

# Étude aérothermique des échanges convectifs à la paroi entre un jet rond axisymétrique et une paroi plane. Influence du nombre de Mach.

Christophe David, Gildas Lalizel<sup>1\*</sup>, Matthieu Fénot<sup>1</sup> et Eva Dorignac<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Laboratoire d'Études Thermiques, UMR CNRS 6608 ENSMA - BP 40109. 1, avenue Clément ADER. 86961 Futuroscope CHASSENEUIL cedex .

\*(auteur correspondant: gildas.lalizel@let.ensma.fr)

**Résumé-** Nous proposons d'étudier expérimentalement l'influence du nombre de Mach, variant de 0.1 à 0.5, sur les échanges convectifs à la paroi entre un jet rond axisymétrique et une plaque plane. La variation des profils des nombres de Nusselt est étudiée en fonction du nombre de Mach et de la distance d'impact  $H/D$ . Une étude expérimentale instationnaire des fluctuations de la vitesse du fluide en proche paroi est également réalisée à partir d'une mesure fil chaud. Les résultats sont confrontés aux mesures thermiques pour tenter de corréler les phénomènes thermiques à la paroi aux phénomènes aérodynamiques.

## Nomenclature

D	Diamètre du jet, $m$	$d_{\text{impact}}$	$K$
H	Distance injecteur paroi d'impact, $m$	$e_p$	Épaisseur de la plaque d'impact, $m$
U	Vitesse longitudinale, $m.s^{-1}$	$\lambda_p$	Conductivité thermique de la plaque, $W.m^{-1}.K^{-1}$
$u'$	Fluctuation de vitesse, $m.s^{-1}$	h	Coefficient d'échanges thermiques par convection, $W.m^{-2}.K^{-1}$
$U_0$	Vitesse en sortie d'injecteur, $m.s^{-1}$	Nu	Nombre de Nusselt
$r^*$	Distance radiale sans dimension à la paroi ( $r/D$ )	M	Nombre de Mach
$\varepsilon$	Émissivité	$T_{wa}$	Température adiabatique de paroi, $K$
$\phi$	Densité locale de flux thermique, $W.m^{-2}$	$\Lambda$	Échelle intégrale de turbulence, $m$
$T_{p,ar}$	Température arrière de la plaque d'impact, $K$	St	Nombre de Strouhal
$T_{p,av}$	Température avant de la plaque		

## 1.Introduction

Du fait des forts échanges de chaleur qu'elle induit, l'impact de jet d'air est une technique très utilisée pour le refroidissement des parois de turboréacteurs et particulièrement celles des aubes de turbine. Or, l'écoulement et les transferts de chaleur d'un jet en impact sont soumis à l'influence de nombreux paramètres telles les conditions d'injection (nombre de Reynolds, turbulence,...) la distance d'impact (distance entre l'injection et la paroi), l'angle d'incidence du jet, ou encore le confinement de l'écoulement. Du fait de ce grand nombre de paramètres, de multiples études ont été menées afin de caractériser l'aérodynamique et la thermique d'un jet en impact.

Plusieurs états de l'art ont été réalisés au cours des années; parmi elles, on peut citer notamment : Martin [1], Down et James [2], Jambunathan et al. [3] et Viskanta [4] qui répertorient et analysent l'influence de nombreux paramètres.

Néanmoins, dans la plupart des études les diamètres d'injection utilisés sont relativement grands afin d'obtenir une bonne précision de mesure et le lien avec les cas réels, dans lequel le diamètre d'injection est souvent plus petit, se fait par l'intermédiaire du nombre de Reynolds d'injection utilisé comme nombre de similitude. Cependant, l'augmentation du diamètre à nombre de Reynolds constant amène à réduire le nombre de Mach, cette réduction étant très rarement prise en compte. Marchand et al. [5] étudient l'impact de jets à faible et à fort nombre de Mach mais n'analysent pas l'influence spécifique de ce paramètre. Brevet et

al. [6] examinent l'influence du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt moyen d'un jet en impact et observe une divergence des transferts de chaleur à nombre de Reynolds constant lorsque le nombre de Mach dépasse 0.2.

Or, dans les turboréacteurs actuels, le nombre de Mach d'injection est de l'ordre de 0.5 à 0.7. Il est donc indispensable de quantifier précisément les variations aérothermiques engendrées par l'élévation du nombre de Mach. L'étude qui suit porte justement sur l'impact d'un jet unique sur une paroi plane pour un nombre de Reynolds compris entre 30000 et 150000, un nombre de Mach variant de  $M=0.1$  à  $M=0.5$  et des distance d'impact comprises entre  $H/D=1$  et  $H/D=5$ . Les profils du nombre de Nusselt local seront étudiés de même que les fluctuations de la vitesse du fluide en proche paroi pour tenter de corrélérer les phénomènes thermiques aux phénomènes aérodynamiques.

## **2. Dispositifs expérimentaux.**

L'écoulement est réalisé à partir d'un injecteur cylindrique de diamètre  $D$  égal à 15 mm et de longueur égale à 400 mm. Cet injecteur est alimenté par un réseau d'air comprimé de 7 bars et le débit est régulé par différents cols soniques étalonnés pour générer des écoulements de nombre de Mach inférieur ou égal à 0,5, soit des vitesses de sortie de buse  $U_0$  inférieures à 170 m/s. On appelle  $H$  la distance entre l'injecteur et la plaque et  $r$  la position radiale sur la plaque centrée sur la point d'impact du jet.  $r^*$  est la distance adimensionnée par le diamètre  $D$ .

La plaque d'impact chauffante est un disque de diamètre égal à  $16 D$ . Le chauffage est réalisé par une double piste chauffante de la forme d'une spirale logarithmique avec une largeur de piste constante. La densité de puissance est homogène sur la totalité de la plaque. Cette plaque est ensuite recouverte en face avant et arrière de l'impact par une peinture noire d'émissivité  $\epsilon$  égal à  $0,95 \pm 0,02$ . Elle est également instrumentée par des thermocouples de type K. La distance d'impact  $H$ , distance entre la sortie de buse et la plaque varie de 1 à 5.

Les coefficients d'échanges convectifs locaux  $h$  entre le jet et la plaque d'impact ainsi que la température adiabatique de paroi sont déterminés par une méthode inverse en effectuant un bilan d'échange thermique de la plaque d'impact et d'une mesure de la température de plaque arrière par une caméra infrarouge. La méthode est décrite par Fénot et al. [7].

Les vitesses sont mesurées par un système d'acquisition de sonde unique de fil chaud TSI. Le fil, en tungstène, possède un diamètre de  $2,5 \mu\text{m}$  et mesure 1,5 mm de long. Les fréquences d'acquisition sont égales à 10 kHz et le temps de mesure est de 13 s. Une étude statistique a montré que le nombre de points est suffisant pour s'assurer de la convergence des premiers moments statistiques. Les mesures des vitesses sont réalisées en proche paroi d'impact. La distance à la paroi est estimée à 1 mm soit  $0,07 D$ . Le fil est orienté pour mesurer la composante radiale et azimutale de la vitesse.

## **3. Résultats expérimentaux.**

### **3.1. Étude thermique.**

A partir des mesures infrarouges de la plaque arrière, il est possible de déterminer la répartition radiale des coefficients d'échanges convectifs en face avant ainsi que les incertitudes liées à la mesure expérimentale. Les répartitions spatiales du taux d'erreurs des coefficients  $h(r^*)$  et des températures adiabatiques de paroi sont présentées sur les figures 1 et 2 pour  $M=0,2$  et  $H/D=1$ . On peut noter que les incertitudes expérimentales sont toujours inférieures à 5 %. Ces résultats sont identiques pour toutes les valeurs du nombre de Mach.

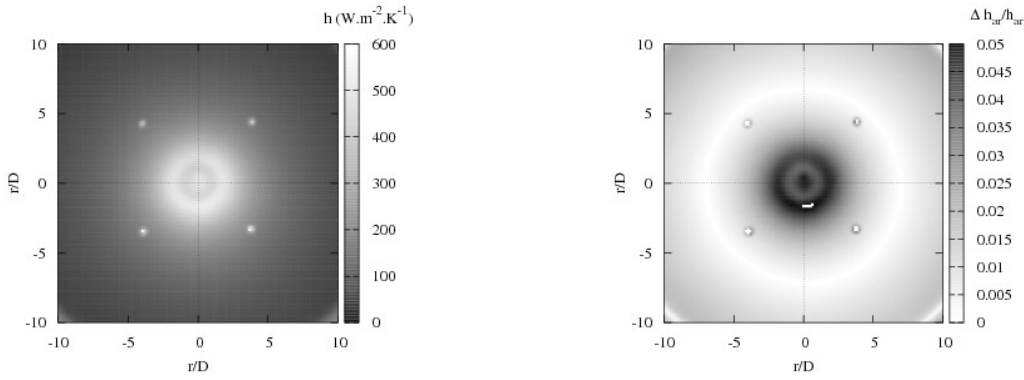


Figure 1: Répartition spatiale du coefficient d'échange convectif et de son taux d'erreur en face avant pour  $M=0,2$ .

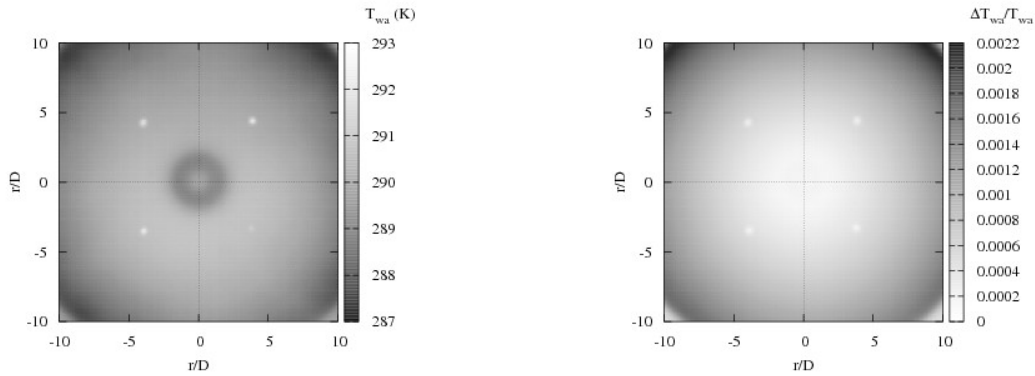


Figure 2: Répartition spatiale de la température adiabatique de paroi  $T_{wa}$  et de son taux d'erreur pour  $M=0,2$ .

Les variations radiales des nombres de Nusselt pour  $M=0,2$  et pour  $1 < H/D < 5$  sont présentées sur la figure 3. Ces variations présentent deux profils caractéristiques selon la valeur de  $H/D$ . Tant que  $H/D$  est inférieure à la longueur du cône potentiel du jet libre ( $4D$ ),  $Nu(r^*)$  présente deux maxima locaux: le premier au niveau du point de stagnation du jet en  $r^*=0$  et le second est positionné autour de  $r^*=1,8$ . La position de ce second maximum dépend de la distance d'impact  $H/D$ . Pour des valeurs de  $r^*$  supérieures, le nombre de Nusselt décroît en fonction de  $r^*$ .

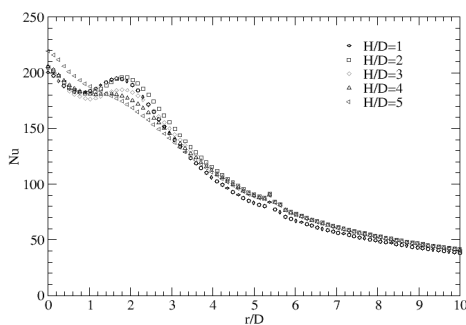


Figure 3: Variation radiale du nombre de Nusselt en fonction de la distance d'impact  $H/D$  pour  $M=0,2$ .

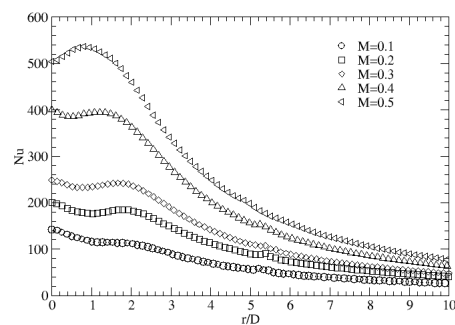


Figure 4: Variation du nombre de Nusselt en  $H/D=3$  pour les différents nombres de Mach.

Les variations du nombre de Nusselt au point d'impact en fonction du nombre de Mach et de la distance  $H/D$  sont présentées sur la figure 5. On observe que les échanges au point de stagnation augmentent en fonction du nombre de Mach. Pour une même valeur de nombre de Mach, on observe que les échanges augmentent en fonction du rapport  $H/D$ . Cette dépendance en  $H/D$  est d'autant plus importante que le nombre de Mach est important.

La variation du nombre de Nusselt moyenné radialement sur 5 D est présentée sur la figure 6. Il est possible d'ajuster un modèle de corrélation linéaire dont l'équation prend la forme:  $\bar{Nu} = 250M + 20$ . Cette relation est valable pour M compris entre 0,1 et 0,5.

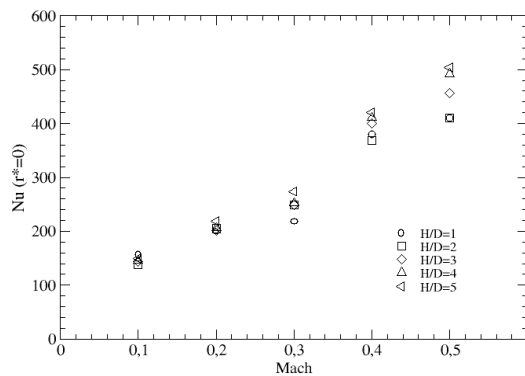


Figure 5: Variation du nombre de Nusselt au point de stagnation en fonction du nombre de Mach pour différentes distances d'impact H/D.

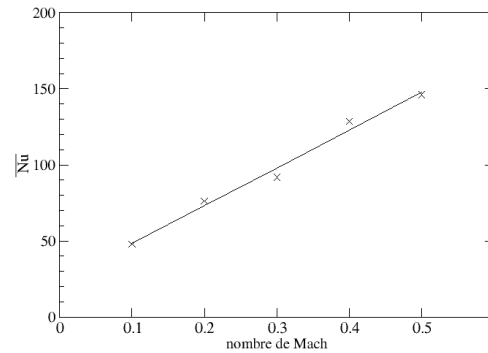


Figure 6: Variation du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Mach.

### 3.2. Étude aérodynamique.

La variation radiale de la vitesse moyenne est présentée sur la figure 7. Quelle que soit la distance H/D, la variation de la vitesse moyenne est similaire. La vitesse moyenne croît jusqu'à  $r^*$  compris entre 0.6 et 0.8 D. Ensuite, la vitesse U décroît et semble suivre une variation identique pour  $r^* > 3$ . Les vitesses se superposent et deviennent indépendantes de la distance d'impact. Ce résultat est corrélé à la conservation du débit entre le jet sortant de l'injecteur et celui frappant la plaque. La distance H/D n'est pas suffisante pour que le débit entraîné soit sensiblement différent du débit initial. La valeur de la vitesse maximale et la position radiale de ce point dépendent de la distance d'impact. Les différents profils d'intensité de turbulence, définis par le rapport entre l'écart-type et la vitesse  $U_0$ , sont présentés sur la figure 8. L'intensité de turbulence est proche de 0.02 sur l'axe du jet pour H/D inférieure ou égale à 4. Pour H/D=5, l'intensité de turbulence est supérieure. Ensuite  $u'/U_0$  augmente jusqu'à  $1,6 < r^* < 1,8$  puis décroît jusqu'à une valeur constante égale à 0.06. On observe que la croissance de  $u'/U_0$  dépend de la distance H/D.

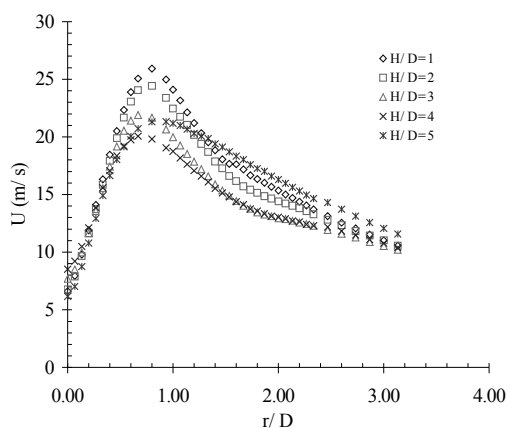


Figure 7: Évolution de la vitesse moyenne locale en fonction de r/D pour  $1 < H/D < 5$  et  $M=0,1$ .

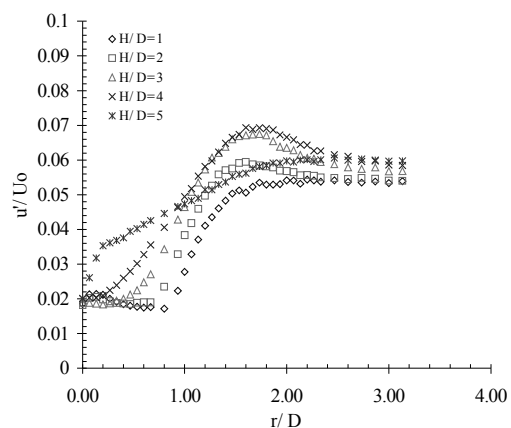


Figure 8: Évolution de l'intensité turbulente locale en fonction de r/D pour  $1 < H/D < 5$  et  $M=0,1$ .

Les spectres compensés des fluctuations de vitesses sont présentés sur la figure 9. Le nombre de Strouhal est déterminé par  $fD/U_0$ . Les points caractéristiques étudiés sont : la position sur l'axe du jet, en  $r^*=0$ , la position spatiale où l'intensité de turbulence est minimale, la position où le taux de croissance varie et enfin en  $r^*=3$  lorsque la variation des

vitesse ne dépend plus de  $H/D$ . Les spectres du point de stagnation ne présentent pas de différence quelle que soit la distance  $H/D$ . Pour  $u'/U_0$  minimal, on observe pour  $H/D=1$  une bosse centrée sur un nombre de Strouhal égal à 0.6.

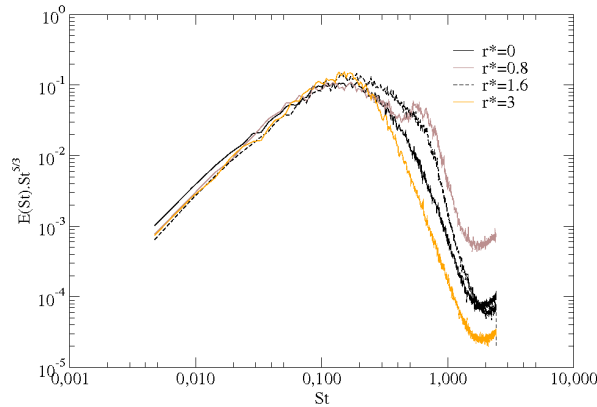


Figure 9: Densité spectrale de puissance à différentes positions  $r^*$  pour  $H/D=1$  et  $M=0,1$ .

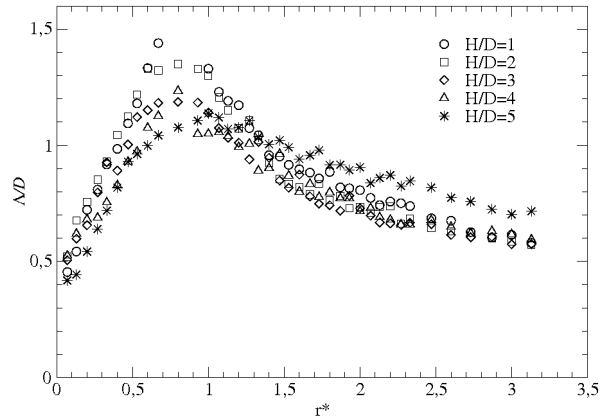


Figure 10: Variations du rapport de l'échelle intégrale de turbulence en fonction  $r^*$  pour  $1 < H/D < 5$ .

La fluctuation temporelle de la vitesse présente une périodicité réelle compte-tenu de l'amplitude importante du pic spectral. En  $r^*=1.6$ , cette « structure tourbillonnaire » semblent être encore présente dans l'écoulement contrairement aux distances  $r^* \geq 3$ . Les petites structures, caractérisées par des grands nombres de Strouhal, sont plus énergétiques en  $r^*=0.8$  qu'au point de stagnation. Pour les valeurs de  $r^*$  croissantes, l'énergie des petites structures diminue en fonction de  $r^*$ . Il semble alors qu'en aval, l'énergie turbulente décroisse et le jet se « relaminarise ». La bosse apparaît également à  $H/D=2, 3$  et  $4$  mais n'existe plus pour  $H/D=5$ . De manière identique, l'énergie des petites structures décroît lorsque  $r^*$  augmente en aval de la position où  $u'/U$  est minimale.

La variation radiale de l'échelle spatiale intégrale de turbulence  $\Lambda$  est présentée sur la figure 10. L'échelle intégrale  $\Lambda$  est déterminée à partir de l'échelle intégrale temporelle mesurée à partir du coefficient d'autocorrélation auquel on applique l'hypothèse de Taylor. Quelle que soit la distance  $H/D$ ,  $\Lambda/D$  est minimale au point de stagnation, croît jusqu'à la position où les spectres présentent un pic puis décroît en aval. On observe également que la valeur maximale est une fonction de la distance  $H/D$ . Elle est très importante pour  $H/D=1, 1.6$ , puis est comprise entre 1.2 et 1.4 pour les autres distances.

#### 4. Discussions.

Les superpositions des caractéristiques aérothermiques (vitesses moyennes et écart-types de la vitesse pour le fluide et nombres de Nusselt pour la thermique) en fonction de  $r^*$  sont présentées sur les figures 11 et 12. Les nombres de Nusselt sont adimensionnés par  $Nu_0$ , le nombre de Nusselt du point de stagnation. D'après ces variations, on peut remarquer de fortes corrélations existantes entre les fluctuations des vitesses et les échanges thermiques à la paroi. Pour  $H/D < 5$ , l'augmentation de  $u'/U_0$  pour  $2 > r^* > 0.8$  correspond à la seconde bosse du profil du nombre de Nusselt. D'après les mesures spectrales et turbulentes, cette zone peut être caractérisée par la présence de tourbillons de grande échelle dont la fréquence est d'autant mieux définie que le rapport  $H/D$  est faible. La présence, hypothétique, de cette structure cohérente améliore les échanges convectifs par une redistribution à la paroi de fluide environnant. En aval, pour  $r^* > 2$ , l'écoulement de fluide sur la paroi devient moins turbulent : les spectres ne présentent plus de pic caractéristiques, l'écoulement se « relaminarise » et la variation à la fois des composantes thermiques et aérodynamiques ne dépendent plus de la valeur de  $H/D$ .

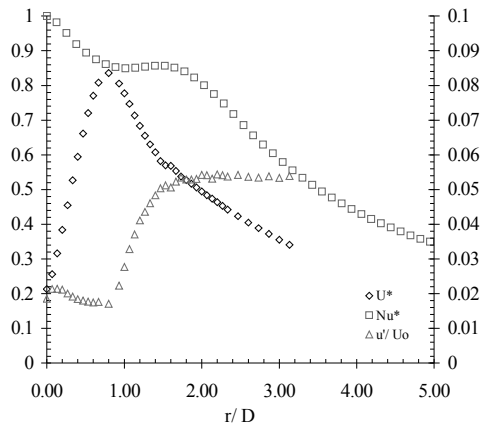


Figure 11: Comparaison des variations radiales de la vitesse adimensionnée  $U^*$ , du nombre de Nusselt adimensionné  $Nu^*$  et de l'intensité de turbulence adimensionnée  $u^*$  pour  $H/D=1$ .

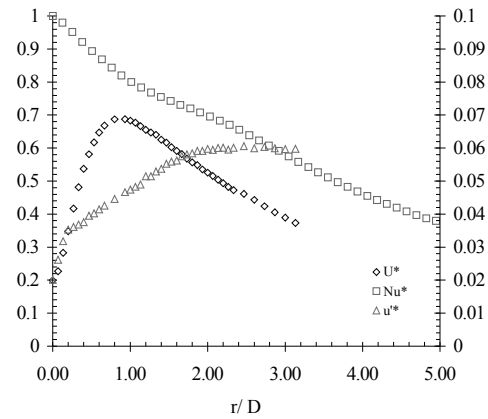


Figure 12: Comparaison des variations radiales de la vitesse adimensionnée  $U^*$ , du nombre de Nusselt adimensionné  $Nu^*$  et de l'intensité de turbulence adimensionnée  $u'^*$  pour  $H/D=1$ .

## 5. Conclusions.

L'étude expérimentale aérothermique de l'influence du nombre de Mach, compris entre 0,1 et 0,5, sur les échanges à la paroi d'un jet impactant a été réalisée à partir de mesures de thermographie infrarouge pour la température et de fil chaud pour les mesures instationnaires de vitesse. Ces résultats ont montré que quel que soit le nombre de Mach, la variation du nombre de Nusselt présente une double bosse pour des distances d'impact  $H/D$  inférieures ou égales à la longueur du cône potentiel du jet libre. La variation du nombre de Nusselt moyen peut être approchée par une loi linéaire en fonction du nombre de Mach. La confrontation des résultats aérodynamiques instationnaires en proche paroi aux résultats thermiques ont permis d'associer l'augmentation du nombre de Nusselt de la double bosse à la présence d'une périodicité temporelle d'après les spectres des fluctuations des vitesses. Des mesures de vitesses P.I.V. sont envisagées pour observer instantanément la présence estimée de cette possible structure cohérente.

## Références

- [1] H. Martin, Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces, *Adv. in Heat Transfer*, 13, pp 1-60, 1977.
- [2] S. J. Downs, E. H. James, Jet Impingement Heat Transfer - A Literature Survey, *ASME 87 HT 35, The National Heat Transfer Conference*, Pittsburgh, Pennsylvania, 1987.
- [2] T. S. O'Donovan, D. B. Murray, Jet impingement heat transfer – Part II: A temporal investigation of heat transfer and local fluid velocities, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50, 3302-3314, 2007.
- [3] J.E. Jambunathan, M.A. Moss, B.L. Button, A Review of Heat Transfer Data for Single Circular Jet Impingement, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 13, n°2, pp 106-115, 1992.
- [4] R. Viskanta, Heat Transfer to Impinging Isothermal Gas and Flame Jets, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6, pp111-134, 1993
- [5] M. Marchand, V. Ménard, J.G. Galier, P. Reulet, P. Millan, Infrared measurements of heat transfer in jet impingement on concave wall applied to anti-icing, *QIRT 2002*.
- [6] P. Brevet, Étude expérimentale et numérique des transferts thermiques par impact de jet, applications aux moteurs aéronautiques, *Thèse de l'université de Poitiers*, 2001.
- [7] M. Fénot, J-J Vullierme et E. Dorignac, A heat transfert measurement of jet impingement with high injection temperature, *C. R. Mécanique*, 333, 778-782, 2005.
- [8] M. Fénot, Étude du refroidissement par impacts de jets. Application aux aubes de turbines, *Thèse de doctorat de l'université de Poitiers*, 2004.