

CHAMPS DE TEMPERATURE ET DE VITESSE AUTOUR D'UNE BILLE SPHERIQUE EN SUSPENSION DANS UN ECOULEMENT D'UN FLUIDE NEWTONIEN

A. My Mohamed, A. El Motassadeq, A. Hakim, N. Abdenouri

LP2M2E, Equipe d'Instrumentation, Métrologie et Procédés (IMP) FSTG Bv. Abdelkrim El khattabi, BP 549 Guéliz
4000 Marrakech Maroc.
n.abdenouri@ucam.ac.ma

RÉSUMÉ:

L'écoulement autour d'une particule est à la base de plusieurs procédés industriels. La maîtrise et la caractérisation d'un tel système passent actuellement à travers des relations empiriques valables dans des domaines très restreints. Dans ce travail, nous présentons le profil de vitesse, de pression et de température d'un écoulement d'argon autour d'une bille sphérique. Les résultats obtenus montrent que la vitesse atteint des valeurs importantes sur les côtés en bas de l'hémisphère d'au-dessus de la bille. Cette zone correspond aussi à la zone qui subit la pression la plus élevée de toute la surface de la bille. En bas et en haut de la bille, les pressions sont assez faibles et correspondent à des régions où l'interaction avec l'écoulement est plus faible.

NOMENCLATURE :

T : la température (K) ;	ε : le taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente
ρ : la densité (kg/m^3) ;	k : l'énergie cinétique de turbulence
C_p : la chaleur spécifique à pression constante (J/kg/K) ;	V : le volume d'un élément de contrôle
λ : la conductivité thermique (W/m/K).	Γ : le coefficient de diffusion
J_Q : le flux de chaleur (J/s) ;	Λ : la variable dépendante
τ : le tenseur de contrainte	Φ : Flux
μ : la viscosité dynamique pour les fluides newtoniens	U : composante de vitesse
μ_t : la viscosité dynamique turbulente	δV : la surface extérieure de l'élément de volume de contrôle
$\tilde{\nu}$: la viscosité cinématique turbulente modifiée	S_c : Le terme source.
τ : le temps (s)	S_p : la surface de la paroi.
ρ : la densité massique (Kg/m^3)	R_e : le nombre de Reynolds
U : le vecteur vitesse (composants : V_r, V_θ, V_z)	g : accélération de la pesanteur

1. INTRODUCTION

Les écoulements autour de particules sont souvent rencontrés dans le domaine des procédés industriels. Il s'agit généralement de réaction gaz-solide dans des réacteurs, tels que les lits fluidisés pour les traitements thermiques ou chimiques d'un milieu particulaire [1,2].

Cette configuration est celle rencontrée lors des traitements de particules sous un jet de fluide à haute pression. Plusieurs travaux ont été réalisés dans ce cas de figure [3], mais peu ont été consacrés à la partie simulation. Par contre, l'étude expérimentale a été largement traitée et pour plusieurs cas de figure. De ces travaux, ont été écoulées plusieurs relations empiriques valables dans des domaines d'application très restreintes. Dans ce travail, nous proposons d'étudier l'effet aérodynamique d'un fluide en écoulement autour d'une particule solide en lévitation et de déterminer les profils de températures autour de cette particule.

2. DESCRIPTION DU SYSTEME

Le système considéré est représenté par une particule sphérique soulevée par un écoulement à haut débit. L'écoulement provient d'une buse de faible section soumise à un haut débit d'un gaz chimiquement inerte (l'argon). L'écoulement est supposé, dans un premier temps, incompressible.

La bille est supposée au centre du jet et sans mouvement (dans le cas réel, la bille peut être animée d'un mouvement de rotation et légèrement décalée par rapport à l'axe principal du jet). La configuration prise en compte est représentée par le schéma 1.

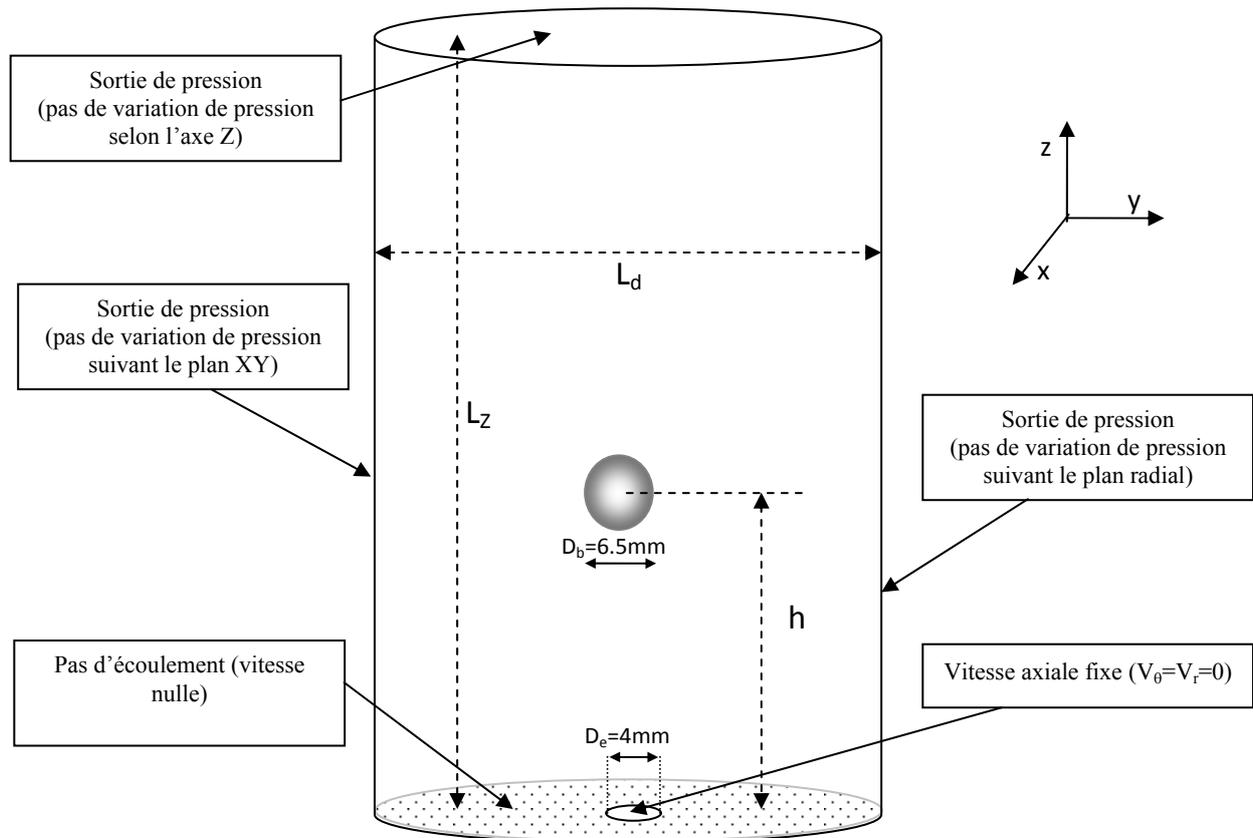


Figure 1 : Représentation du système avec les conditions aux limites considérées

3. FORMULATION DES EQUATIONS

Le système, précédemment décrit, est le siège du transfert de chaleur couplé au transfert de quantité de mouvement. Les écoulements laminaires sont gouvernés par les équations de Navier-Stokes qui sont des équations aux dérivées partielles non linéaires. Ils décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus.

Les équations qui décrivent ces transferts s'écrivent de la façon suivante :

équation de continuité :

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) \right) = 0 \quad (1)$$

équation de bilan de la quantité de mouvement (équation de Navier Stokes):

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (2)$$

équation de l'énergie :

$$\frac{\partial (k + \rho e)}{\partial t} = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{U} + \nabla \cdot (-p \mathbf{U} + \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{U} - \mathbf{j}_q) \quad \text{Avec : } \boldsymbol{\tau} = 2\mu \mathbf{D} \text{ et } \mathbf{D} = \frac{\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T}{2} \quad (3)$$

Dans la suite, nous considérons la symétrie de révolution pour écrire toutes les équations de l'écoulement. Aussi, négligeons-nous la dissipation visqueuse de l'énergie du gaz en mouvement.

Dans le cas de notre système et en régime permanent, ces équations s'écrivent comme suit :

- L'équation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \quad (4)$$

- Les équations de conservation de quantité de mouvement :
- Selon l'axe radial :

$$\rho \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right) + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] \quad (5)$$

- Selon l'axe axial :

$$\rho \left(v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] \quad (6)$$

- L'équation de la chaleur :

$$\rho C_p \left(v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = K - \frac{\partial p}{\partial r} + K \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = 0 \quad (7)$$

La turbulence est décrite par les équations de Navier-Stokes comme pour le régime laminaire. Sauf qu'un écoulement turbulent se manifeste par des fluctuations de petites échelles dans le temps. En général, on s'intéresse plutôt aux valeurs moyennes de la vitesse et de la pression. Une des méthodes, servant à éviter de résoudre directement les fluctuations turbulentes de petites échelles en calcul numérique, est la méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations). [1]

Pour cela, nous avons utilisé deux modèles de turbulence qui satisfont la méthode RANS:

- **le modèle k-ε [2]:**

La viscosité turbulente est donnée par la relation :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (8)$$

Où ε , taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente, est donné par :

$$\varepsilon = \mu \overline{\nabla u_i \cdot \nabla^2 u_i} \quad (9)$$

Les deux équations de fermeture s'écrivent :

$$\rho \left(\frac{\partial k}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) k \right) = \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + P + G - \rho \varepsilon \quad (10)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) \varepsilon \right) = \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) + C_{\varepsilon 1} (P + C_{\varepsilon 2} G) \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (11)$$

Avec : $P = \mu_t \text{tr}(\nabla u_i \cdot \nabla u_i + \nabla^2 u_i \cdot \nabla u_i)$ et $G = - \frac{\mu_t}{\sigma_T} \beta g_r \cdot \nabla T$

Les constantes, déterminées empiriquement, sont données dans le tableau suivant [1]:

Table 1 : valeurs des coefficients utilisés dans la méthode K-ε

C_v	C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	σ_t	$C_{\varepsilon 1} C_{\varepsilon 3}$
7.1	0.09	1.44	1.92	1	1.3	1	0.7

4. CONDITIONS AUX LIMITES (SCHEMA 1) :

Au niveau de la bille ($D_b=6.5\text{mm}$ de diamètre), nous avons considéré une paroi immobile où la vitesse de l'écoulement est nulle. Au niveau des entrées sorties de la zone d'étude, nous avons considéré le gradient de pression de l'écoulement nul.

L'entrée de la buse est représentée par un segment de diamètre 4mm où la vitesse de l'écoulement est de $V_0=700\text{m/s}$ avec une pression de $2.02650 \cdot 10^5 \text{ Pa}$.

Au niveau de la sortie, nous avons considéré que le gradient de la pression selon l'axe axial est nul. La température d'entrée de l'argon est $T=2000\text{K}$ ($\lambda_{\text{Argon}} = 0.0158 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$). Au niveau des parois et de la sortie de l'écoulement, nous supposons que le gradient de température est nul.

5. METHODE NUMÉRIQUE:

La résolution des équations est effectuée par la méthode de volume fini qui est une méthode adéquate aux problèmes de conservation. C'est une méthode généralement utilisée par de nombreux codes de calcul de mécanique des fluides (CFD)[4]. Dans cette étude, nous avons utilisé un code spécifique qui fut développé au laboratoire en utilisant la bibliothèque Harwell. L'espace à étudier est divisé en éléments de volumes à travers un maillage triangulaire non régulier (50 selon r et 120 selon z). Puis, les équations aux dérivées partielles sont intégrées dans chaque élément de volume de contrôle [5]. Chacun de ces derniers englobe un nœud dit "nœud principal". L'intégration des équations suivantes sur un volume de contrôle, volume V et la surface de frontière ∂V .

$$\iiint_V \nabla \cdot (\rho u \phi - \Gamma \nabla \phi) dV = \iint_{\partial V} (\rho u \phi - \Gamma \nabla \phi) \cdot n dS = \iiint_V (S_p \phi + S_c) dV \quad (12)$$

Avec : ϕ : la variable dépendante ; Γ : le coefficient de diffusion ; ρ : la densité volumique ;
 S_c : le terme source et S_p : la surface de la paroi

Cette équation est discrétisée sur le volume de contrôle pour chaque variable dépendante.

La discrétisation d'équation pour la pression P et la correction de pression P' peut être obtenue à partir de la combinaison des équations discrétisées de la conservation de masse et la quantité de mouvement[6].

L'algorithme SIMPLE est utilisé pour coupler la solution à ces équations.

6. RESULTATS ET DISCUSSIONS :

Dans cet article, nous nous contentons de présenter les résultats obtenus dans le cas de la simulation de l'écoulement turbulent avec la méthode K- ϵ en régime permanent.

Les lignes de courant et le champ de vitesses obtenus sont présentés sur les figures suivantes :

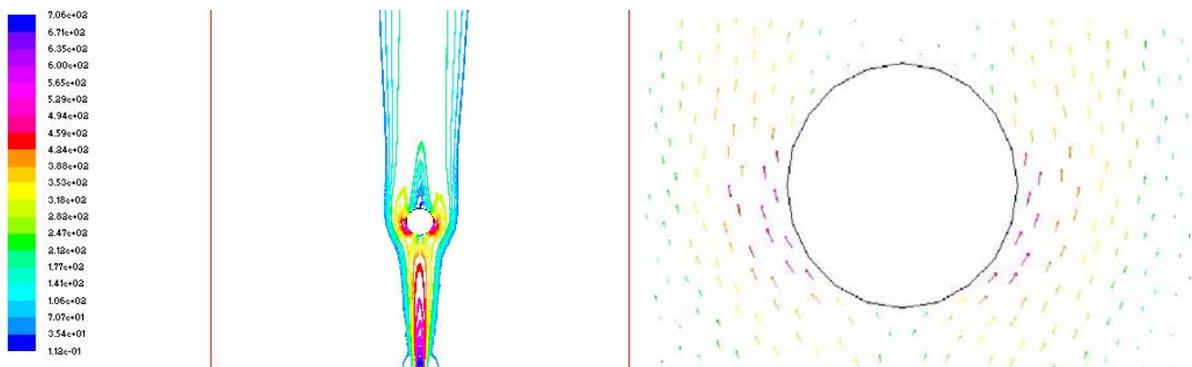


Figure 1 : Lignes de courant et champs de vitesse autour d'une bille en suspension

($T_e=2000K$ et $V_0=700m/s$)

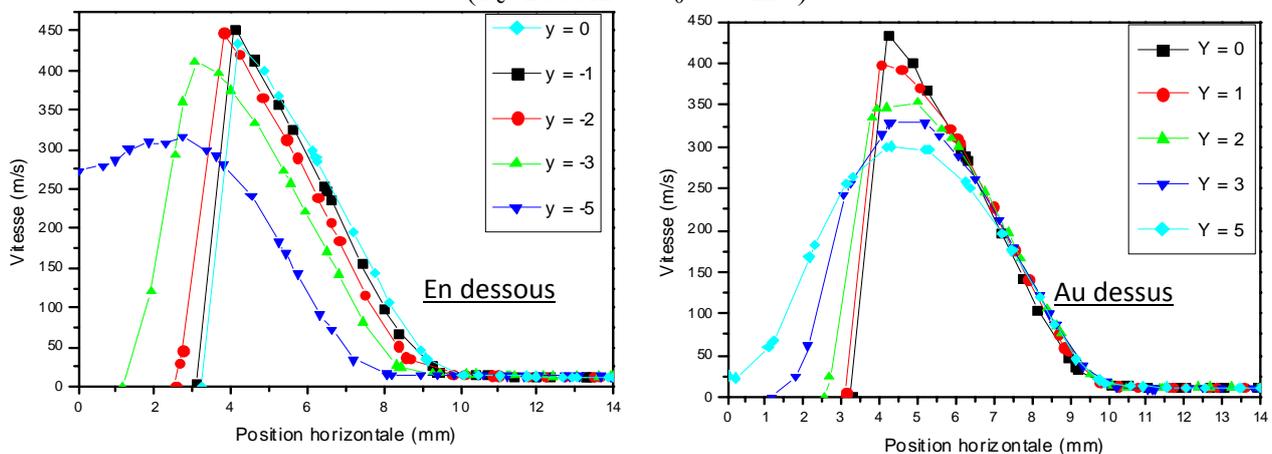


Figure 2 : Profils de vitesse pour plusieurs niveaux de y ($T_e=2000K$ et $V_0=700m/s$)

Le champ de vitesse obtenu montre que la vitesse de l'écoulement est importante de part et d'autre de la bille au niveau de l'hémisphère inférieure et atteint 450m/s. Ces zones correspondent alors à une forte attaque dans le cas d'un milieu réactif. En dessous de la bille, la vitesse atteint des valeurs plus faibles de l'ordre de 25 m/s de même pour la zone supérieure de la bille (figure 1).

La figure 2 montre que la couche limite est d'autant plus faible que l'on s'approche du plan central horizontal qui passe par le centre de la bille. Au dessus de la bille, la vitesse est très faible par rapport aux côtés [7].

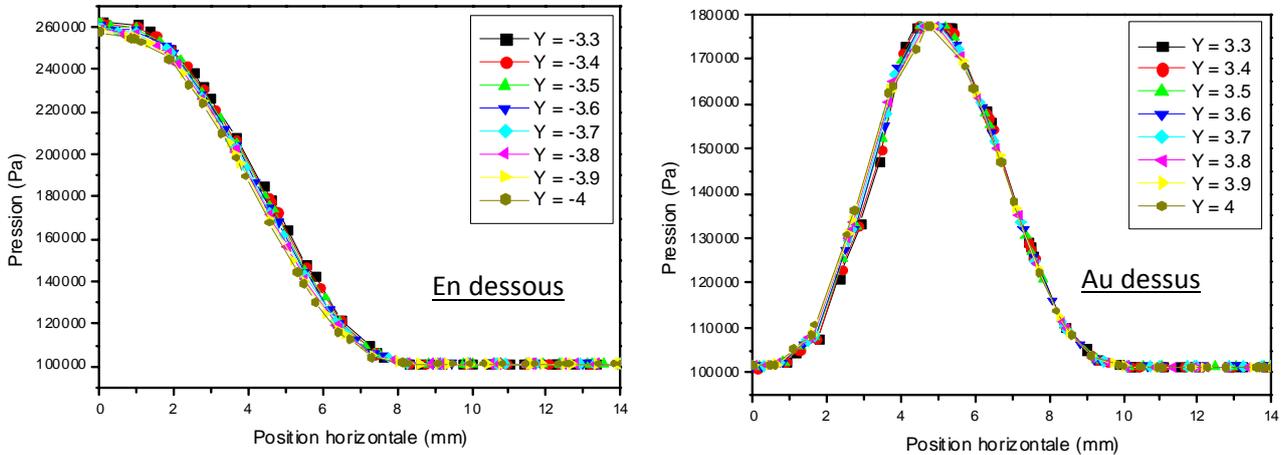


Figure 3 : Profils de pression en dessous et au-dessus de la bille pour plusieurs niveaux de y ($T_e=2000K$ et $V_0=700m/s$)

Sur la figure 4, nous avons reporté les valeurs des pressions pour plusieurs côtes selon y. Les courbes obtenues montrent que le profil de pression reste relativement le même qu'on passe d'un plan horizontal à un autre au-delà de la bille. Néanmoins, ces profils admettent des formes différentes selon qu'on se place audessus ou en dessous de la bille. En effet en bas de la bille et proche du point d'arrêt, la pression du fluide est importante et atteint plus de 2atm, alors que pour le point supérieur de la bille cette pression est voisine de 1atm. Les allures des courbes au dessus de la bille témoignent d'une dispersion de la pression, sur les côtés, dûs à l'impact de l'écoulement sur la bille. Cette dispersion est mise en évidence sur la figure 4 ou sont représentées les isobares autour de la bille en suspension.

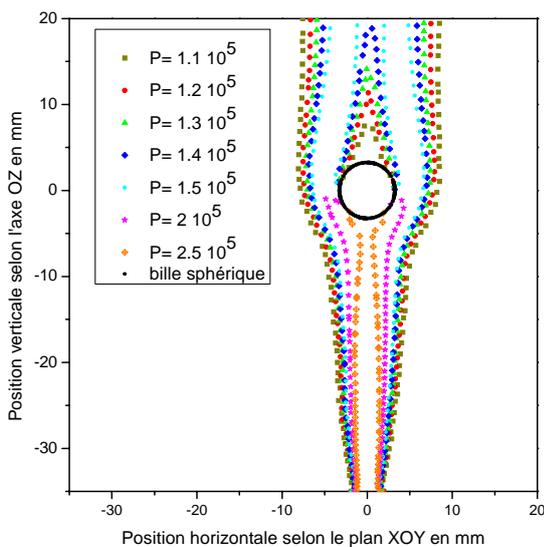


Figure 4 : Les isobares autour de la bille

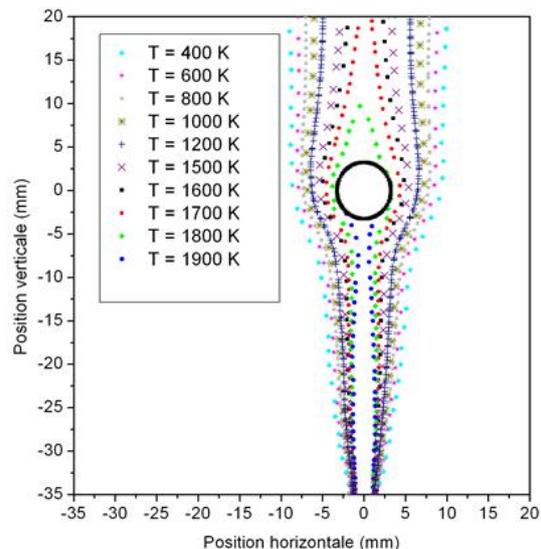


Figure 5 : Les isothermes autour de la bille ($T_e=2000K$ et $V_0=700m/s$)

Sur la figure 5, nous avons présenté les isothermes autour de la bille. Le transfert thermique suit l'écoulement du fluide et on se retrouve avec des températures élevées sur l'axe central vertical qui passe par le centre de la bille. Ces températures tendent à la baisse si on s'éloigne du centre et si on se déplace verticalement vers le haut, notamment au dessus de la bille. Les allures des courbes là aussi conservent le même profil au dessus de la bille comme le montre la figure 6.

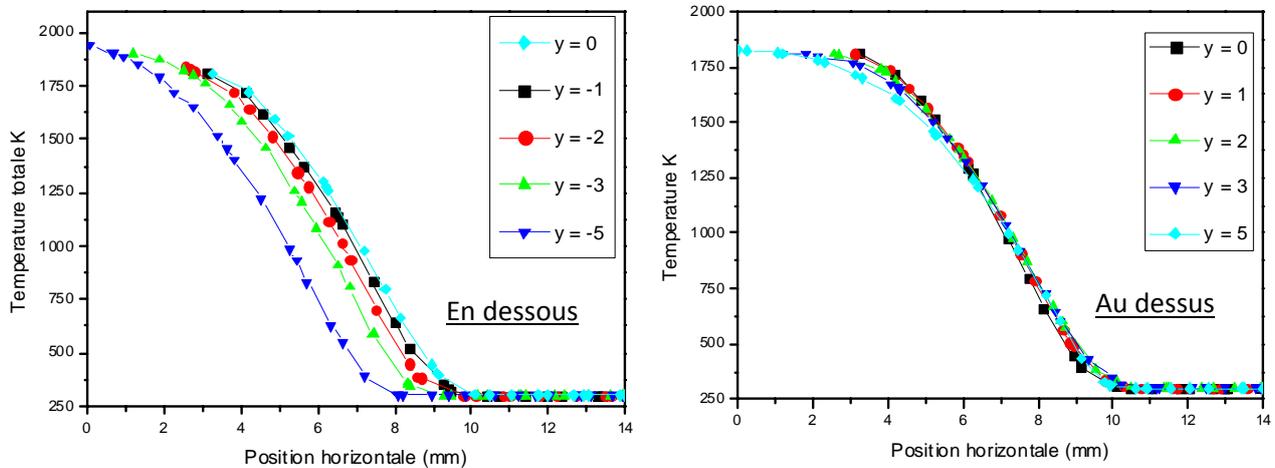


Figure 6 : Les profils de température en dessous et au-dessus de la bille dans l'espace

7. CONCLUSION

L'écoulement d'un fluide chaud autour de la particule en régime permanent montre que la vitesse de l'écoulement sur les bords de l'hémisphère inférieurs de la particule est importante et atteint 600m/s. Cette même zone connaît une couche limite très faible. C'est la zone la plus exposée à l'érosion ou aux réactifs susceptibles d'exister dans le fluide.

La pression en bas de la particule est très importante. Par contre elle atteint des valeurs très faibles au dessus de la particule. La température est élevée à la sortie de la buse, puis elle baisse au fur et à mesure qu'on se dirige vers le haut et qu'on s'éloigne de l'axe central vertical qui passe par le centre de la bille.

D'après ces résultats, il est nécessaire de reconsidérer le problème avec une bille à plusieurs degrés de liberté mécanique. L'objectif est de déterminer les mouvements de translation et de rotation que peut subir la bille sous l'effet de l'écoulement.

8. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] I.Pramparo, J. Pruvost, F. Stüber, J. Font, A.Fortuny, 2008, Mixing and hydrodynamics in investigation using CFD in a square-sectioned torus reactor in batch and continuous regimes, *Chemical Engineering Journal*, 137, 386-395
- [2] N.Kshore, R.P.Chhabra, V.Eswaran, 2007, Mass transfer from single fluid sphere to power-law liquids at moderate Reynolds numbers, *Chemical Engineering Science*, 62, 6040-6053
- [3] M.Announ, 1996, levitation aérodynamique de billes sur des jets de plasma d'argon aspects dynamiques et thermiques, thèse de l'Université Perpignan France
- [4] B.Lauder, and D. Spalding, 1974, The numerical computation of turbulent flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3, 269-289.
- [5] H. K. VERSTEEG and W. MALALASEKERA. (1995). Introduction To Computational Fluid Dynamics The Finite Volume Method. Longman Group Ltd, London.
- [6] P.R. Spalart, S.R. Allmaras, 1992, A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. AIAA-Paper 92-0439, 30th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, USA,
- [7] M.Yataghene, J. Pruvost, F. Fayolle, J. Legrand, 2008, CFD analysis of the flow pattern and local shear rate in a scraped surface heat exchanger, *Chemical Engineering and Processing*, 47, 1550-1561