

# Transfert de chaleur entre deux jets inclinés à hauteur variable et un écoulement transversal

Amina RADHOUANE<sup>1\*</sup>, Nejla MAHJOUB SAÏD<sup>1</sup>, Hatem MHIRI<sup>1</sup>, George LE PALEC<sup>2</sup>, Philippe BOURNOT<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>IUSTI, UMR 6595, Technopôle Château-Gombert 5 rue Enrico Fermi, 13013 Marseille, Cedex 20, France

\* (auteur correspondant: radhouane\_amina@yahoo.fr)

**Résumé** – Deux jets elliptiques répondant aux mêmes conditions géométriques, dynamiques et thermiques sont alignés et inclinés de 60° par rapport à un écoulement transversal d'air. Cette configuration est couramment utilisée dans les chambres de combustion atteignant de fortes températures. Elle modélise également les sites industriels à cheminées multiples ou encore les bateaux à plus d'une cheminée. Nous proposons dans le présent travail d'évaluer l'effet de la variation de la hauteur d'éjection des fumées sur le transfert thermique résultant de leur interaction avec le milieu environnant. À l'échelle réelle, ce voisinage correspondrait aux parois des chambres de combustion, aux zones urbaines environnantes des cheminées industrielles ou aux personnes à bord des navires. Une optimisation de la hauteur d'injection s'avère ainsi nécessaire et primordiale en vue de mieux gérer les transferts de chaleur générés dans ces zones.

## Nomenclature:

$C_p$	Chaleur massique	$Jkg^{-1}K^{-1}$	$\overline{u_i u_j}$	Tension de Reynolds	$m^2 s^{-2}$
$D$	distance inter-buses	$m$	$x_i$	coordonnées dans la direction i	$m$
$G_k$	Terme de production due à la flottabilité	$kgm^{-1} s^{-3}$	$\alpha$	inclinaison des buses	$^\circ$
$P_k$	Production due aux gradients moyens	$kgm^{-1} s^{-3}$	$\mu$	Viscosité dynamique	$kgm^{-1} s^{-1}$
$T$	température	$K$	$\mu_t$	Viscosité turbulente	$kgm^{-1} s^{-1}$
$R$	rapport entre la vitesse des jets celle de l'écoulement transversal	-	$\rho$	densité	$kg/m^3$
$U_\infty$	Vitesse de l'écoulement transversal	$ms^{-1}$	<b>Indice</b>		
$V_0$	Vitesse d'injection	$ms^{-1}$	$\infty$	Conditions de l'écoulement transversal	-
$d$	Petit diamètre de la buse	$m$	0	Conditions des jets à la sortie des buses	-
$f$	fraction massique	-	<b>Exposants</b>		
$g$	force de gravité	$ms^{-2}$	-	Moyenne de Reynolds	-
$h$	hauteur des buses d'injection	$m$	$\sim$	Moyenne de Favre	-
$k$	Energie cinétique	$m^2 s^{-2}$			
$\tilde{u}_i$	vitesse selon la direction i	$ms^{-1}$			

## 1. Introduction

Les jets doubles dans un écoulement transversal sont couramment utilisés dans l'industrie comme dans le domaine académique. On les retrouve dans les émissions des fumées à travers les cheminées industrielles, l'injection de carburant au sein des chambres de combustion, le refroidissement par film des aubes des turbines à gaz, le déversement des eaux usées dans les mers, etc. L'intérêt de ces applications est généralement d'atteindre une efficacité dynamique

(du mélange) et/ou thermique (transfert de chaleur) optimale en vue de promouvoir l'efficacité globale des applications. Un tel objectif est atteint en prêtant une attention particulière aux forces et aux températures appliquées aux parois dans le cas des domaines fermés (chambres de combustion, turbines à gaz, etc.) ou sur le voisinage immédiat dans le cas de domaines ouverts (cheminées dans l'air, conduites déversant dans les mers, etc.). Une des alternatives pour réaliser cet objectif consiste à varier les paramètres affectant le champ résultant tels que l'inclinaison des buses d'injection, leur espacement, leur élévation, la variation de leur nombre, la disposition des jets par rapport à l'écoulement transversal, etc.

Dans la littérature, peu d'attention a été dédié au facteur « élévation des jets » dans une configuration à double jets au sein d'un écoulement transversal. Anfossi et al. [1] font partie des pionniers dans le domaine. Dans ce travail, les cheminées à hauteur variable y ont été considérées en tandem et un nouveau modèle « virtuel » a été conçu afin d'estimer la hauteur maximale du panache résultant. La validation a été basée sur deux modèles numériques, le modèle de Briggs [2] et le modèle empirique de Montgomery et al. [3], et des expérimentales sur des cheminées à hauteur variable. Le modèle conçu par Gangoiti et al. [4], dans le cadre d'un projet Européen RECAPMA (REgional Cycles of Air Pollution in the Mediterranean Area), a permis de traiter des profils atmosphériques plus complexes au sein d'une configuration à jets élevés doubles et alignés. Ces profils atmosphériques prennent en compte les cisaillements du vent ainsi que la stratification thermique grâce à une intégration des équations de conservation le long de la trajectoire du panache contenant un mélange de gaz de combustion secs, de l'air sec, de la vapeur d'eau et de l'eau liquide. Le modèle reproduit assez bien les expérimentations grâce à son aptitude à considérer la totalité des conditions réelles, estimant ainsi l'étendue des fumées rejetées même loin en aval.

D'autres travaux ont considéré les doubles jets mais sous d'autres arrangements, et ce en côte à côte (Bunsirisert et al. [5]) ou décalés (Macdonald et al. [6]) par rapport à l'écoulement transversal (figure 1).

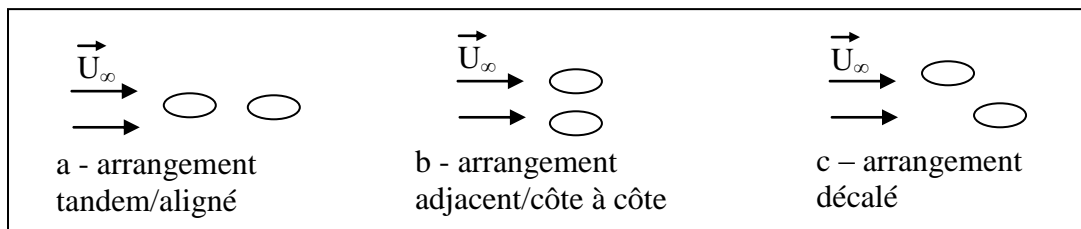


Figure 1. Différents arrangements de la configuration de doubles jets dans un écoulement transversal

Peu de travaux ont donc été exclusivement dédiés au traitement des jets doubles élevés dans un écoulement transversal. D'autres travaux traitant des jets élevés sont disponibles dans la littérature mais se rapportent plutôt aux jets uniques et/ou à plusieurs rangées de jets. Nous proposons dans le présent travail, d'explorer l'apport de l'élévation de deux jets alignés, inclinés et à hauteur variable dans un écoulement transversal d'air de moindre température sur le transfert thermique généré.

## 2. Mise en équations

La configuration traitée dans ce travail consiste en deux jets alignés, inclinés à  $60^\circ$  (placés à trois diamètres et émettant de la fumée non réactive (inerte) à la vitesse  $V_0$  et la température  $T_0$  dans un écoulement l'écoulement transversal à la vitesse uniforme  $U_\infty$  et la température  $T_\infty$ . Les buses d'injection sont en fait obtenues par inclinaison de deux cylindres de diamètre  $d$  qui sont par la suite rasés à différentes hauteurs du sol. Les deux sections obtenues sont elliptiques de petit diamètre  $d$  et de grand diamètre  $d/\sin\alpha$ . Les conditions relatives aux jets

sont directement appliquées sur ces sections de sorties puisque dans le présent travail, nous nous intéressons plutôt à ce qui se passe après l'éjection et non avant.

Pour les besoins de la validation du modèle numérique, des expérimentations largement décrites dans [7] ont été conduites sous le cas isotherme et avec des écoulements d'air dans l'air sous un rapport d'injection (entre la vitesse des jets et celle de l'écoulement principal) équivalent à  $R=1.29$ . Comme schématisé sur Fig.2, les buses sont placées telles que le centre de la buse amont coïncide avec l'origine du système de coordonnées cartésiennes.

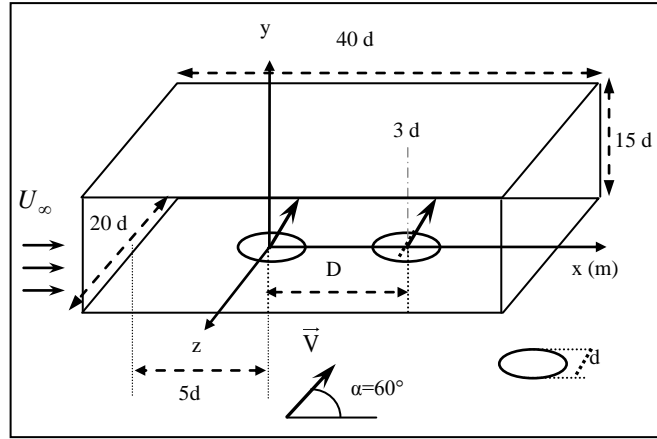


Figure 2: Disposition des jets au sein du domaine de calcul

Pour les besoins de la simulation du problème au moyen des équations de Navier Stokes, nous avons supposé l'écoulement tridimensionnel, turbulent et stationnaire en moyenne. Discrétisées avec la décomposition de Favre, les lois de conservation s'écrivent comme suit:

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

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

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

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

L'introduction des grandeurs fluctuantes rend ce système ouvert. Nous avons adopté pour sa fermeture le modèle turbulent de second ordre RSM (Reynolds Stress Model) dont l'efficacité par rapport au modèle simple  $k-\epsilon$  standard a été démontrée dans un précédent travail [7]. L'introduction de ce modèle mène à la résolution de l'équation suivante :

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

où  $C_{ij}$  est le terme convectif et respectivement  $D_{ij}^L$  le terme de diffusion moléculaire,  $P_{ij}$  le terme de production dû aux gradients moyens,  $D_{ij}^T$  le terme de diffusion turbulente,  $G_{ij}$  le terme de production dû à la flottabilité,  $\phi_{ij}$  le terme de corrélation pression - déformation et  $\varepsilon_{ij}$  le taux de dissipation. Les équations de l'énergie cinétique turbulente ( $k$ ) et celle de son taux de dissipations ( $\varepsilon$ ) associées au modèle de fermeture s'écrivent comme suit :

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

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

L'ensemble des constantes introduites ainsi qu'une description plus extensive du traitement numérique est disponible dans le travail de Mahjoub et al. [8]

Les équations moyennées décrites ci-dessus sont discrétisés puis résolues par la méthode itérative de Gauss-Seidel ainsi que par la méthode aux volumes finis. Un maillage non uniforme est appliqué à la totalité du domaine. Il est particulièrement resserré près des buses, lieu des interactions les plus intenses entre les jets d'une part, les jets et l'écoulement transversal d'une autre part et enfin entre les différents écoulements et les parois des buses.

Après validation (largement décrite dans [7]), le modèle a été généralisé par injection d'une fumée non réactive (inerte) au sein des jets et par introduction d'un gradient de température entre les jets et l'écoulement environnant. Le rapport d'injection a été pris égal à 2 simplement pour une meilleure observation de l'évolution propre des jets avant combinaison. Ce rapport combiné à une vitesse d'injection égale à 5 m/s a généré un nombre de Reynolds égal à 3000 et un nombre de Prandtl égal à 0.69. L'ensemble des conditions aux limites et des conditions initiales adoptées est récapitulé dans le tableau suivant (tableau 1).

Condition aux limites	Vitesse	Température	Fraction massique	Energie cinétique	Taux de dissipation
Section de sortie des jets	$\tilde{u} = V_0 \cos \alpha$ $\tilde{v} = V_0 \sin \alpha$ $\tilde{w} = 0$	$\tilde{T} = T_0 = 303.15 \text{ K}$	$\tilde{f} = f_0$	$k = k_0 = 10^{-3} V_0^2$ [28]	$\varepsilon = k_0^{3/2} / 0.5d$ [28]
Écoulement transversal	$\tilde{u} = U_\infty$ $\tilde{v} = \tilde{w} = 0$	$\tilde{T} = T_\infty = 403.15 \text{ K}$	$\tilde{f} = 0$	$k = 0$	$\varepsilon = 0$
Parois solides du domaine	$\tilde{u} = \tilde{v} = \tilde{w} = 0$	$\partial \tilde{T} / \partial y = 0$	$\partial \tilde{f} / \partial y = 0$	$\partial k / \partial y = 0$	$\partial \varepsilon / \partial y = 0$
Autres conditions	$\partial \tilde{u} / \partial n = \partial \tilde{v} / \partial n$ $= \partial \tilde{w} / \partial n = 0$	$\partial \tilde{T} / \partial n = 0$	$\partial \tilde{f} / \partial n = 0$	$\partial k / \partial n = 0$	$\partial \varepsilon / \partial n = 0$
Composition de la fumée	$N_2: 76.9\%, CO_2: 20.9\%, O_2: 1.8\%, SO_2: 0.4\%$				

Tableau 1: Conditions aux limites

### 3. Résultats et discussion

Nous rappelons que notre objectif consiste à suivre l'évolution de la température au sein du champ résultant de l'interaction entre les deux jets émis à différentes hauteurs avec un écoulement transversal de moindre température. Figure 2 représente cette distribution selon la direction latérale afin de caractériser l'aspect tridimensionnel de la configuration. Différentes positions longitudinales équidistantes situées entre les buses d'injection sont explorées ; elles correspondent à  $x=d, 3d/2$  et  $2d$  et ont été choisies de manière à examiner l'aval immédiat de la première buse, l'amont immédiat de la seconde buse et ce qui se passe à mi-distance. Etant donné la différence de hauteur d'injection, nous avons considéré un emplacement commun à tous les cas traités, il coïncide au niveau de la section de sortie des buses et donc à la hauteur même d'injection : une telle considération permettrait d'examiner le développement immédiat des jets, leur interaction et la manière avec laquelle ils retombent sur le sol.

Au niveau de l'aval immédiat de la première buse à  $x=d$  (fig. 2-a), un écart significatif est observé entre le profil de température relatif à l'injection à ras du sol et ceux correspondant

aux buses progressivement élevées. En effet, dans le cas où l'injection se fait au niveau du sol ( $h = 0 \text{ cm}$ ), la fumée est contrainte à impacter contre la plaque d'injection bien que le rapport d'injection soit supérieur à l'unité de part le facteur « proximité » de la bouche de sortie à la plaque. La température dans cette zone se trouve donc augmentée. Plus les jets sont élevés, moins ce contact s'établit entre les jets émis et le voisinage aval immédiat de la buse amont, d'où l'absence d'un pic thermique important ; au contraire la température semble accusée une petite chute au niveau du plan de symétrie ( $z=0$ ).

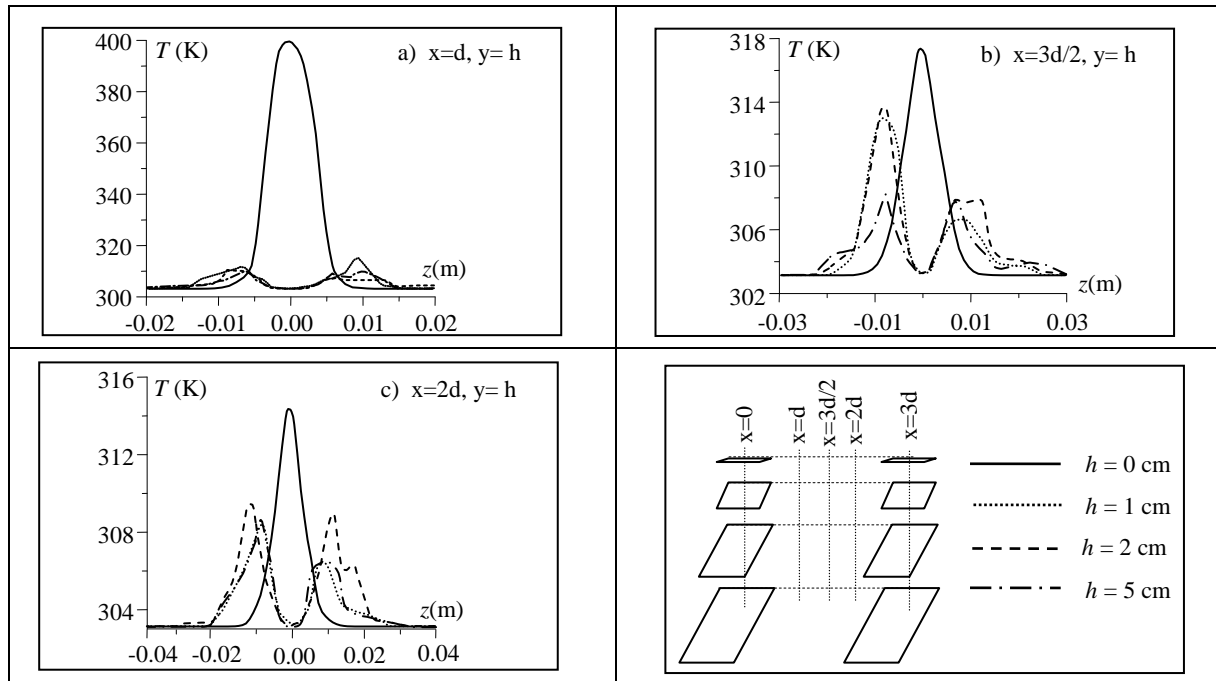


Figure 3 : Distribution latérale de la température au niveau de la surface d'injection ( $y = h$ ) à différentes positions longitudinales ( $x = \text{cte}$ ) entre les buses d'injection.

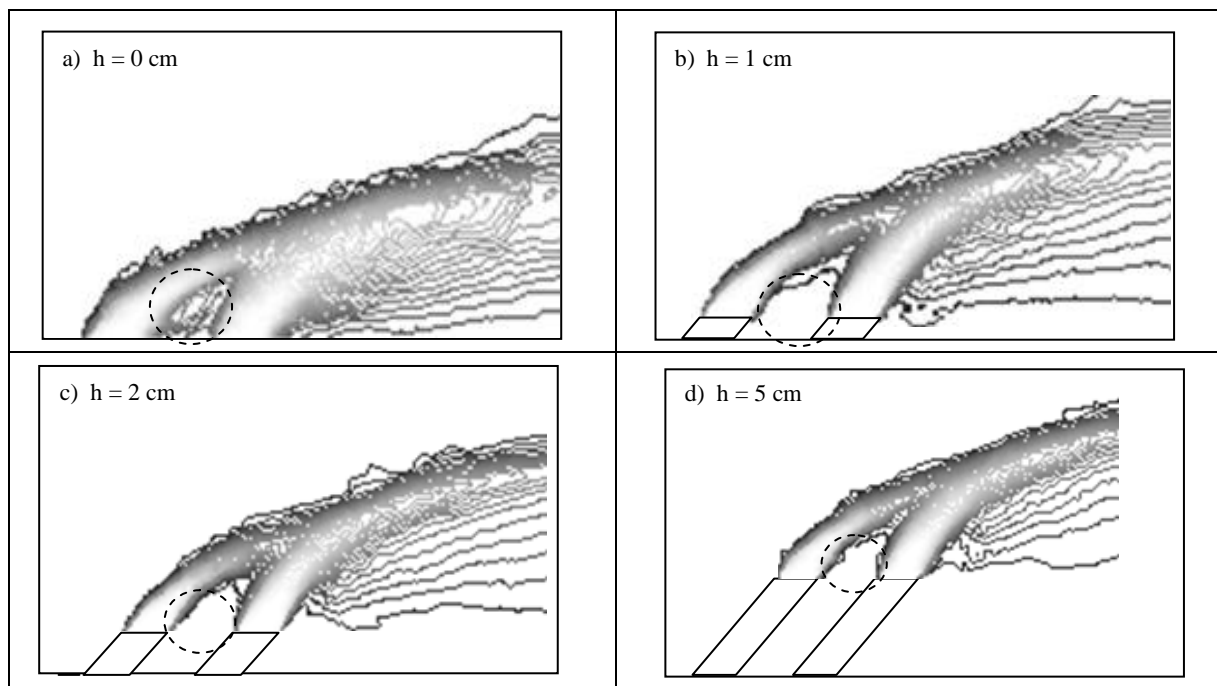


Figure 4 : Iso-contours de la température sur le plan de symétrie ( $z = 0$ ) pour les différents cas d'injection : a)  $h = 0 \text{ cm}$ , b)  $h = 1 \text{ cm}$ , c)  $h = 2 \text{ cm}$ , d)  $h = 5 \text{ cm}$

Les contours de température représentés sur la figure 4 confortent ces observations. En effet, la zone encerclée, comprise entre les buses d'injection, abrite des lignes de température interagissant avec la plaque d'injection dans le cas d'une hauteur nulle (fig. 4-a) ; alors qu'elle abrite peu sinon aucune ligne de température sous les autres cas : signe que la température y est inchangée, égale à la température ambiante ( $U_\infty$ ). L'élévation des jets réduit donc les transferts thermiques avec la plaque d'injection et ce aussi bien près des buses qu'en leur aval. L'injection à une certaine hauteur favoriserait donc les transferts thermiques au sein même du domaine plutôt qu'à sa périphérie (les parois).

Entre les buses d'injection, à  $x = 3d/2$  (fig. 2-b), l'écart entre les différents profils de température est sensiblement réduit. La variation de la hauteur d'injection n'agit plus sur la gamme de températures enregistrées mais plutôt sur le nombre de pics atteints. En effet, le gradient est réduit à 16 K au lieu de 100 K à  $x = d$  et deux pics se développent au lieu d'un lorsque les jets sont élevés. Pour  $h = 0$  cm, le jet amont est pratiquement entièrement réorienté dans la direction de l'écoulement environnant obligeant son panache à interagir avec la plaque d'injection. Lorsque les jets sont élevés, l'écoulement n'est plus piégé puisque l'espace compris entre les buses est plus grand. Ainsi le jet amont n'est plus plaqué contre la paroi d'injection et a plus de liberté à progresser malgré la présence de l'écoulement environnant. Cette liberté laisse aussi de la place au second jet pour s'étendre dans le sens de l'écoulement transversal comme dans le sens opposé grâce à la couverture fournie le jet amont. Cet écoulement retournant constitue un « obstacle » au jet amont l'obligeant à le contourner ; ce qui génère deux pics de températures au lieu d'un comme observé sur les profils (fig. 2-b). Il est cependant à noter que les pics atteints sont de différentes magnitudes révélant une asymétrie de l'écoulement résultant. Cette observation a déjà été notée dans la littérature par Smith et al. [9] pour le cas d'un seul jet dans un écoulement transversal ; elle se trouve même renforcée à mesure que la hauteur d'injection croît. Toutes ces observations sont maintenues à  $x = 2d$  (fig. 2-c). Notons enfin que le pic relatif à  $h = 0$  cm est préservé plus longtemps puisqu'il ne baisse que de 2 K au lieu de 4 K en moyenne pour les autres.

## 4. Conclusion

Ce travail a permis d'évaluer l'impact du facteur élévation sur les transferts thermiques générés par deux jets inclinés alignés dans un écoulement transversal. Une interaction plus intense entre les buses d'injection lorsque les jets sont émis au niveau du sol à cause du confinement de l'écoulement entre les deux colonnes de jets et la plaque d'injection. Emettre les jets à une certaine hauteur permet un meilleur mélange au sein du domaine et dédouble les pics de température dans la zone de sillage.

## Références

- [1] D. Anfossi, G. Bonino, F. Bossa, R. Richiardone, « Plume rise from multiple sources: a new model », *Atmospheric Environment*, 12 (1978), 1821-1826
- [2] G.A. Briggs, « Plume rise from multiple sources », *Proceedings of cooling tower environment held at University of Maryland*, (1974), pp. 161-179
- [3] T. L. Montgomery, W.B. Norris, F.W. Thomas, S.B. Carpenter A simplified technique used to evaluate atmospheric dispersion of emissions from large plants. *J. Air. Poll. Control Ass.* 23, (1973), pp. 388-457
- [4] G. Gangoiti, J. Sancho, G. Ibarra, L. Alonso, J.A. Garcia, M. Navazo, N. Durana, J.L. Haradia, « Rise of moist plumes from tall stacks in turbulent and stratified atmospheres », *Atmospheric environment*, 31-2, (1997), pp. 253-269
- [5] K. Bunsirisert, C. Orrala, H. R. Rahai, « Profiles of two elevated side-by-side turbulent jets in a crossflow », *Proceeding of the 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 10 - 13 (January 2005), AIAA 2005-1062
- [6] R.W. Macdonald, R.K. Strom, P.R. Slawson, « Water flume study of the enhancement of buoyant rise in pairs of merging plumes », *Atmospheric Environment* 36, (2002), pp. 4603-4615
- [7] A. Radhouane, N. Mahjoub Said, H. Mhiri, G. Le Palec, P. Bournot, "Dynamic and thermal evolution of twin inclined jets among a cooler crossflow: jets' inclination impact", *Proceedings of the 6th International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels (ICNMM2008-62202)*, (23-25 June, 2008), Darmstadt, Germany
- [8] N. Mahjoub Said, H. Mhiri, S. Golli, G. Le Palec, P. Bournot, "Three dimensional numerical calculations of a jet in an external crossflow: application to pollutant dispersion", *J. of heat transfer*, 125, (April 2003) ASME.
- [9] S.H. Smith, M.G. Mungal, « Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow », *Journal of Fluid Mechanics*, 357, (1998), pp. 83-122