

Etude expérimentale des structures tourbillonnaires à l'impact d'un double jet plan d'air

Amine KOCHED^{1*}, Sachin DAHIKAR¹, Michel PAVAGEAU¹, Fethi ALOUI^{1,2}

¹Ecole des Mines de Nantes, Département Systèmes Energétiques et Environnement (DSEE), GEPEA, CNRS-UMR 6144, 4 rue Alfred Kastler, BP20722 – 44307 Nantes Cedex 03 - France

²Université de Nantes, Faculté des Sciences et des Techniques – Département de Physique, 2 rue de la Houssinière BP92208, 4322 Nantes Cedex 03 - France

* (auteur correspondant : amine.koched@emn.fr)

Résumé - L'objectif de ce travail est d'examiner les structures tourbillonnaires qui apparaissent dans un double jet d'air plan confiné frappant une paroi plane fixe. On s'intéresse particulièrement à la zone d'impact du jet. Les structures détectées sont caractérisées en terme de leur géométrie et leur dynamique pour mieux comprendre les conditions de leur apparition, la manière dont elles se développent et leur rôle au regard des transferts turbulents dans cette zone. Pour cela, nous utilisons la technique de décomposition en modes orthogonaux propres (POD) et le critère de détection de structures tourbillonnaires λ_2 sur des champs de vitesses obtenus par PIV rapide à 2500 images/sec. L'écoulement est turbulent avec un nombre de Reynolds de buse de 13500. Des mesures PIV ont été effectuées dans un plan transversal au plan du jet situé à mi longueur de la buse.

Nomenclature

$a(t)$	Coefficient temporel	S, F	Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement
b	Demi largeur de la buse, mm	u, v	Composantes de la vitesse, m/s
b_u	Demi largeur du jet, m	u', v'	Composantes de la vitesse fluctuante, m/s
e	Largeur de la buse, mm	V_{max}	Vitesse maximale, m/s
f	fréquence, Hz	x, y	coordonnées cartésiennes, mm
H	Hauteur à l'impact du jet, mm	<i>Symboles grecs</i>	
h_i	Epaisseur de l'impact, mm	Φ	Fonction spatiale
I_v	Intensité de turbulence, %	λ_2	Critère de détection des tourbillons
L	Longueur de la buse, mm	ν	Viscosité cinématique, m^2/s
L_c	Longueur du cône potentiel, m	<i>Indices et exposants</i>	
Re	Nombre de Reynolds avec $Re = U.e/\nu$	M	Nombre de modes
St	Nombre de Strouhal		

1. Introduction

On s'intéresse dans cette étude à l'hydrodynamique d'un écoulement de type jet plan en impact. Les jets plans sont très utilisés dans des applications industrielles qui nous intéressent tels que la séparation d'ambiances ou le refroidissement de composants électroniques. Malgré leurs applications importantes, les jets plans n'ont pas été aussi bien étudiés que les jets axisymétriques. Seuls quelques auteurs ont examinés en détail cette configuration [1, 2]. Gardon et Akfirat [3] ont postulé que l'échange thermique entre le jet et la plaque d'impact est fonction de la hauteur H à l'impact du jet et de la taille de la buse d'injection « e ». Ils ont conclu que pour $H/e = 8$, l'échange thermique entre le jet et la plaque d'impact est maximal. L'écoulement type jet présente plusieurs conditions d'instabilités : des lignes de courant avec de fortes courbures, des couches de mélanges et un fort cisaillement en proche paroi, etc. Ces conditions d'instabilités sont à l'origine des structures tourbillonnaires. Les tourbillons jouent un rôle important dans les transferts entre le jet et la plaque d'impact et au travers du jet. Pavageau et Loubière [5] ont présenté un outil numérique basé sur le critère de détection de structures tourbillonnaire λ_2 [6] qui permet de recenser et caractériser les structures tourbillonnaires dans un écoulement. Nous utiliserons cet outil pour étudier la zone d'impact

d'un double jet d'air plan. La configuration du double jet accolé, pour $Re > 6000$, se distingue du jet simple par une activité turbulente moindre à l'impact. Etant donné que les principaux transferts s'effectuent dans cette région, le jet double est dans ce cas plus efficace que le jet simple. L'intensification du transfert à l'impact des écoulements de type jet plan en impact est due aux tourbillons présents dans la couche limite du jet de paroi, ce sont les tourbillons de Göertler [8,9]. On se propose ici de caractériser les structures tourbillonnaires à l'impact d'un double jet d'air plan. Le nombre de Reynolds considéré dans toute l'étude est $Re = 13500$. La technique consiste à filtrer, en premier lieu, grâce à la POD, les champs fluctuants de vitesse obtenus par mesures rapide PIV. Nous appliquons, par la suite, l'outil numérique développé par Pavageau et Loubière [5] sur ces champs de vitesse filtrés pour détecter et caractériser les structures tourbillonnaires détectées.

2. Détection expérimentale des structures tourbillonnaires

2.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé (Fig. 1a) consiste en un tunnel de section rectangulaire $L \times H = 1000 \times 300 \text{ mm}^2$. La longueur totale du tunnel est de $10 \times H$. Les jets sont soufflés à travers deux buses rectangulaires de dimensions $L \times e/2 = 1000 \times 15 \text{ mm}^2$, accolées et séparées par une fine plaque métallique de 2 mm d'épaisseur. Les rapports géométriques du banc expérimental respectent $L/e \geq 20$ et $H/e = 10$ [10]. Les mesures du champ de vitesse sont obtenues par PIV rapide dans un plan perpendiculaire au plan du jet (Fig. 1b). Le plan de mesure est de taille $130 \times 130 \text{ mm}^2$. La chaîne PIV est composée d'un laser continu de puissance 5W synchronisé avec une caméra à haute fréquence d'acquisition. Cette dernière est fixée à 2500 Hz. La durée d'acquisition est de 2 secondes ; ce qui correspond à 5000 doublets d'images, suffisants pour avoir la convergence statistique des données turbulentes. Nous subdivisons le jet en 9 zones distinctes (Fig. 1b). Ceci nous permettra d'avoir la totalité de la résolution du capteur CCD de la caméra (1024x1024 pixels) dans chaque région. Nous avons aussi utilisé des zones d'interrogation de 16×16 pixels, avec un recouvrement de 50%.

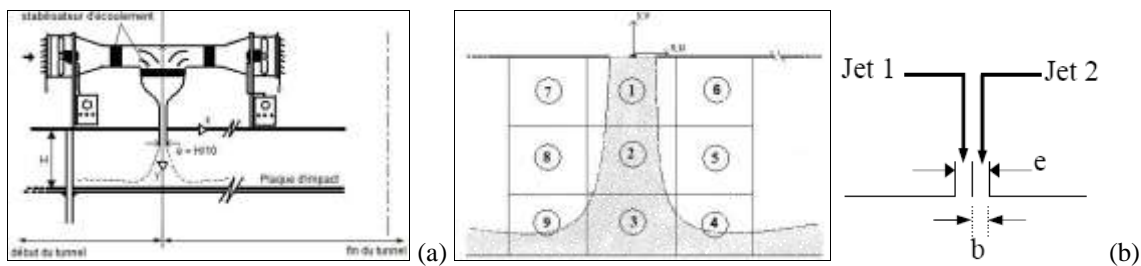


Figure 1 : a) Dispositif expérimental, b) Les différentes zones de mesures considérées dans le jet

2.2. Analyse des mesures obtenues par PIV

2.2.1. Description du jet

En sortie de buse, les conditions aux limites de l'écoulement sont représentées sur la Figure 2a. Nous noterons la présence d'un creux dans le profil de la composante verticale v_e et la vitesse de l'écoulement au niveau de la séparation entre les deux jets au milieu de la double buse d'injection. A cette même position, le profil d'intensité de turbulence présente un pic et $I_v \approx 9\%$. Ceci est dû au sillage de la plaque de séparation entre les deux jets. Une dissymétrie est détectée sur le profil de l'intensité de turbulence due à l'inclinaison du jet. Cette inclinaison est due à la dissymétrie du tunnel de part et d'autre du jet.

L'épanouissement du jet est de 6° (Fig. 2b). Il est estimé en considérant la notion de demi-largeur de jet b_u (Fig. 2b).

En effet, la composante longitudinale de la vitesse moyenne v_{moy} à cette distance est égale à la moitié de la vitesse moyenne sur l'axe du jet.

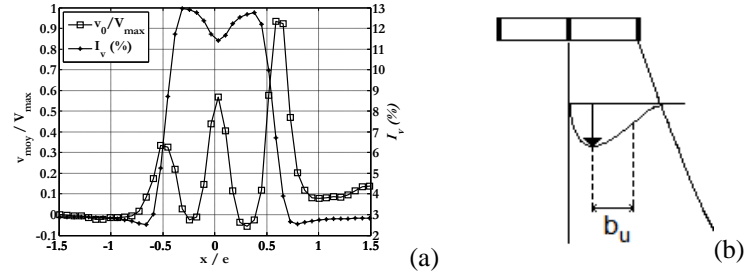


Figure 2 : Zone de sortie du jet : a) Composante verticale de la vitesse moyenne, b) Demi-largeur du jet

La vitesse maximale de soufflage dans chaque buse est de $V_{max} = 6.78$ m/s, avec une intensité de turbulence maximale $I_v = 12\%$.

L'examen des profils de la composante verticale v (Fig. 3) montre une décroissance axiale similaire de la vitesse dans le sens de l'écoulement pour les deux jets considérés. Il est possible de délimiter, à travers ces profils, les différentes zones intéressantes de l'écoulement. On retrouve la zone du cône potentiel ($v = 0.99 \times V_{max}$) associée à chacun des deux jets est $L_c = 4.e/2$. La zone II correspond à la zone où l'écoulement est établi. La zone III présente une décroissance plus accrue, elle est associée à la zone d'impact du jet.

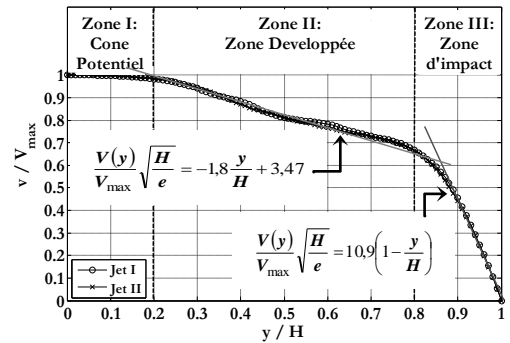


Figure 3 : Décroissance de la composante verticale de la vitesse dans le sens de l'écoulement

L'évolution de cette même composante dans le sens transversal à l'écoulement (Fig. 4) montre que le jet change d'aspect à partir d'une distance égale à $4 \times e$ (Fig. 4.a) et les profils deviennent semblables à ceux d'un jet simple flux (Fig. 4b) [10].

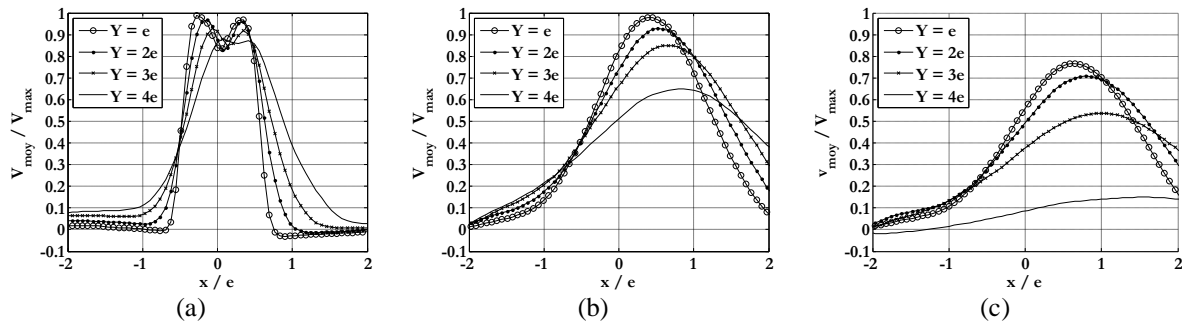


Figure 4 : Evolution de la composante verticale de la vitesse dans le sens transversal au jet
(a) Zone 1 (b) Zone 2 (c) Zone 3

Le profil de vitesse (Fig. 4a) s'aplatit au fur et à mesure qu'on s'approche de la plaque d'impact. Le coefficient d'aplatissement du jet vaut dans la zone d'impact (Fig. 4.c) $F = \overline{u^{14}} / (\overline{u^2})^2 = 4$. Cette valeur est supérieure à la valeur de F_G d'une distribution gaussienne ($F_G = 3$) ; ce qui signifie que les données sont plus étalées que dans le cas d'une distribution normale [11]. Le coefficient de dissymétrie S dans la même région $S = \overline{u^3} / (\overline{u^2})^{3/2} = 0.14$ est légèrement différent de 0 (valeur de S associé à une distribution normale) en raison d'une dissymétrie dans le jet.

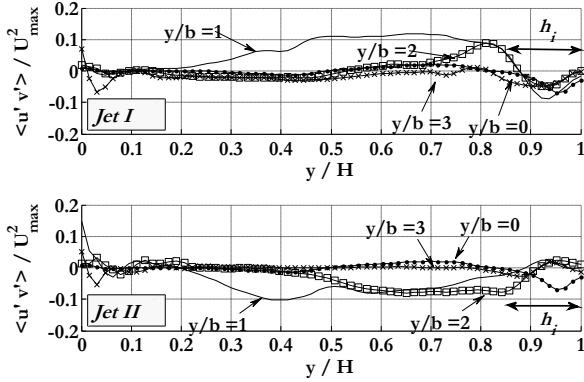


Figure 5 : Profils verticaux des tensions de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_{max}^2$ pour différentes valeurs de x/b

Les profils des tensions de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_{max}^2$ le long de l'axe du jet (Fig.5b) nous permettent d'évaluer l'épaisseur de la zone d'impact qui vaut 10 à 15% de la hauteur totale H.

Cette limite est établie en considérant le point d'inversion de signe de la tension de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_{max}^2$ le long des lignes parallèles au plan de symétrie du jet. Gupta [7] et Maurel [10] ont obtenu un résultat similaire pour un jet plan simple.

2.2.2. Détection de tourbillons

Les profils de vitesses présentés précédemment présentent des points d'inflexions associés à des niveaux de turbulence importants. C'est une condition nécessaire mais non suffisante aux développements de structures tourbillonnaires dans l'écoulement. Pour détecter la présence de ces structures, nous avons eu recours à la décomposition en modes orthogonaux propres (POD) en premier lieu, ensuite au critère de détection λ_2 [6]. La POD [12] est un outil mathématique qui permet de transformer le champ expérimental de vitesse en une somme de produits de M fonctions spatiales $\Phi^{(k)}(r)$, ou modes spatiaux, par des coefficients temporels $a^{(k)}(t)$: $u(r,t) \cong \sum_{k=1}^M a^{(k)}(t) \cdot \Phi^{(k)}(r)$

La POD est utilisée pour filtrer l'écoulement. Le filtrage consiste éliminer une partie de l'énergie fluctuante de l'écoulement. On peut repérer les signatures de passage des tourbillons dans l'écoulement en analysant les modes spatiaux POD. Cependant, Rambaud et al. [13], ont déduit que la POD peut présenter des confusions espaces/temps. Celles ci se manifestent par des signatures parasites de tourbillons (tourbillons fictifs, sens de rotation erroné, etc.). De ce fait, l'examen des champs de vitesse, filtrés au préalable par POD, en utilisant le critère λ_2 largement utilisé en littérature semble ainsi une méthode intéressante pour détecter les structures tourbillonnaires. Nous représentons sur la Fig. 6, les différents tourbillons détectés dans les zones 1, 2 et 3 (Fig. 1b)

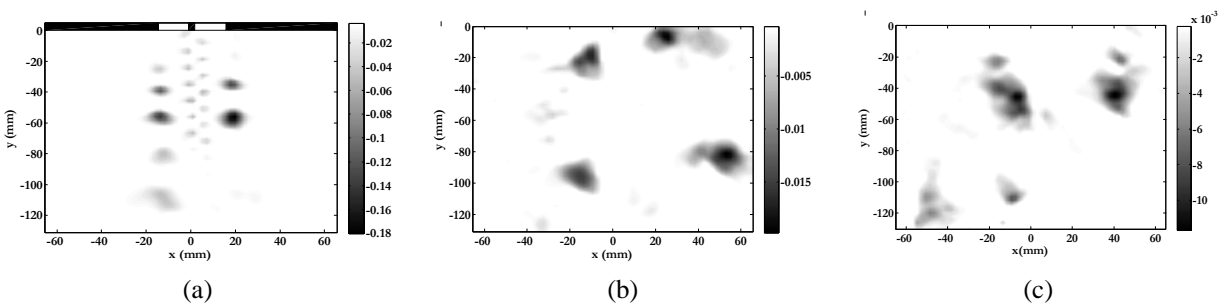


Figure 6 : Les structures tourbillonnaires détectées dans les différentes régions du jet

Dans la zone 1 (Fig. 6a), on détecte deux activités tourbillonnaires majeures : au sillage de la plaque de séparation des deux jets ; les tourbillons de Von Karman (VK) et les traces des tourbillons dans la couche de mélange du jet : les tourbillons de Kelvin Helmholtz (KH). Dans la zone 2 (Fig. 6b), les tourbillons de VK se sont disloqués. Les petites structures ainsi formées s'apparient avec les tourbillons KH de la couche de mélange. Les tourbillons de sillage disparaissent dans la zone 1 vers une distance $4e$ de la buse ce qui montre que la

présence de sillage ne contribue pas au déplacement des zones de transfert maximum dans la région centrale de l'écoulement [7]. L'analyse spectrale (Fig. 7) permet de déduire que les tourbillons de KH (Fig. 7b) ont une fréquence $f_{KH} = 150\text{Hz}$. Le nombre de Strouhal est dans ce cas égal à $St_{KH} = f_{KH} \cdot e/2/V_{\max} = 0,3$. Cette valeur s'accorde bien avec la littérature. Pour les structures de VK (Fig. 7a), la fréquence de détachement est $f_{VK} = 700\text{Hz}$, et le nombre de Strouhal est $St_{VK} = f_{VK} \cdot d_p/V_{\max} = 0,2$.

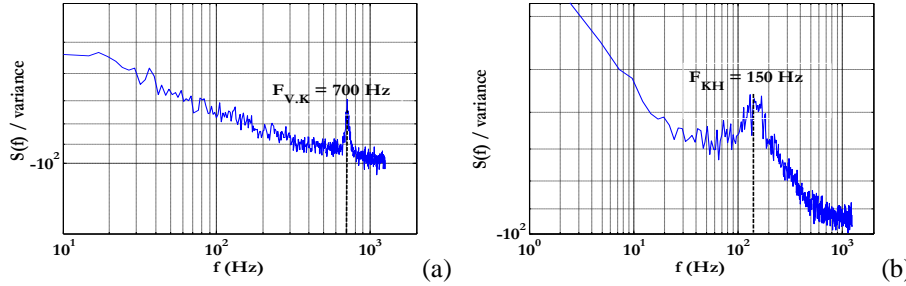


Figure 7 : Fréquences caractéristiques des structures tourbillonnaires
a) Structures de VK,
b) Structures de KH

2.2.3. Caractérisation des structures tourbillonnaires détectées

Le critère λ_2 nous a permis de détecter les structures issues des couches de mélange ainsi que ceux au sillage de la plaque de séparation des deux jets. Nous n'avons pas pu extraire les tourbillons de Göertler car ceux-ci se développent perpendiculairement au plan du jet. L'examen du champs de vitesse autour des centres tourbillonnaires (x_c, y_c) , déjà détecté grâce au critère λ_2 , nous permet de caractériser ces tourbillons en identifiant leurs tailles (diamètres selon 4 directions différentes : D_{0° , D_{45° , D_{90° , D_{135° ainsi que le diamètre moyen $D_m = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ} D_\alpha$), leurs excentricités E_{cc} (e.q rapport du plus grand diamètre par le plus petit diamètre) ainsi que leurs intensités tourbillonnaires I :

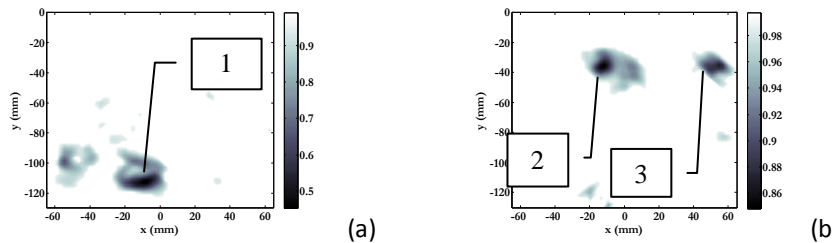


Figure 8 : Critère λ_2
a) dans la région 3 du jet, b) dans la région 4 du jet

N°	X_c (mm)	Y_c (mm)	D_{0° (mm)	D_{45° (mm)	D_{90° (mm)	D_{135° (mm)	D_{moyen} (mm)	Sens-rotati.	E_x	Type	Vort.	I (s^{-1})	Circul.
1	-14,31	-116,10	17,63	13,11	21,07	28,47	20,07	Trigo.	2,17	Vortex	274,9	135,8	0,087
2	56,43	-38,63	8,63	7,49	10,06	22,60	12,19	Trigo.	2,98	Vortex	498,2	1541,1	-0,004
3	-11,35	-37,47	11,73	7,84	11,24	31,05	15,46	Anti-trigo.	3,96	Vortex	-83,0	-847,5	-0,053

La caractérisation des tourbillons nous a montré que les tourbillons les plus petits en tailles ne sont pas forcément les moins énergétiques.

3. Rôle des vortex dans l'échange thermique à l'impact du jet

Nous avons étudié numériquement les structures de Göertler (Fig. 9a) pour la même configuration expérimentale utilisée. Les simulations numériques effectuées nous ont permises d'accéder à l'information dynamique dans le plan du jet double d'une part, et d'étudier le rôle des Göertler dans l'échange thermique avec la plaque d'impact. Nous considérons aussi que la plaque d'impact est chauffée sur une surface de $L \times d = 1000 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$. Les simulations CFD sont réalisées sous le logiciel FDS (Fire Dynamic Simulator) par LES avec une précision de 2^{ème} ordre en temps et en espace. Nous avons considéré un maillage structuré de taille $N_x \times N_y \times N_z = 100 \times 100 \times 100$, raffiné près du jet. Le pas de temps est

fixé à 0.025 pour une durée totale de simulation de 6 sec. L'examen des résultats montre la présence de paires de vortex contrarotatifs dont la direction est perpendiculaire au plan du jet (Fig. 9a) ; c'est les Göertler. L'examen du champ de température (Fig. 9b) au voisinage de la plaque d'impact corrobore le résultat évoqué par Yokobori et al. [8]. Ils ont déduit que le maximum d'échange thermique s'effectue dans la zone entre les tourbillons contrarotatifs d'une même paire quand la vitesse de l'écoulement est orientée en perpendiculairement à la plaque d'impact. Les tourbillons ont tendance à arracher de la chaleur à la plaque d'impact.

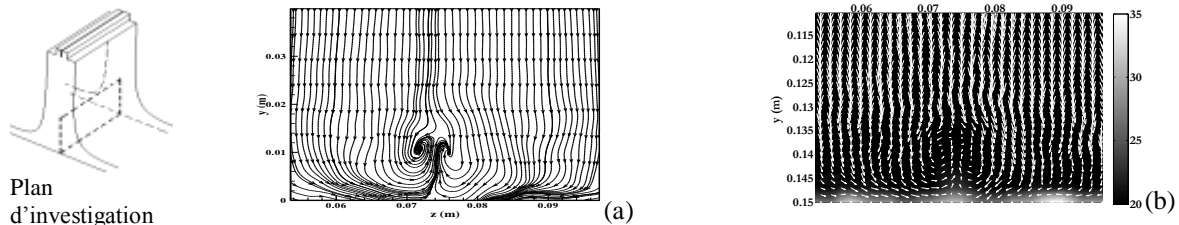


Figure 9: Rôle des structures de Göertler dans le transfert de chaleur à l'impact

4. Conclusion

Ce travail nous a permis de valider notre démarche de détection de tourbillons dans un écoulement donné. Cette démarche consiste à filtrer un champ de vitesse obtenu par PIV rapide par la technique POD ensuite appliquer le critère de détection λ_2 pour extraire ces structures et ensuite les caractériser. Les simulations numériques nous ont permis de mettre en évidence le rôle des tourbillons de Göertler dans les transferts thermique à l'impact du jet

Références

- [1] Beltaos S., Rajaratnam N., Plane turbulent impinging jets. I. J. of Hydraulic Research, (1973), 29-60.
- [2] Gutmark E., Wolfshtein M., Wygnanski I., The plane turbulent impinging jet. J. Fluid Mech. 88, part4 (1978), 737 - 756.
- [3] Gardon R., Akfirat J.C., The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets. Int. J. Heat Mass Transfer, 12, (1965), 1261-1272.
- [4] Gupta S., Pavageau M., Cellular confinement of tunnel sections between two air curtains. Building and Environment, 42, 9, (2007), 3352 – 3365.
- [5] Pavageau M., Loubière K., Gupta S., Automatic eduction and statistical analysis of coherent structures in the wall region of a confined plane turbulent impinging jet. Experiment in fluids, 41, (2006), 35-55.
- [6] Jeong J., Hussain F., On the Identification of a vortex. J. Fluid Mech., 285, (1995), 69-94.
- [7] Gupta S., Etude expérimentale du comportement dynamique et des performances de rideaux d'air en vue de la conception de systèmes de confinement cellulaire, Thèse de doctorat, Université de Nantes, France (2005).
- [8] Yokobori S., Kasagi N., Hirata M., Transport phenomena at the stagnation region of a two-dimensional impinging jet. Trans. JSME ser. B49 (441), (1983), 1029-1039.
- [9] Tsubokura M., Kobayashi T., Taniguchi N., Jones W.P., A numerical study on the eddy structures of impinging jets excited at the inlet. Int. J. of Heat and Fluid Flow, (2003), 500-511.
- [10] Maurel S., Etude expérimentale d'un jet plan en impact. Analyse paramétrique et caractérisation des transferts de masse, Thèse de doctorat, Université de Nantes, France (2001).
- [11] J.K. Taylor, Statistical techniques for data analysis, Edition Cheryl Cihon, 2, (2004)
- [12] Lumley J.L., The structure of inhomogeneous turbulent flows, , Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation, pp 221-227. (1967)
- [13] Rambaud P., Régert T., Riethmuller M.L., Décomposition Orthogonale et interprétation directe des modes propres, CFTL, Toulouse, 19-22 Septembre (2006)