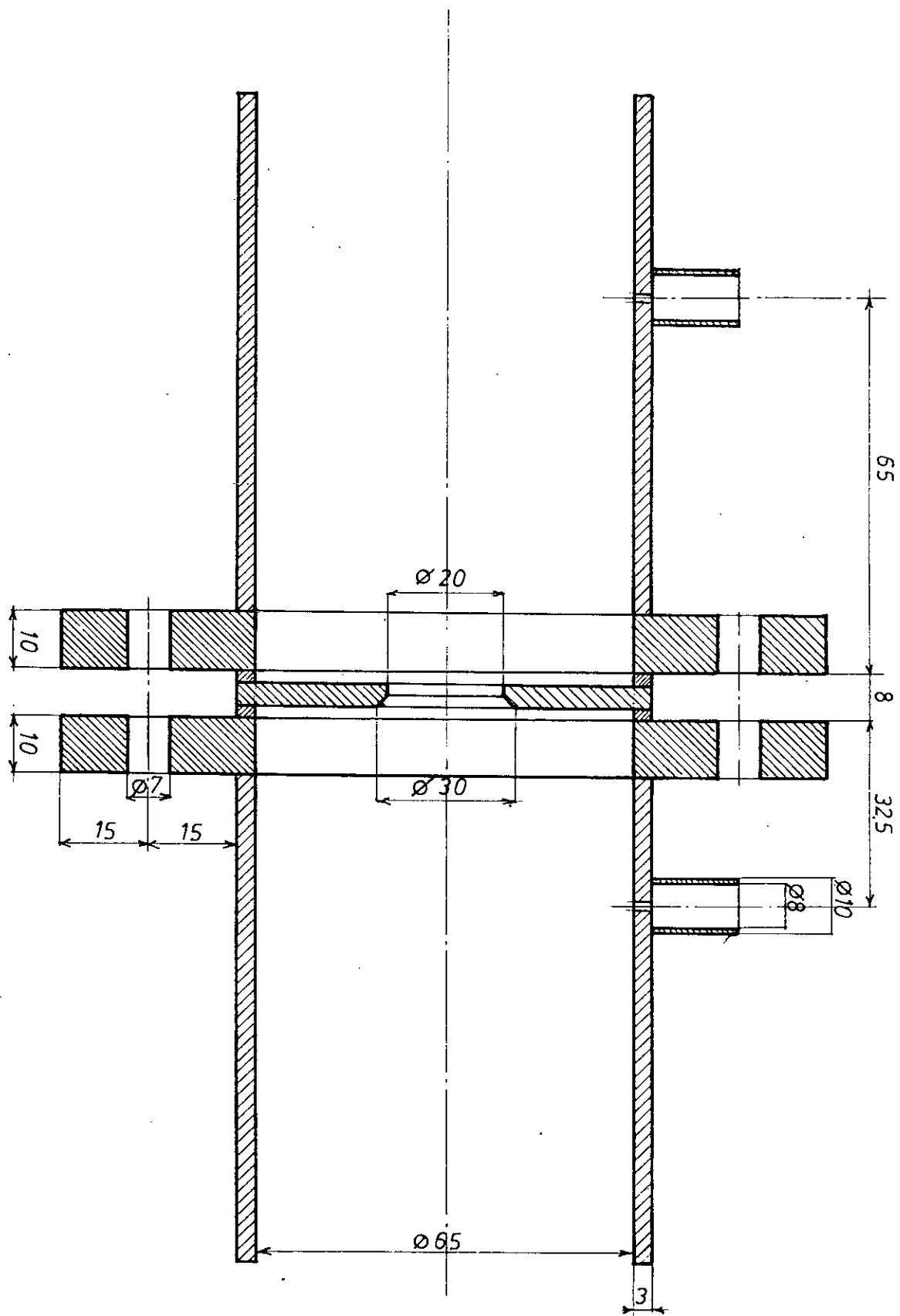
$$N_{or} = \frac{U_0}{U_{or}} \times \frac{4}{\pi d_{or}^2}$$

$$N_{or} = 1,5 \text{ trous/cm}^2$$

Annexe A8 Schémas des Diaphragmes et des éléments de la colonne



ACIER		SCHEMA N°:
1/1	DIAPHRAGME	
	ETABLISSEMENT E.N.P	
FORMAT : A4		

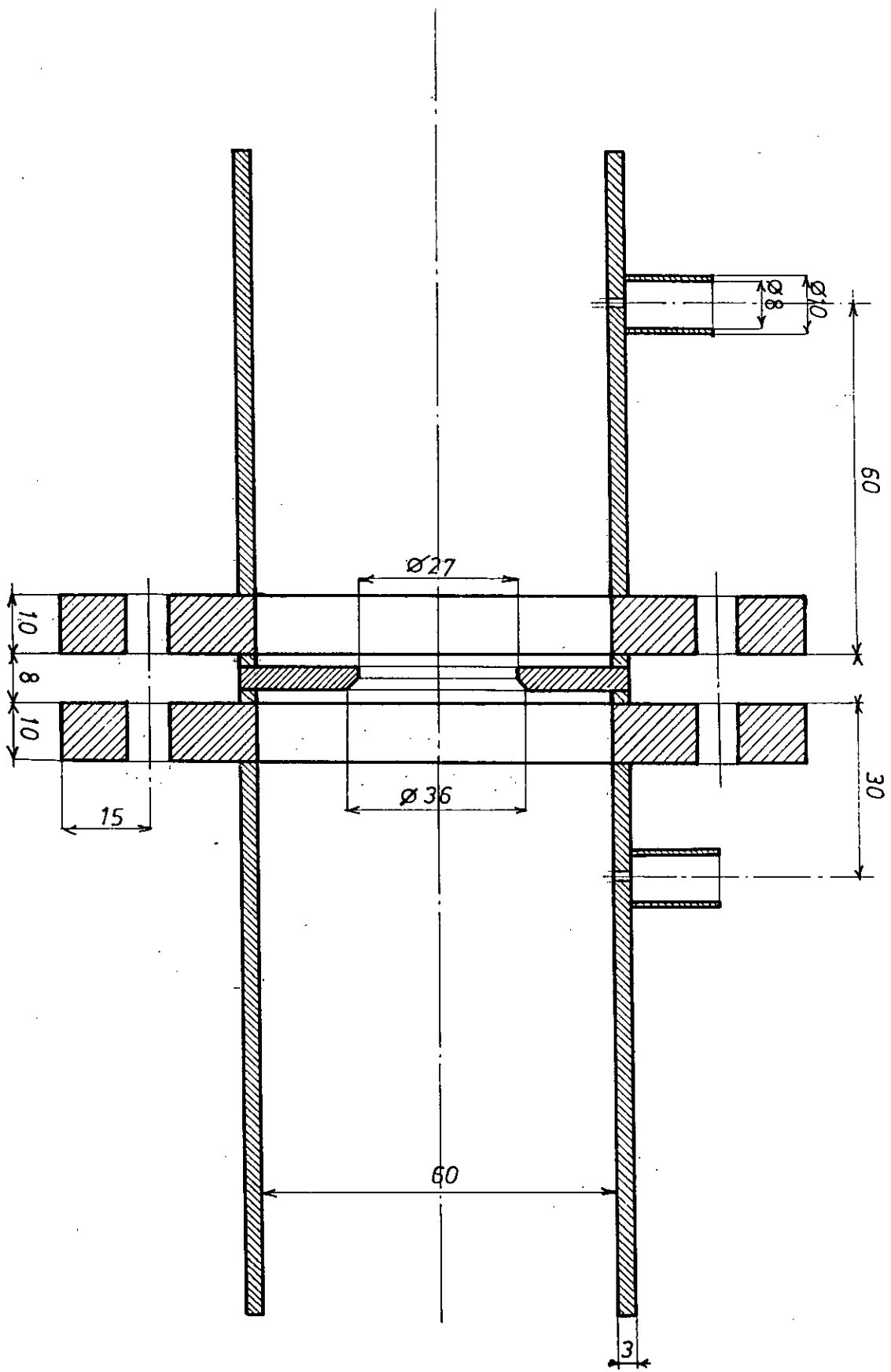


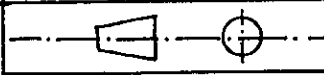
1/1

DIAPHRAGME

SCHEMA N°

ACIER



ACIER	E.N.P	SCHEMA N°:
1/1	DIAPHRAGME	
FORMAT: A4		

Ø 450

COLONNE

Echelle : 1/5

250

6 x 50

3 x 40

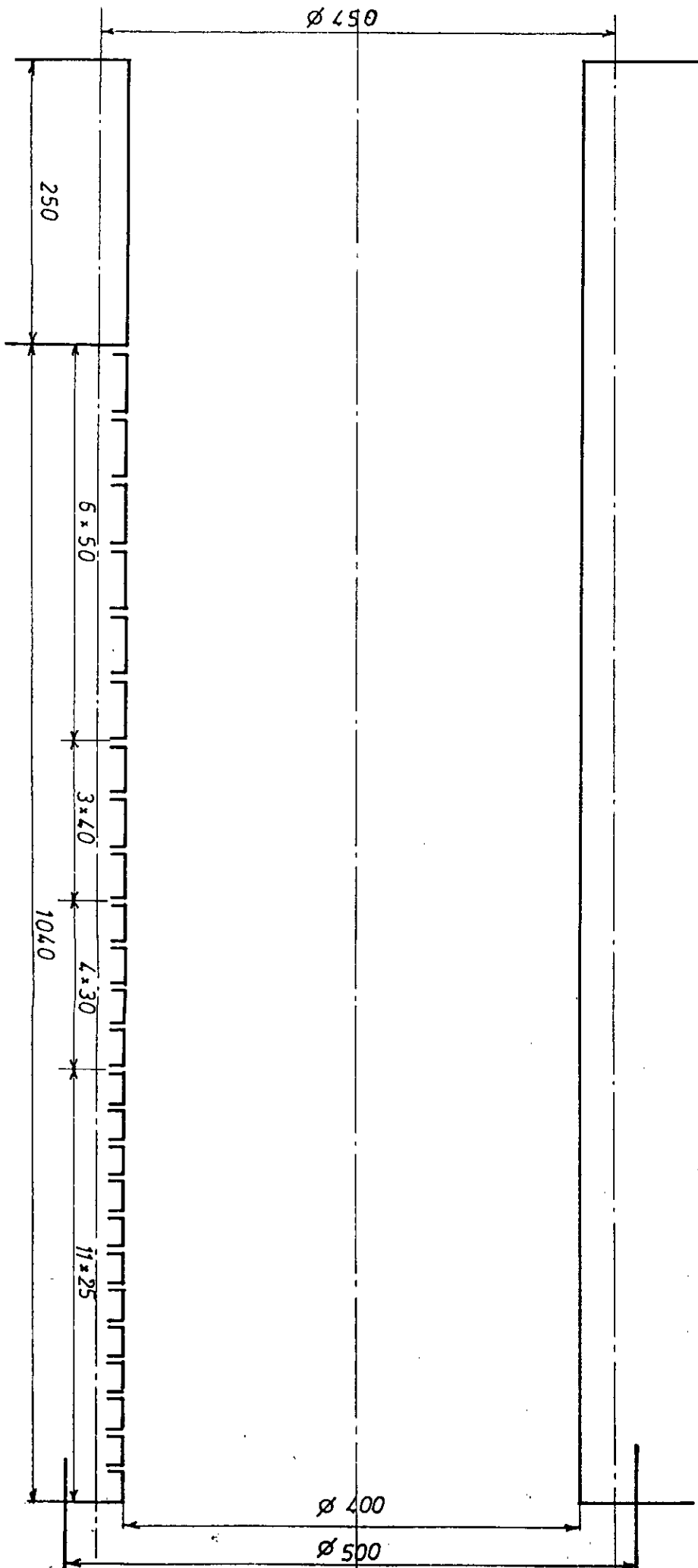
4 x 30

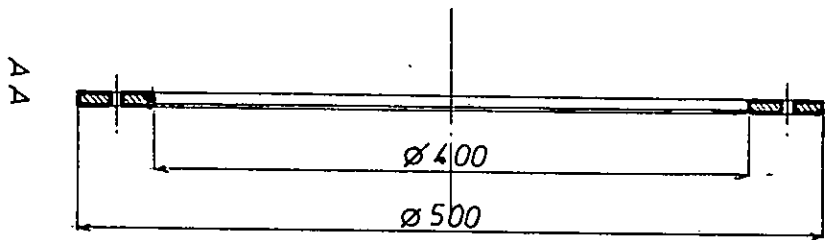
11 x 25

1040

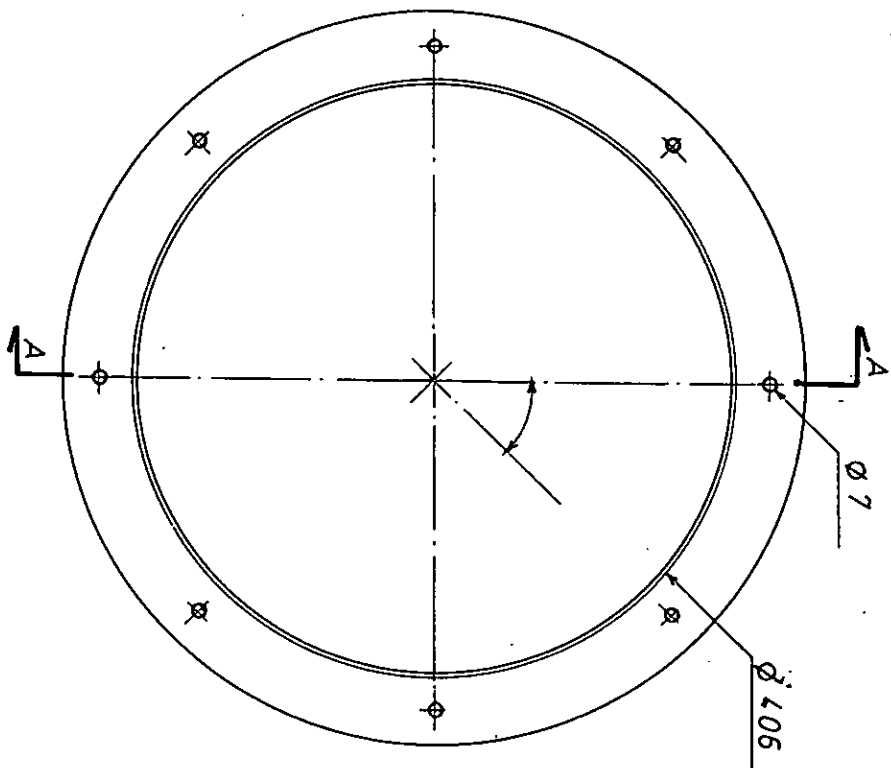
Ø 400

Ø 500



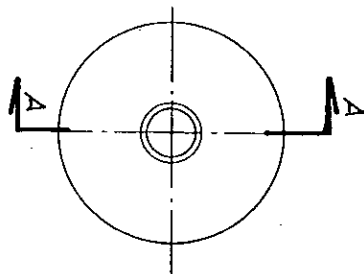
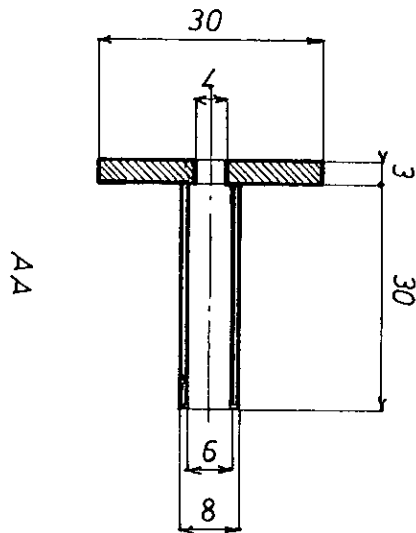


ECH
N/S



M

ACIER INOX	E·N·P	SCHEMA N°:
1/5	BRIDE	
FORMAT: A4		

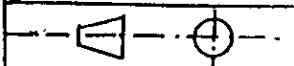


ACIER INOXYDABLE

SCHEMA N°

1/1

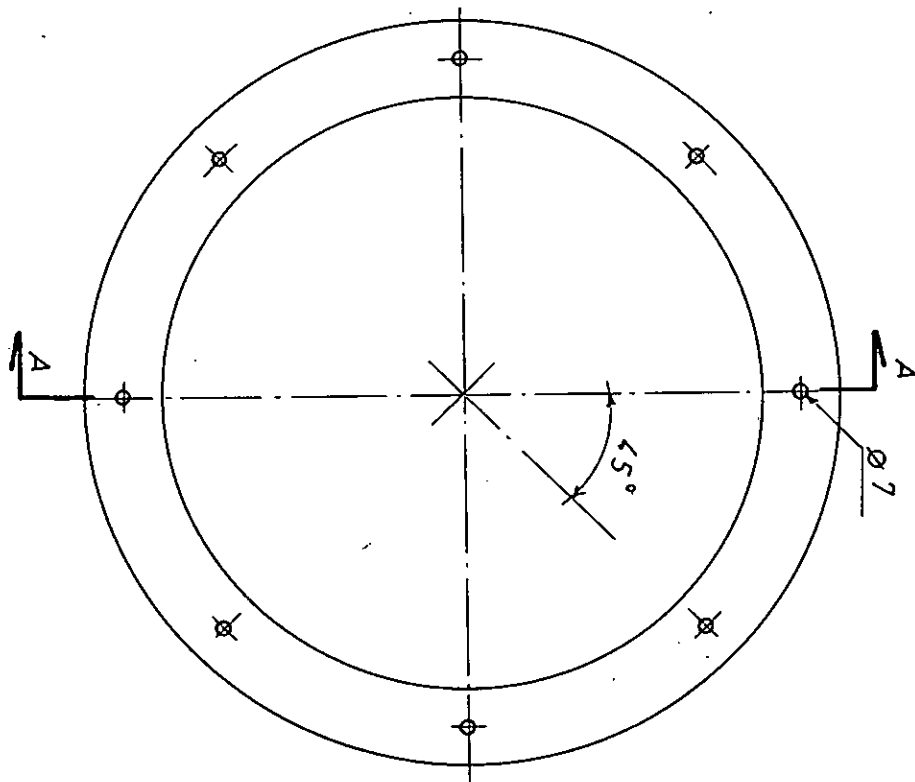
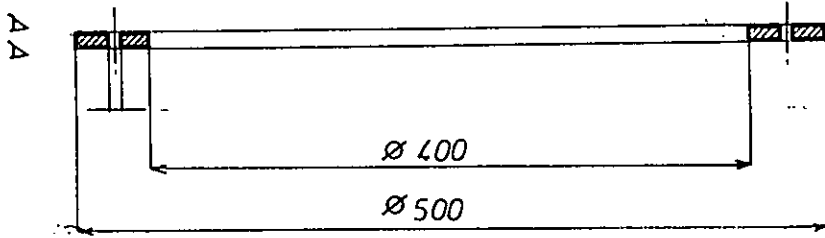
PRISE DE PRESSION



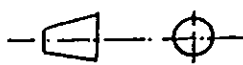
ETABLISSEMENT

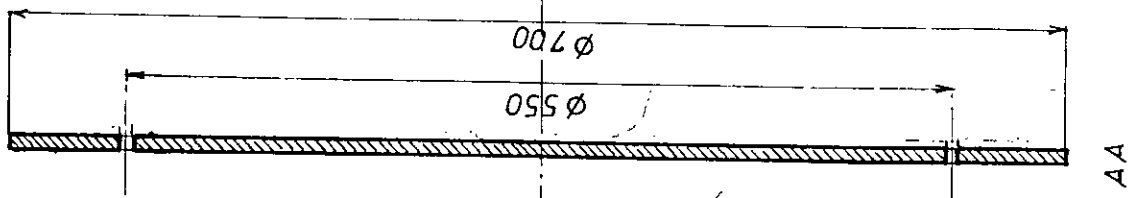
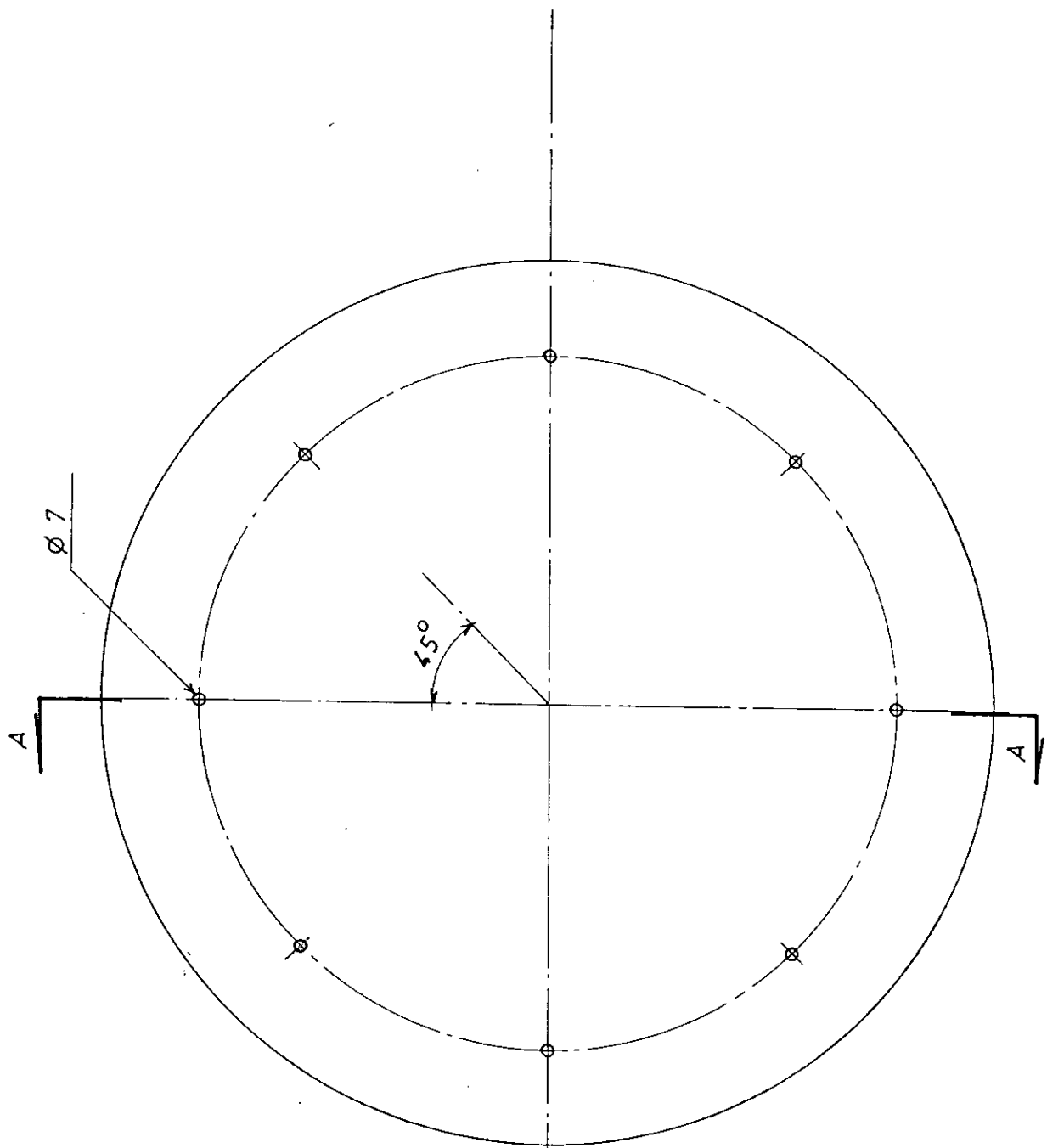
E.N.P

FORMAT : A4



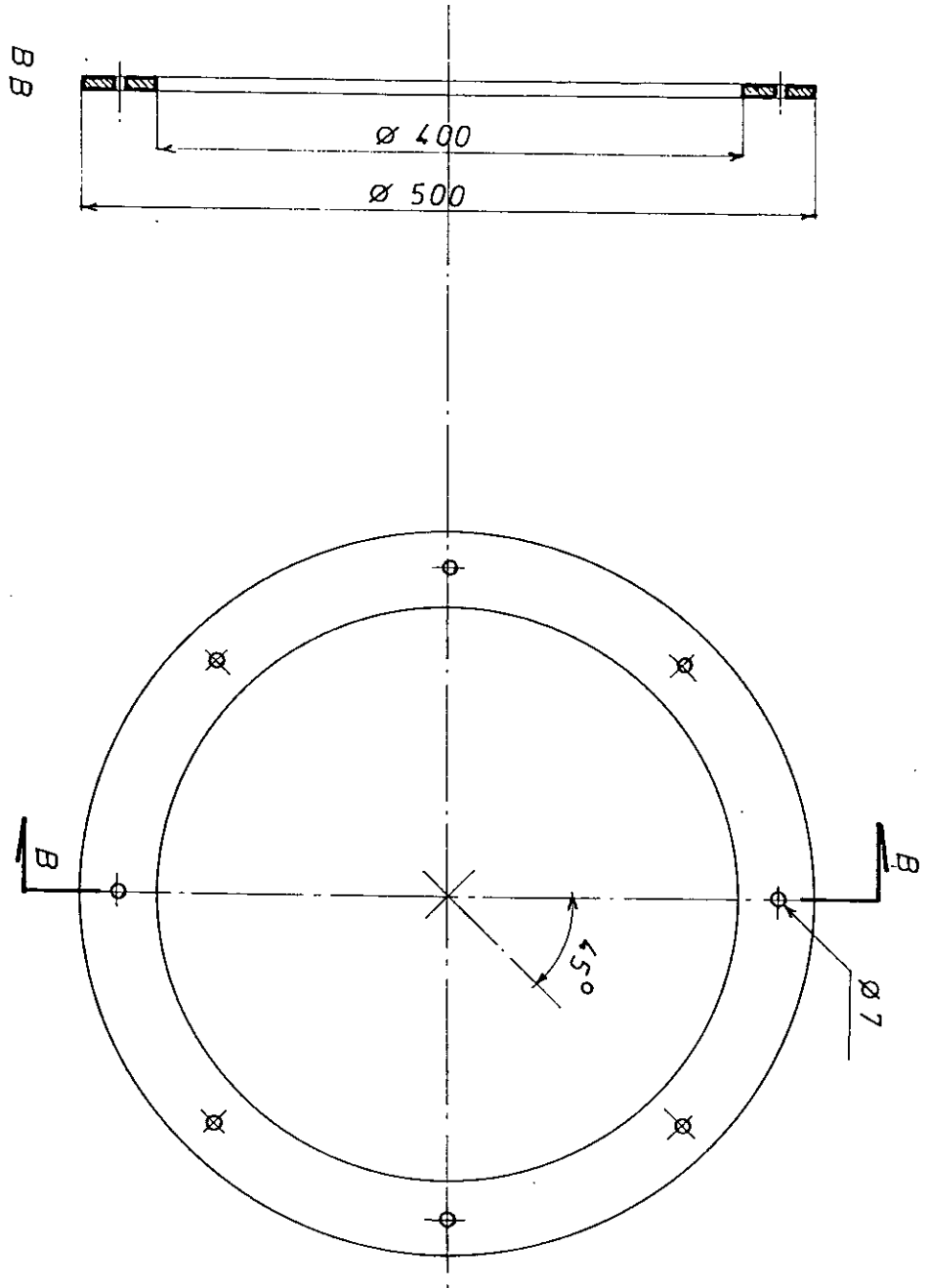
W

ACIER INOX	E.N.P	SCHEMA N°
1/5	BRIDE	
FORMAT : A 4		

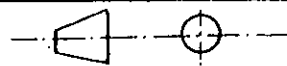


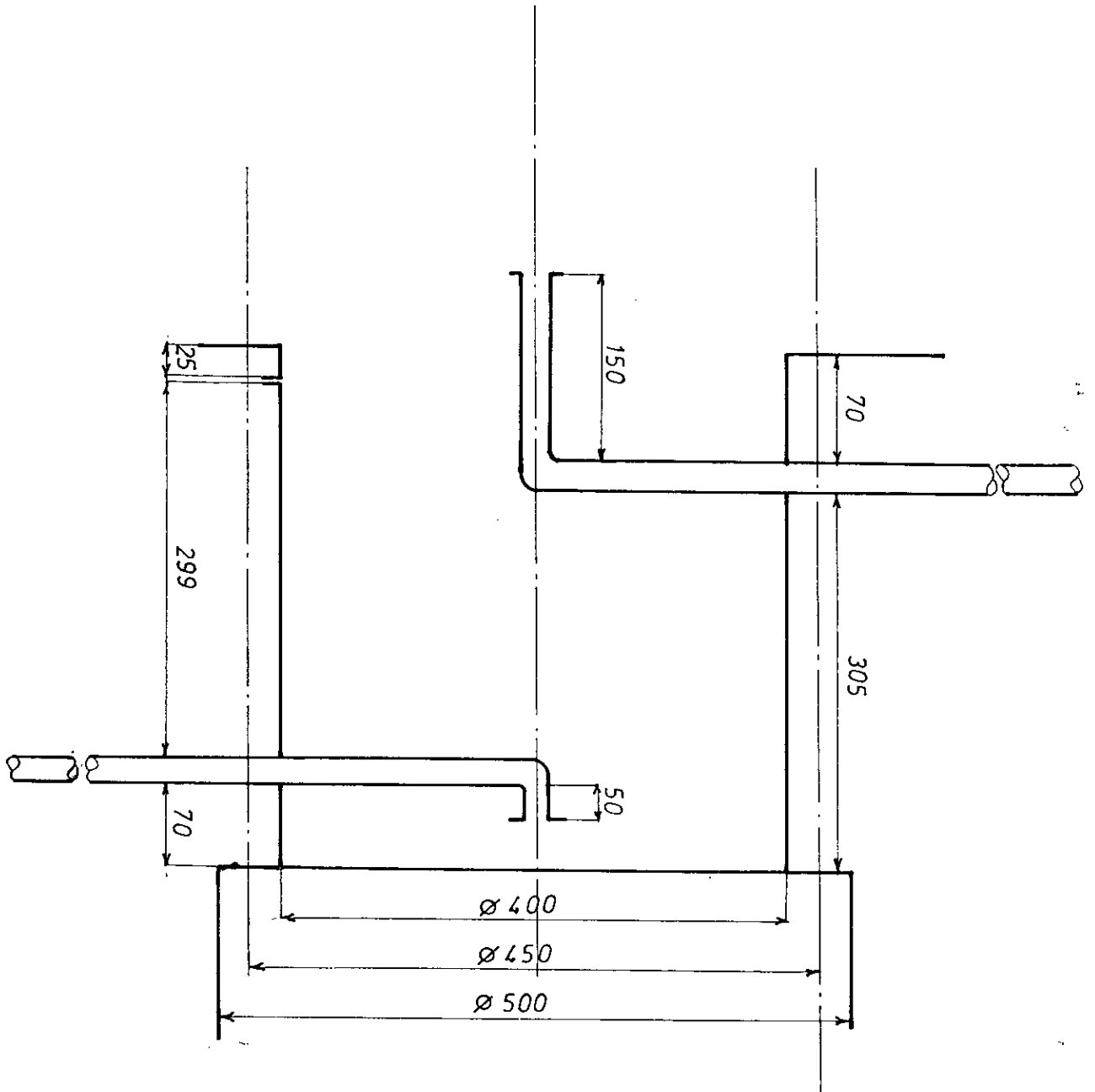
X
à l'annexe 1

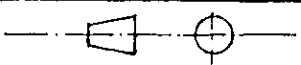
1/5	BRIDE	SCHEMA N°	ACIER INOX
-----	-------	-----------	------------



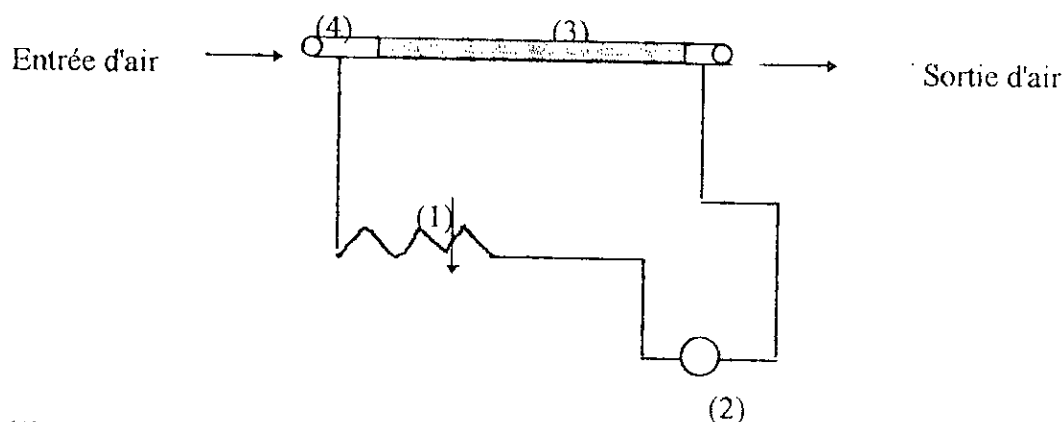
16

ACIER	E · N · P	SCHEMA N°
1/1	DIAPHRAGME	
FORMAT: A4		



ACIER INOX	E.N.P	SCHEMA N°:
1/5	BOITE A VENT	
FORMAT: A4		

Annexe A9 Installation de chauffage



- (1): rhéostat;
- (2): secteur électrique;
- (3): résistance chauffante;
- (4): tube métallique.

Le circuit électrique du système de chauffage est équivalent au schéma suivant du branchement en série de résistances:

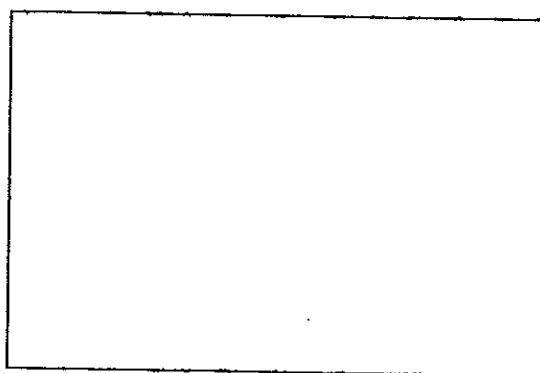


Figure 7 : Schéma du circuit électrique
la puissance de chauffe est donnée par l'expression suivante:

$$P = (R + R')I^2 \cos \varphi$$

Où I est le courant qui traverse les résistance R et R' et φ l'angle de déphasage entre l'intensité I et la tension aux bornes des résistances cette puissance a permis d'atteindre la température de 40°C grâce au réglage adéquat effectué par le biais du rhéostat.

Nous pouvons doublé la puissance de chauffage en branchant les résistances en parallèle.

Annexe A10 Tube de pitot

La conception du tube de Pitot est régie par des normes qui permettent d'avoir une fiabilité et reproductibilité des données fournies par celui-ci.

Les normes de fabrication d'un tube de pitot préconise les dimensions suivantes illustrée dans la figure 8

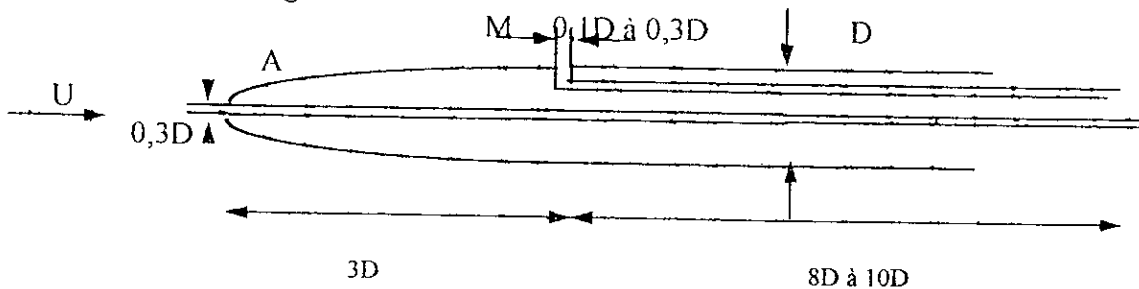


Figure 8: Normes de fabrication d'un tube de Pitot

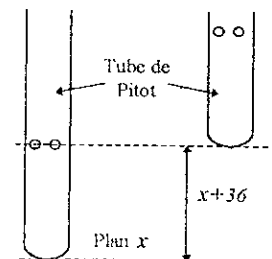
La sonde de Pitot, comporte une prise de pression totale A et une prise de pression statique M auxquelles nous relierons deux tubes piézométrique, dans le cas des liquides ou à un manomètre différentiel dans le cas des gaz.

La sonde est orienté parallèlement au lignes de courant pour perturber l'écoulement au minimum.

Si la prise de pression totale est alignée avec les lignes de courant, elle ne prendra en compte que la composante de vitesse correspondante de vitesse correspondant à sa direction et nous pouvons calculé la vitesse U par l'expression.

$$U = \sqrt{2 \cdot \frac{P_A - P_M}{\rho}}$$

avec P_A : pression mesurée en A
 P_M : pression mesurée en M
 ρ : masse volumique du fluide



Les dimensions de notre tube de Pitot sont:

$$D_{\text{ext}} = 12 \text{ mm}$$

$$D_{\text{int}} = 6 \text{ mm}$$

La prise de pression statique est distante de 36mm par rapport à la pression totale.
 Le diamètre d'orifice est égale à 2,5 mm

Annexe A11 Etalonnage du thermocouple

Le thermocouple dont nous disposons est un thermomètre NOVO 70001-70006 dont les caractéristiques sont les suivantes:

Domaine de mesure	de -55 à +180°C
Résolution	0.1°C
Précision -15 à +125°C	±0,2°C
-50 à -15 °C	±1,5% du domaine de mesure
+125°C à 180°C	±1% du domaine de mesure
Sonde	Silicium en acier V4A
	Diamètre: 3 mm
	Longueur: 120 mm

Pour les mesures expérimentales, la sonde est fixée à système de déplacement tridimensionnel.

La figure 11 représente la courbe d'étalonnage de ce thermomètre. Nous obtenons une droite dont l'équation est de la forme:

$$T_c = aT_T + b$$

Le thermomètre utilisé est à une précision de $\pm 0,1^\circ\text{C}$

Par régression linéaire, nous obtenons

$$a=0,9^\circ\text{C}$$

$$b=0,8^\circ\text{C}$$

L'erreur quadratique moyenne est $R^2 = 0,99$

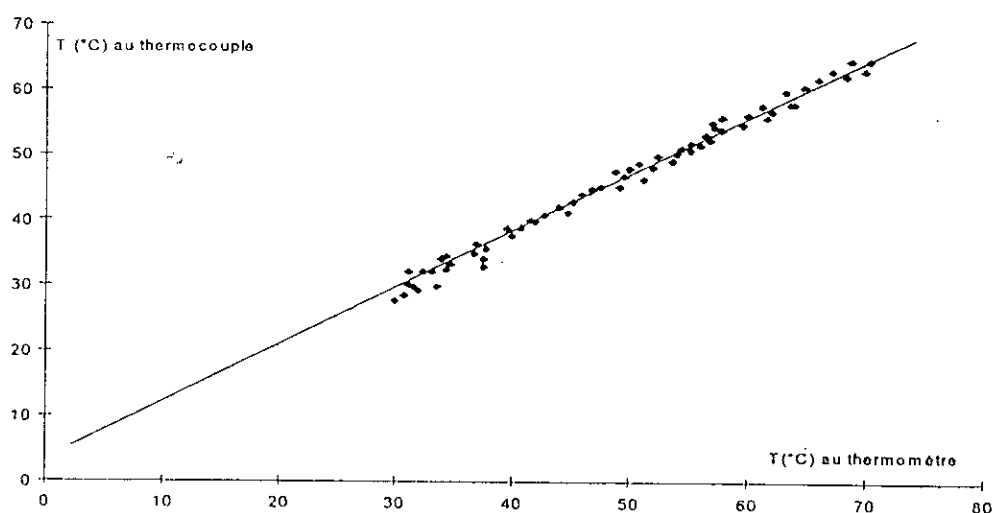


Figure 9 : Courbe d'étalonnage du thermocouple