

Influence de l'angle d'inclinaison de deux jets inclinés sur leur évolution au sein d'un écoulement transversal

Amina RADHOUANE^{1*}, Nejla MAHJOUR SAÏD¹, Hatem MHIRI¹, George LEPALEC², Philippe BOURNOT²

¹Unité de Thermique et Thermodynamique des Procédés Industriels, Ecole Nationale d'ingénieurs de Monastir, Route de Ouardanine, 5000 Monastir - Tunisie.

²Institut de Mécanique de Marseille, 60 rue Juliot Curie Technopôle de Château-Gombert 13453 Marseille Cedex 13 - France.

* (auteur correspondant: radhouane_amina@yahoo.fr)

Résumé - Une configuration à doubles jets placés en tandem et alignés longitudinalement dans le sens d'un écoulement transversal est considérée numériquement. Les buses d'injection sont identiques, de formes elliptiques, inclinées d'un angle initial de 60° et espacées de trois diamètres ; le centre de la première buse étant placé à l'origine du système de coordonnées. Notre étude consistera en la résolution des équations de Navier-Stokes dont la fermeture est assurée par le modèle turbulent de second ordre RSM. Un maillage non uniforme resserré près des buses est par la suite appliqué. Les calculs validés par des résultats expérimentaux serviront à mettre en exergue l'influence de l'angle d'injection initial sur l'influence dynamique et thermique des jets sur eux mêmes et sur l'écoulement environnant.

Nomenclature:

g	force de gravité	m/s^2	x_i	coordonnées dans la direction i	m
d	diamètre de la buse	m	μ	viscosité cinétique	kg/ms
α	inclinaison des buses	$^\circ$	f	fraction massique	
D	distance inter-buses	m	R	rapport d'injection	
\tilde{u}_i	vitesse selon la direction i	m/s			

1. Introduction

Le champ d'interaction entre les jets turbulents émis dans un écoulement transverse est un problème qui suscite un intérêt majeur et croissant dans le domaine de l'ingénierie et plus particulièrement dans les applications industrielles. Dans le domaine de la pollution atmosphérique, la dispersion des fumées de cheminées à travers l'air ambiant est un sujet d'actualité très alarmant puisqu'il doit répondre à nombres de contraintes imposées par les agences de régulations appropriées et qui ne sont cependant pas toujours respectées. Les applications industrielles incluent également et entre autres, les jets refroidissant des aubes des turbines à gaz, les jets de propulsion dans les avions VSTOL, les gaz d'injection dans les chambres de combustion et autres chambres de mélange dans les industries de procédés chimiques, etc... Une meilleure connaissance du processus de mélange des jets dans un écoulement transverse faciliterait la conception des procédés de mélange et validerait les modèles numériques de tels systèmes d'écoulement.

Dans la littérature, les travaux concernent plutôt les configurations à jet unique ou à jets multiples ; tous émis dans un écoulement transversal. Cependant un intérêt nouveau et croissant ne cesse de considérer la configuration intermédiaire où il est question de traiter deux jets qui peuvent être soit alignés dans le sens de l'écoulement principal, soit côte à côte

soit enfin opposés. Les premiers à s'être intéressés à ce type de problèmes sont Ziegler et Wooler [1] qui sont considérés comme des pionniers dans le domaine en ayant considéré assez tôt des jets doubles alignés selon (tandem) ou normalement à l'écoulement transverse (côte à côte). Pour ce faire, un modèle physique a été adopté. Dans le cas des jets alignés, le modèle a été développé en supposant que le jet amont abrite complètement le jet aval de l'écoulement transverse. La déflexion des jets résulte à la fois de l'entraînement de l'écoulement environnant et des forces de pression agissant sur la couche limite de chacun des jets. Les différents calculs montrent que le jet amont est peu affecté par la présence du second jet et que ce dernier accuse une réduction au niveau de la vitesse transverse et de la pression dynamique à cause de la présence du premier jet. Il a finalement été montré que les lignes centrales des jets tout comme les pressions statiques prélevées à différentes sections du jet sont en bon accord avec les valeurs testées pour un jet double émis normalement et suivant 60° par rapport à l'écoulement transverse. Schwendemann [2] a pour sa part, considéré l'évolution de jets placés en tandem, droits et inclinés par rapport à un écoulement transversal dans lequel ils sont injectés ainsi que celle de jets émis normalement et disposés en côte à côte par rapport à l'écoulement principal.

Certains auteurs se sont focalisés exclusivement sur les jets alignés selon l'écoulement principal. Un des premiers travaux dans ce contexte est celui de Makihata and Miyai [3] qui a proposé des expérimentations et des prédictions théoriques des trajectoires d'un jet double et d'un autre simple, flottables puis non flottables, émergeant dans un écoulement transverse. Les calculs théoriques sont élaborés au moyen de la méthode des différences finies appliquée aux équations intégrales de la quantité de mouvement et à la loi de sa conservation. La confrontation entre les résultats qui découlent du modèle théorique et des données expérimentales présente un accord satisfaisant. Dans le cas des jets doubles, les buses ont été alignées en tandem, selon un angle de 45° et à un rapport S/D_0 (espace entre les buses par diamètre des deux jets) égal à 0.8. La cartographie du module de vitesse dans ce cas de figure a mis en évidence une transition claire des contours de la forme circulaire à la forme en reins en avançant dans le sens de l'écoulement environnant.

Le travail de Disimile et al. [4] où il a été question de l'interaction entre deux jets circulaires émergents à travers un écoulement transverse a également contenu une comparaison vis-à-vis du comportement d'un jet unique soumis aux mêmes conditions (injection dans un écoulement externe). Les expérimentations qui y ont été menées ont permis de cerner le développement des jets en fonction de leurs paramètres géométriques et plus particulièrement de la distance séparant les buses d'injection et du rapport d'injection suivis par vidéos numérisées. L'évaluation quantitative a conduit à la détermination de la pénétration moyenne et d'une fonction intermittente qui ont permis de conclure quant à la similitude des caractéristiques des jets doubles et celles d'un jet unique.

Ibrahim et Gutmark [5] ont examiné au moyen de la PIV l'impact du rapport d'injection sur la dynamique d'un jet unique et d'un jet double émergeant dans un écoulement transverse. Les rapports testés pour le jet unique sont 3.2, 4.8 et 8, alors que pour la configuration double, une seule valeur (3) a été adoptée. Les caractéristiques étudiées incluent la trajectoire et la pénétration des jets, la déflexion de la trajectoire, le transfert de masse qui lui est relatif, l'expansion supérieure et inférieure des jets, ainsi que la taille, l'endroit et l'amplitude de la zone de recirculation de flux. L'analyse de l'énergie cinétique turbulente effectuée pour la configuration double a montré que le comportement dans ce cas est semblable à celui d'un jet unique à fort rapport d'injection.

Le dernier travail en date de ce type de configuration a été conduit par Kolar et al. [6] et a examiné le champ dynamique se basant sur des techniques de décomposition cinématique. Ceci a conduit à de nouveaux résultats traitant du mélange et de la dispersion de deux jets flottables disposés selon différents arrangements. La configuration traitée consiste en deux

buses identiques soumises aux mêmes conditions d'injection ; les jets sont émis à même la plaque d'injection et normalement à l'écoulement transversal. Le papier discute essentiellement du problème d'interaction et de mélange entre deux jets adjacents flottables ou pas gouvernés par des structures tourbillonnaires de grande échelle et un arrière plan turbulent. Des similarités et des différences sont relevées entre les structures tourbillonnaires dominantes de l'écoulement moyen, la vorticité et la circulation associées aux trois types d'arrangements consid er s (tandem, côte à côte et arrangement oblique) ; une comparaison avec le cas d'un jet unique est également effectuée. Enfin, les concentrations prélevées au niveau du panache des deux jets élevés ont permis de discuter quelques aspects de leur dispersion.

Notre travail va traiter de deux jets alignés dans le sens de l'écoulement transversal où ils sont injectés. Notre souci majeur sera d'évaluer l'influence de l'inclinaison de l'injection et ce en testant différents angles par rapport à l'écoulement principal pour ensuite suivre l'évolution des diverses caractéristiques dynamiques (les différentes composantes de la vitesse, vorticité, turbulence, etc...) et thermique (la température) de l'écoulement résultant.

2. Mise en équations

Les deux jets traités dans notre configuration sont émis à partir de buses circulaires de diamètre d , affleurantes au niveau de la plaque d'injection résultant ainsi en deux jets elliptiques de petit diamètre d et de grand diamètre $d/\sin\alpha$; α étant l'angle d'inclinaison par rapport à l'écoulement transverse (figure 1) et initialement égal à 60° . Les deux jets sont émis à une vitesse V_0 et contiennent de l'air et un mélange de gaz chimiquement inerte (fumée)   la température T_0 ; l'écoulement environnant est de l'air à la température T_∞ émis à une vitesse uniforme U_∞ . L'écoulement résultant est considéré tridimensionnel, turbulent et stationnaire en moyenne. Il répond ainsi aux équations de Navier Stokes qui, discrétisées avec la décomposition de Favre s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right) + (\bar{\rho}_\infty - \bar{\rho})g\delta_{ij} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial\tilde{T}}{\partial x_j} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{f})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial\tilde{f}}{\partial x_j} \right] \quad (4)$$

L'introduction des grandeurs fluctuantes rend ce système ouvert. Nous avons adopté pour sa fermeture le modèle turbulent de second ordre RSM. Son introduction mène à la résolution de l'équation suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho}\tilde{u}_k \overline{u_i u_j})}_{C_{ij}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j})}_{D_{ij}^L} - \underbrace{\bar{\rho} \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_k} \right]}_{P_{ij}} + D_{ij}^T + G_{ij} + \phi_{ij} + \varepsilon_{ij} \quad (5)$$

C_{ij} étant le terme convectif et respectivement D_{ij}^L le terme de diffusion moléculaire, P_{ij} le terme de production d  aux gradients moyens, D_{ij}^T le terme de diffusion turbulente, G_{ij} le terme de production d  à la flottabilité, ϕ_{ij} le terme de corrélation pression - déformation et ε_{ij} le terme de dissipation.

Les équations de l'énergie cinétique turbulente (k) et celle de son taux de dissipations (ε) associées au modèle de fermeture s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} (P_{ii} + G_{ii}) - \bar{\rho} \varepsilon \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{1}{2} (P_{ii} + C_{\varepsilon 3} G_{ii}) \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (6)$$

Pour compléter le problème, outre les systèmes d'équations cités ci-dessus, il faut tenir compte des conditions aux limites récapitulées dans le tableau suivant (tableau1):

Buses d'injection	$u=v_0 \cos 60^\circ, v=v_0 \sin 60^\circ$ $T_0=403.15^\circ\text{K}$	$k=10^{-3}v_0^2$ $\varepsilon=k^{3/2}/0.5d$
Ecoulement transverse	$u=u_\infty, v=0$ $T_\infty=303.15\text{K}$	$k=\varepsilon=0$
Composition de la fumée	$\text{N}_2:76.9\%, \text{CO}_2:20.9\%, \text{O}_2:1.8\%, \text{SO}_2:0.4\%$	

Tableau 1: *Conditions aux limites*

3. Résolution numérique

La résolution des équations moyennées de Navier Stokes décrites ci-dessus est effectuée au moyen de la méthode aux volumes finis. Un maillage non uniforme est appliqué à la totalité du domaine et est particulièrement resserré près des buses, là où ont lieu les principales interactions entre les jets et entre les jets et l'écoulement externe. Le système d'équations discrétisées est résolu par la méthode itérative de Gauss-Seidel.

4. Résultats et discussion

Une validation des calculs effectués numériquement s'impose pour pouvoir poursuivre notre travail. Pour ce faire, nous allons confronter les résultats relatifs à la configuration initiale suivante (fig.1) : les deux jets sont inclinés de 60° , sont séparés d'une distance $D = 3d$, les jets et l'écoulement transverse contiennent de l'air à la même température et le rapport entre la vitesse d'injection par rapport à celle de l'écoulement transverse est égal à $R = 1.29$. Les dimensions du domaine de calcul ont été choisies suite à plusieurs essais afin que les frontières du domaine ne perturbent pas l'écoulement.

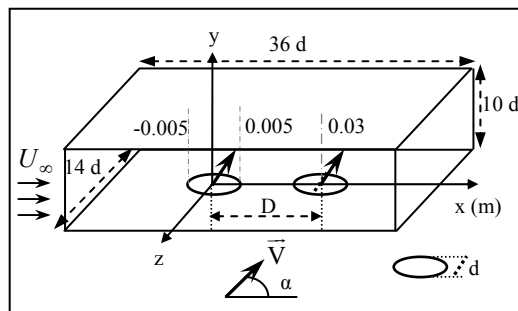


Figure 1: *Configuration initiale des jets dans le domaine de calcul*

La confrontation des résultats numériques avec les données expérimentales donne une concordance satisfaisante pour la composante longitudinale (fig.2-a). Pour la composante verticale, il existe un faible écart (fig.2-b) ; et nous pouvons même le supposer très réduit vu la faiblesse de tout l'intervalle de variation de cette composante par rapport à celui de la composante U .

Maintenant que nous avons validé notre modèle numérique, nous allons passer à l'étude dynamique et thermique de l'écoulement résultant de l'interaction des différents types d'écoulements mis en jeu. Pour ce faire, nous allons considérer deux jets de profil dynamique uniforme à l'entrée. Le rapport de vitesse sera $R=2$ et l'angle d'inclinaison variera entre 30° , 45° , 60° et 90° .

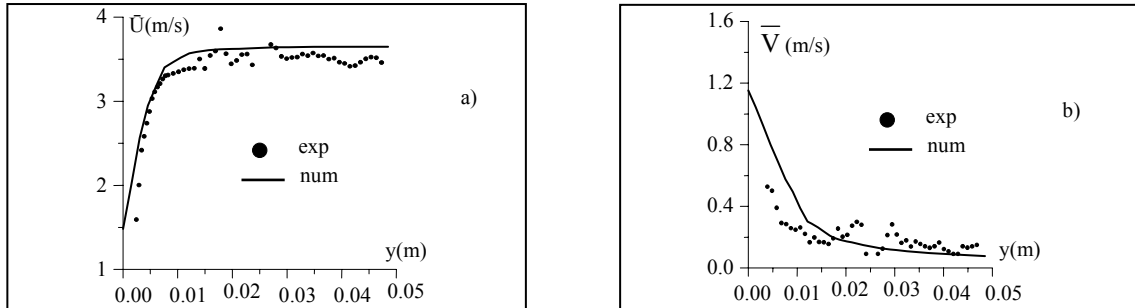


Figure 2 : Validation des calculs numériques par confrontation des composantes de la vitesse

Cette variation apparaît sur la figure 3, où nous avons représenté la température pour les différentes inclinaisons testées et au niveau des différentes zones caractéristiques du domaine de calcul. Ainsi, au niveau de la première buse (fig 3-a), nous voyons que plus l'inclinaison initiale croît, plus la décroissance de la température a lieu progressivement. En effet, pour le premier cas d'inclinaison (30°), les jets fuient très peu la plaque d'injection dans le sens des y croissants et sont plutôt dirigés selon la direction de l'écoulement transversal. De ce fait si nous partons de la plaque d'injection, nous sortons presque immédiatement du corps du premier jet et donc de la zone de forte température. Lorsque l'inclinaison s'accroît, les jets sont redressés et en suivant le même chemin que précédemment, nous demeurons plus longtemps au sein du panache du jet amont d'où l'atténuation de la vitesse de déclinaison de la température. Loin en aval, tous les profils se rejoignent à la même température finale : elle correspond à celle de l'écoulement transverse resté en dehors de la zone d'interaction.

Entre les buses (fig.3-b), nous notons la présence d'un pic de température dans tous les cas d'injection bien que son intensité décroît à mesure que l'inclinaison initiale s'accroît, que la zone délimitée par son profil s'élargit et que la valeur initiale de la température décroît.

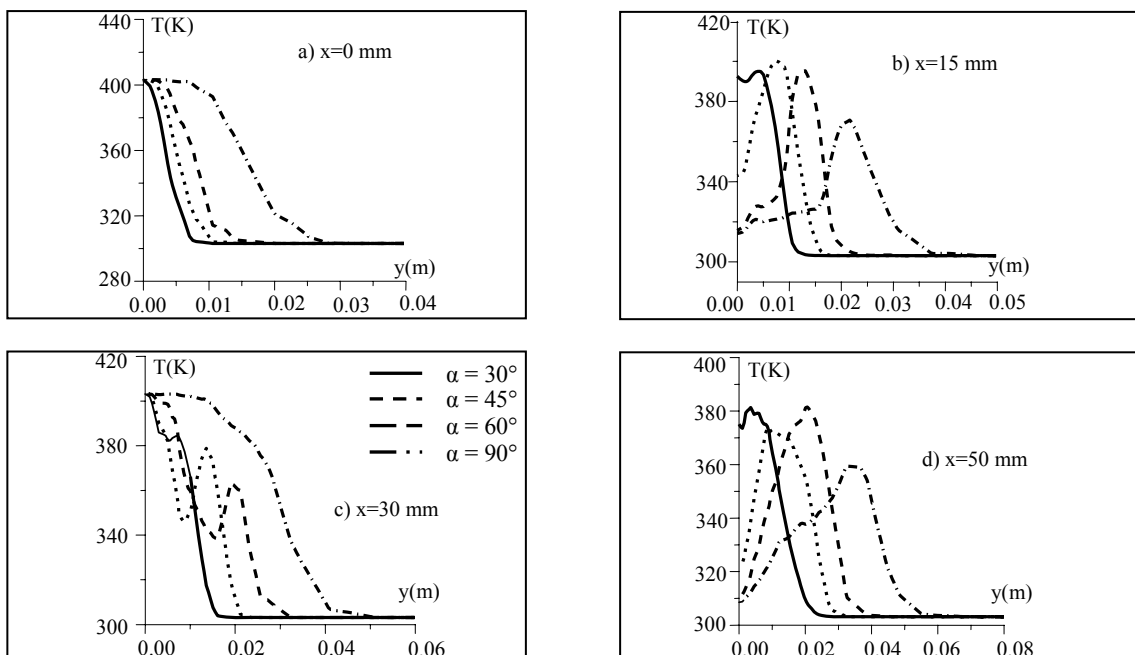


Figure 3 : Variation verticale de la Température pour différentes inclinaisons initiales en différentes positions longitudinales ($x=cte$) du domaine et sur le plan $z=0$

En effet, l'augmentation de l'angle d'inclinaison des jets et donc leur redressement retarde la dispersion de l'intensité de leurs caractéristiques, dont la température. Ce retardement engendre un temps de dispersion plus lent manifesté par un élargissement de la zone délimitée par le profil de la température. La décroissance des pics résulte aussi de ce redressement puisque les jets perdent un peu de leur envergure avant d'être redirigés par l'écoulement externe. Ce même processus est aussi responsable de la réduction de la valeur initiale de la température. Lorsque nous parvenons à la seconde buse (fig.4-c), deux pics apparaissent et deviennent de plus en plus distincts à mesure que l'inclinaison des jets augmente. En effet, pour le plus faible angle considéré (30°), les jets restent confinés près de la plaque d'injection et gardent leur intensité quasi inchangée. Ainsi les pics signalés sont relatifs au passage à travers les panaches respectifs des jets dans le sens des y croissants. Plus les jets sont redressés, plus le panache du jet amont se disperse plus en profondeur (selon y) avant de parvenir à la seconde buse, d'où la faiblesse du second pic qui lui est relatif. Nous notons également une homogénéisation plus lente de la température du domaine vu l'élévation plus prononcée des jets et donc leur dispersion plus large dans le sens des y croissants. Lorsque l'inclinaison est maximale (90°), nous n'arrivons même plus à distinguer les deux pics : le jet amont a rejoint celui qui le précède et ils ne forment plus qu'un seul plus large dont la traversée dure plus longtemps vers l'écoulement transverse de température uniforme (T_∞). Enfin et en aval des deux buses d'injection, nous retrouvons le même comportement relevé entre les deux buses ; sauf que cette fois-ci, l'intensité des pics est atténuée et la température uniforme est atteinte plus tard que partout ailleurs dans le domaine : ceci est dû à l'étalement maximal du panache résultant de la combinaison de ceux relatifs aux deux jets.

5. Conclusion

Nous venons de considérer un double jet orienté en tandem et émergeant au sein d'un écoulement transversal de température plus faible. Nous venons de montrer à travers notre étude numérique que le facteur d'inclinaison initiale des jets peut influencer considérablement lors de la réorientation des jets. Ainsi, dans le cas d'un refroidissement/chauffage d'une plaque, il serait judicieux d'envoyer les jets vers la zone à traiter. Nous avons également montré qu'une inclinaison maximale des jets favorise leur combinaison en aval des deux buses pour ne plus former qu'un seul et unique jet de dimensions plus importantes bien que de plus faible intensité de température ; c'est le cas pour toutes les autres grandeurs de l'écoulement résultant puisqu'elles suivent le même processus d'évolution.

Références

- [1] H. Ziegler, P.T. Wooler, "Multiple Jets Exhausted into a Crossflow", *J. Aircraft*, Vol. 8, No. 6, May 1970, pp. 414-420.
- [2] M.F. Schwendemann, "A Wind Tunnel Investigation of Stratified Jets and Closely Spaced Jets Exhausting into a Cross Flow", Northrop Aircraft Division, Hawthorne, CA, Rept. NOR 73-98, May 1973.
- [3] T. Makihata, and Y. Miyai, "Trajectories of Single and Double Jets Injected Into a Crossflow of Arbitrary Velocity Distribution", *J. Fluids Eng.*, Vol. 101, June 1979, pp. 217-223
- [4] P.J. Disimile, R.G. Dimicco, N. Toy, E. Savory, "The development of twin-jets issuing into a crossflow", Symposium on Turbulence, 12th, Rolla, MO, Sept. 24-26 (1990), Preprints (A91-54251 23-34). *Rolla, MO, University of Missouri-Rolla*
- [5] I.M. Ibrahim, E.J. Gutmark, "Dynamics of single and twin circular jets in crossflow". *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 9 - 12 January 2006.
- [6] V. Kolar, E. Savory, "Dominant flow features of twin jets and plumes in crossflow", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95, 1199-1215 (2007)