

# Observations par méthodes optiques de la dynamique d'un choc dans un jet supersonique

**Benoît ANDRE<sup>1</sup>, Emmanuel JONDEAU<sup>1</sup>, Thomas CASTELAIN<sup>1,2</sup> et Christophe BAILLY<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup> Ecole Centrale de Lyon, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509, 36 Avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex.

<sup>2</sup> Université Lyon 1, 43 Boulevard du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex.

<sup>3</sup> Institut Universitaire de France, 103 bd Saint-Michel, 75005 Paris.

## 1 Introduction

Les jets supersoniques imparfaitement détendus contiennent un réseau de cellules de chocs [1], se formant dans le jet en raison d'une différence de pression statique en sortie de tuyère entre l'intérieur du jet et le milieu ambiant. La turbulence se développant dans les couches de mélange de ces jets interagit avec ce réseau de cellules pour engendrer ce qu'on appelle les composantes de bruit de choc, qui viennent s'ajouter au bruit de mélange pour former le bruit de jet. On distingue deux composantes de bruit de choc : le screech [2,3], tonal, et le bruit de choc large bande [4,5]. Pour aider à la compréhension des phénomènes aéroacoustiques à l'origine de ces deux types de bruit, il convient d'analyser en détail à la fois la turbulence et la dynamique des chocs.

La caractérisation expérimentale de la première cellule d'un jet rond supersonique à un nombre de Mach parfaitement détendu  $M_j = 1.50$  entouré d'un écoulement subsonique à Mach  $M_s = 0.39$  est entreprise ici. Il a été montré [6,7] que les chocs ont un mouvement oscillatoire à la fréquence du screech. L'objectif de cette contribution est de quantifier l'amplitude du mouvement des chocs contenus dans le jet sous-détendu et de préciser l'influence des chocs sur le développement de la turbulence dans la couche de mélange. Cette contribution appartient à un plus vaste projet visant à caractériser l'effet de vol d'avancement sur le bruit de jets supersoniques choqués, d'où la présence de l'écoulement secondaire subsonique.

On présente d'abord les méthodes expérimentales avant de s'intéresser à la turbulence dans la couche de mélange puis au mouvement du choc.

## 2 Méthodes expérimentales

Les essais sont menés dans l'installation anéchoïque du Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon. Le jet supersonique est issu d'un compresseur centrifuge délivrant en continu un débit massique nominal de  $1 \text{ kg.s}^{-1}$ . La pression d'air en sortie du compresseur est fixée à environ 4 bars. Le compresseur est monté en amont d'un sécheur abaissant le point de rosée à quelques degrés Celsius. L'air passe ensuite au travers d'une valve contrôlée électroniquement, permettant de régler le point de fonctionnement puis au travers d'une tuyère convergente de  $D=38.25 \text{ mm}$  de diamètre et débouche dans la chambre anéchoïque. Pour régler le point de fonctionnement, la pression statique est mesurée à la paroi de la canalisation d'arrivée d'air, à environ  $15D$  en amont de la sortie de tuyère. L'application des relations d'écoulement isentropique permet l'estimation d'un nombre de Mach local dans la section de mesure de la pression statique, à partir duquel on détermine ensuite la valeur de la pression génératrice du jet supersonique. L'écoulement secondaire subsonique est généré par un ventilateur fonctionnant sous une différence de pression

---

<sup>1</sup> Correspondant : [benoit.andre@ec-lyon.fr](mailto:benoit.andre@ec-lyon.fr)

de 2 bars pour un débit massique de  $15 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ . Il sort par une tuyère convergente de 200 mm de diamètre coaxiale avec la tuyère primaire, dont le plan de sortie est coplanaire avec celle-ci. La température génératrice des deux écoulements, qui ne sont pas chauffés, est mesurée au moyen de thermocouples.

Une caractérisation aérodynamique de la première cellule du jet est réalisée par vélocimétrie par images de particules (PIV). Le laser utilisé est un Quantronix Darwin Duo dont la fréquence d'impulsion pour chaque cavité a été fixée à 9200 Hz avec un intervalle entre deux flashes de  $3 \mu\text{s}$ . L'ensemencement est propre à chaque écoulement. Le jet primaire supersonique estensemencé par de l'huile d'olive au moyen de deux générateurs de parfum. La taille moyenne des gouttelettes est de  $1 \mu\text{m}$ . L'écoulement subsonique estensemencé quant à lui par de la fumée de spectacle. L'acquisition des images est effectuée au moyen de deux caméras rapides Phantom V12, placées côte à côte de manière à disposer d'une bonne résolution spatiale sur le champ souhaité. On visualise un plan contenant l'axe du jet. Pour chaque acquisition, 9200 images ont été enregistrées, remplissant ainsi la mémoire vive de chaque caméra. Le grossissement des caméras vaut environ  $0.05 \text{ mm/pixel}$ . Le calcul des champs de vecteurs est effectué sous le logiciel DaVis 7.0, par une méthode itérative aboutissant à des fenêtres de taille  $8\times 8 \text{ pixels}^2$  avec 50% de recouvrement, ce qui conduit à déterminer un vecteur par fenêtre de  $0.2 \text{ mm}^2$  de côté.

En plus de ces mesures de vitesse, une caractérisation de l'écoulement a été effectuée à partir de visualisations strioscopiques, obtenues avec une caméra rapide identique à celles utilisées pour la PIV. Les détails du montage associé sont donnés dans la référence [8].

### 3 Description de l'écoulement moyen

L'écoulement moyen de la configuration étudiée est illustré par la Figure 1. On mesure la vitesse sur la moitié du jet seulement, le reste se déduisant par axisymétrie. On visualise ici la première cellule de choc, qui se termine vers  $x/D=1.5$ . Dès la sortie de tuyère, le fluide accélère étant donné qu'il est sous-détendu. Sur l'axe, il atteint un nombre de Mach local de l'ordre de 2.5. A ce point de fonctionnement, il existe un tout petit disque de Mach, ou choc droit, situé sur l'axe vers  $x/D=1.1$ , où  $x$  désigne la coordonnée le long de l'axe du jet. On ne distingue cependant pas de zone subsonique en aval de celui-ci en raison du choix d'un trop faible recouvrement des fenêtres initiales lors du calcul itératif. Ce n'est pas gênant pour la suite cependant, puisque l'on va ici se concentrer sur la couche de mélange. Hors de l'axe, on observe un choc oblique partant du choc droit et allant jusqu'à la couche de mélange, qui fait diminuer la vitesse tout en laissant l'écoulement supersonique en aval. La cartographie des vitesses transverses (Figure 1 à droite) permet de visualiser le gonflement du jet en sortie de tuyère, suivi d'un rétrécissement jusqu'à la fin de la première cellule. On vérifie que sur l'axe, la vitesse radiale moyenne est nulle, conformément à la condition d'axisymétrie.

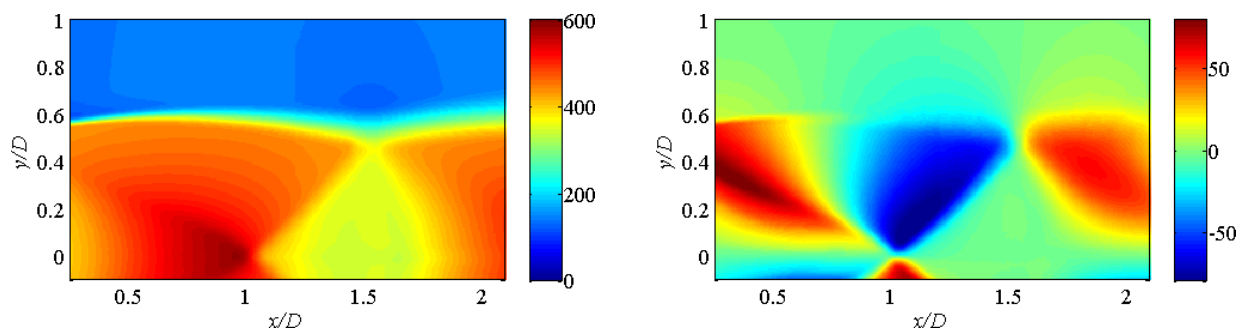


Figure 1 – Champs moyens d'un jet supersonique à  $M_f=1.50$ , avec écoulement secondaire à  $M_s=0.39$ . Gauche : norme de la vitesse moyenne, droite : vitesse radiale moyenne. Les barres de couleur codent la vitesse en m/s.

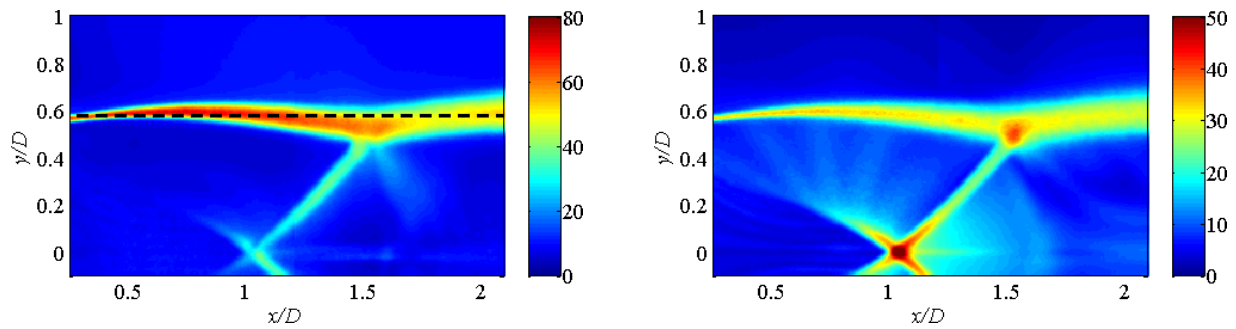


Figure 2 – Ecarts-types de vitesse. Gauche : vitesse longitudinale, droite : vitesse radiale. La ligne pointillée à gauche montre la position de la ligne horizontale de calcul des spectres (partie 4).

Les écarts-types des vitesses axiales et radiales sont montrés en Figure 2. On observe une diminution sensible des fluctuations de vitesse longitudinale en aval du choc dans la couche de mélange, associée à une augmentation de l'anisotropie de la turbulence. On remarque par ailleurs de forts niveaux de fluctuation de la vitesse radiale au niveau du croisement sur l'axe des deux chocs obliques en  $x/D = 1.05$  ; ils sont reliés à l'oscillation de cette intersection, étudiée en partie 5.

#### 4 Calcul de spectres dans la couche de mélange

On calcule des spectres dans la couche de mélange de part et d'autre de la pointe du choc, sur une ligne horizontale incluse dans la couche de mélange, en  $y/D=0.58$  (voir le trait brisé en Figure 2). Les spectres présentés en Figure 3 ont été calculés à 5 mm de part et d'autre du choc. Alors qu'en amont du choc, aucune fréquence particulière ne ressort, le spectre aval présente un pic qui émerge de deux décades du niveau large bande. Sa fréquence est de 2150 Hz, alors que la fréquence du screech mesurée simultanément par des microphones est de 2149 Hz. Cet accord montre que l'on perçoit dans la couche de mélange la fréquence du screech, en raison du passage périodique des perturbations turbulentes formant la partie interne de la boucle de rétroaction. Il semble cependant que cette composante ne soit pas présente en amont du choc. Pour s'assurer que ce résultat n'est pas fortuit, le niveau à la fréquence du screech des spectres des fluctuations de vitesse axiale, calculés sur la ligne  $y/D=0.58$ , a été relevé et est tracé en Figure 4. Il apparaît bien qu'au passage du choc, la composante des fluctuations en phase avec le screech est excitée. D'après la Figure 3, la partie large bande semble au contraire diminuer à la traversée du choc. Ceci est en accord avec les cartographies de l'écart-type des vitesses axiales, représentées en Figure 2. On pourrait qualifier le choc de filtre des composantes de la turbulence, qui amplifie celles à la fréquence du screech et atténue les autres. On peut observer que l'on n'est pas dans une configuration plus académique, voir par exemple les récents travaux de Larsson & Lele [9], où la turbulence est amplifiée au passage d'un choc.

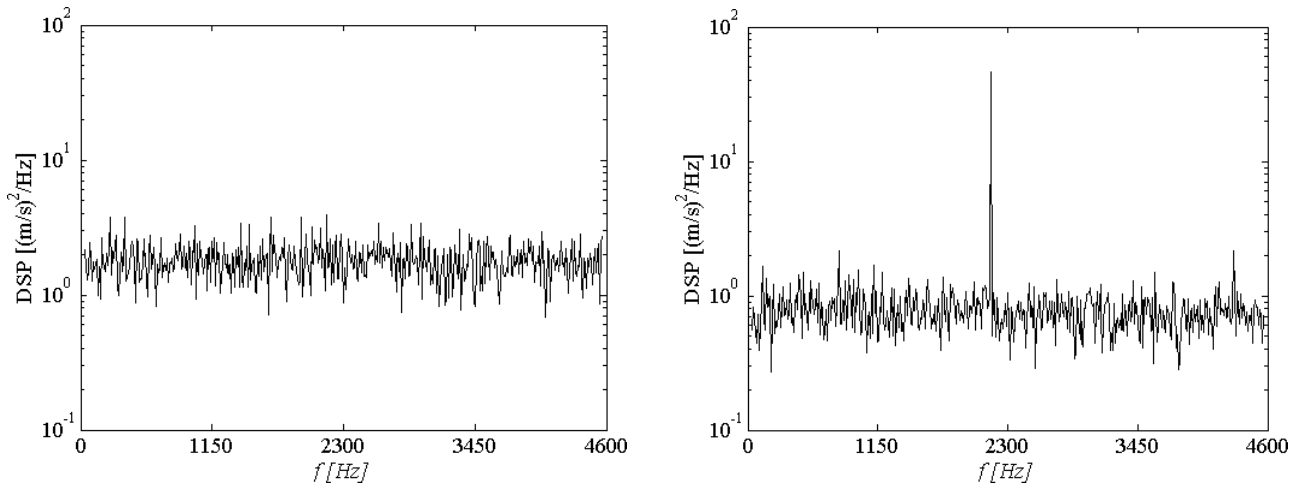


Figure 3 – Densité spectrale de puissance (DSP) du spectre des fluctuations de la vitesse axiale, résolution fréquentielle de 10 Hz,  $y/D=0.58$ . Gauche : 5 mm en amont de la position moyenne du choc, droite : 5 mm en aval du choc. Les moyennes et écarts-types de la vitesse axiale valent respectivement 228.1 et 91.7 m/s pour le point amont, et 215.7 et 64.0 m/s pour le point aval.

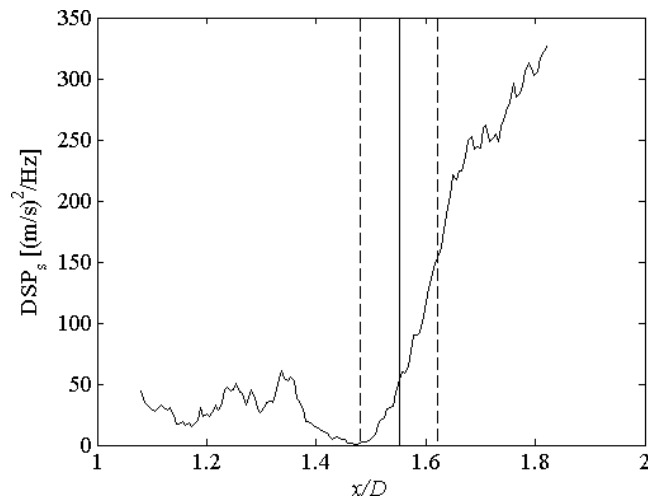


Figure 4 – Valeur à la fréquence du screech des spectres de fluctuations de vitesse axiale le long de la ligne  $y/D=0.58$ . Le trait plein marque la position moyenne du choc, et les lignes pointillées l'amplitude spatiale des oscillations (calculée en partie 5).

## 5 Estimation du mouvement du premier choc

Il a été montré [6,7] que dans un jet *screechant*, les chocs oscillent à la fréquence du screech. Pour mettre en évidence cette propriété *via* les mesures PIV, une moyenne de phase des champs de vitesse instantanée a été calculée. Cela permet aussi de suivre le choc dans son mouvement. Une série de ces images pour la vitesse transverse est présentée en Figure 5. Au moins cinquante images instantanées sont moyennées pour chaque phase. On observe assez distinctement le déplacement du choc vers la droite pour la demi-période représentée. Le déplacement longitudinal de la pointe du choc, dans la couche de mélange, a été relevé manuellement, sans application d'un algorithme spécifique. Les résultats sont reportés en Figure 6 (gauche). L'oscillation sinusoïdale est clairement perceptible, et l'amplitude du mouvement est de  $2.7 \pm 0.4$  mm (l'incertitude est estimée à deux fois la résolution spatiale du champ de vitesse).

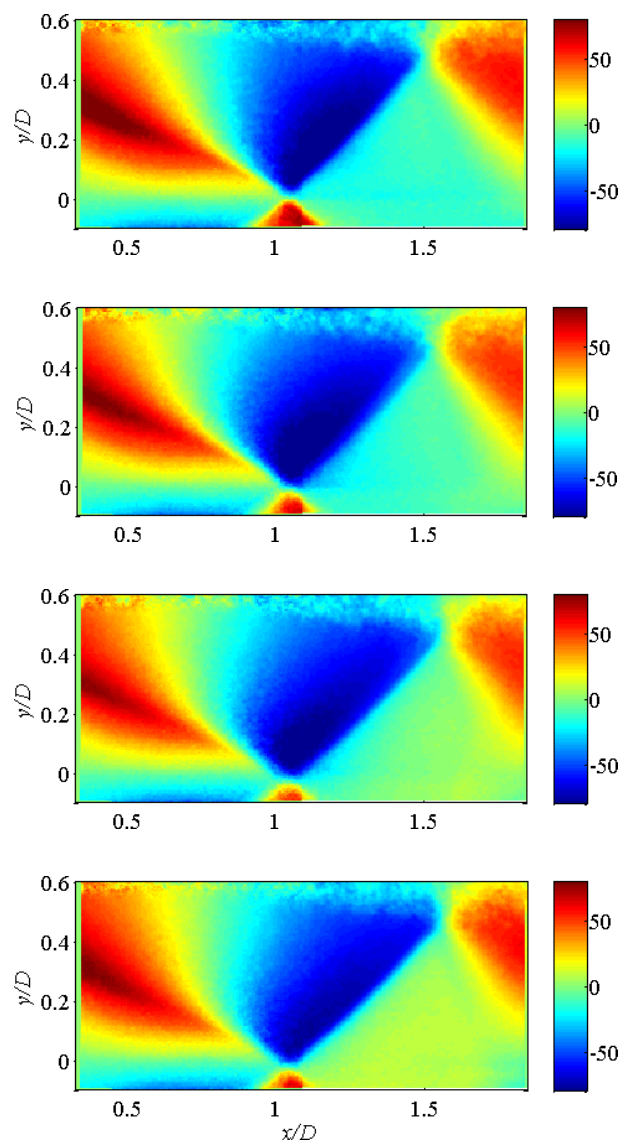


Figure 5 –Moyennes de phase pour la vitesse transverse. De haut en bas :  $0^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $180^\circ$ .

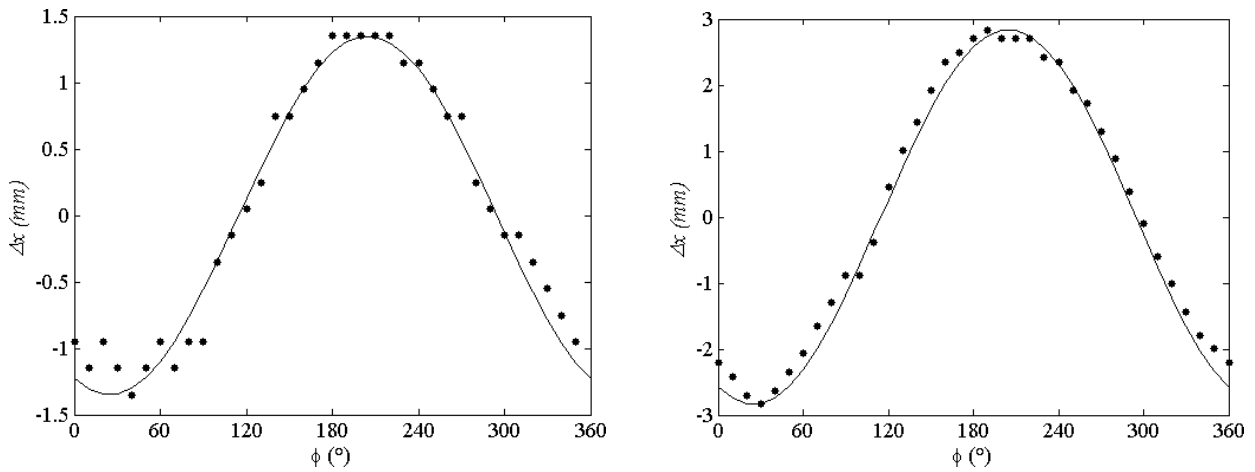


Figure 6 – Oscillation de la pointe haute du premier choc. Gauche : par PIV, droite : par strioscopie.

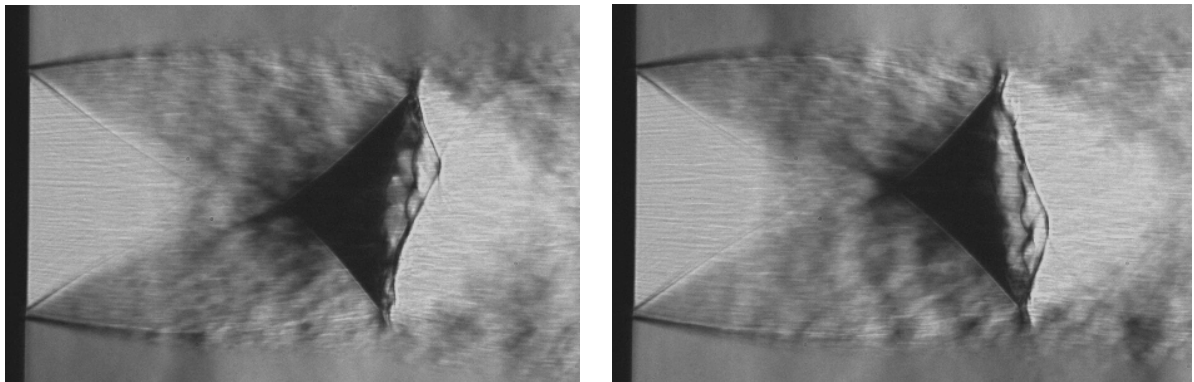


Figure 7 – Images instantanées du jet, obtenues par strioscopie. Gauche : instant  $t$ , droite : instant  $t + 219.8 \mu s$ . Le temps d'exposition est de  $9.3 \mu s$ .

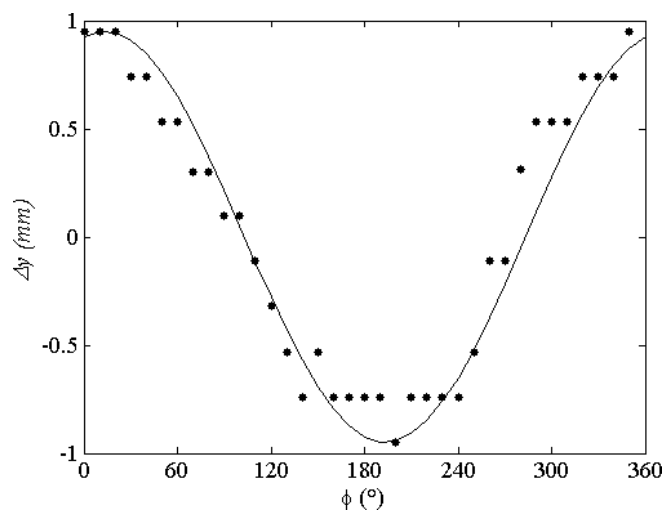


Figure 8 – Oscillation transverse de l'intersection des chocs obliques, sur l'axe du jet (par PIV).

Des images instantanées d'un jet très similaire, à  $M_j=1.52$  et  $M_s=0.39$ , obtenues par strioscopie, sont présentées en Figure 7 à deux instants différents. La déformation du premier choc est considérable sur ces deux images, et on conçoit à partir de celles-ci que l'oscillation des deux pointes du choc est antisymétrique, comme il a été vérifié [8] ; ce mouvement d'oscillation est conforme au mode du screech, également antisymétrique. La position axiale de la pointe haute a été calculée par l'application d'un algorithme de suivi de chocs [7] et est montrée en Figure 6 (droite). Ici, l'amplitude crête à crête des oscillations s'élève à  $5.7 \pm 0.07$  mm (on considère que l'incertitude vaut un pixel).

Le déplacement radial de l'intersection sur l'axe du jet des deux chocs obliques a également été relevé sur les moyennes de phase de la PIV. Il est représenté en Figure 8. On remarque que ce mouvement est approximativement en opposition de phase par rapport à celui de la pointe. Son amplitude crête à crête est de  $1.9 \pm 0.4$  mm.

Le mouvement de la pointe du choc relevé sur les acquisitions PIV est deux fois plus faible que sur l'acquisition strioscopique. Ce désaccord peut s'expliquer à partir des résultats présentés en [10]. Lorsque le mode de screech est antisymétrique, comme c'est le cas ici, le niveau du screech est faible dans la direction azimutale contenant le plan, et fort dans la direction perpendiculaire. Il a été montré [10] que l'oscillation du choc a des amplitudes différentes en fonction de la position de la tranche de jet observée par rapport au plan d'antisymétrie. Ainsi, il n'est pas correct de comparer directement des mesures d'amplitude d'oscillation si les acquisitions n'ont pas été faites à la même position azimutale par rapport au plan d'antisymétrie. Ici, on est dans ce cas, mais on retrouve malgré tout des amplitudes du même ordre de grandeur.

## 6 Conclusion

La première cellule de choc d'un jet supersonique à  $M_j=1.50$  entouré d'un écoulement secondaire subsonique à  $M_s=0.39$  a été étudiée à partir de champs de vitesse obtenus par PIV résolue en temps, en prenant pour échelle de temps caractéristique la période du screech. Des calculs de spectres dans la couche de mélange ont montré que le contenu spectral de la turbulence est très marqué par le screech, et ce de manière distincte entre l'amont et l'aval du choc. Il semble que le choc amplifie les fluctuations à la fréquence du screech tout en atténuant les autres. Il faudrait cependant réaliser des mesures sur une plus grande étendue spatiale pour pouvoir vérifier que ce comportement se maintient sur les chocs suivants.

A partir du calcul de moyennes de phase, les positions de l'intersection des chocs obliques sur l'axe et de la pointe du choc dans la couche de mélange ont été déterminées. Des amplitudes d'oscillation de l'ordre du dixième du diamètre de la tuyère ont été trouvées. L'estimation du déplacement du même choc à partir de visualisations strioscopiques fournit une amplitude du même ordre de grandeur. Les différences observées sont expliquées par le fait que ces mesures distinctes n'ont pas été réalisées à une même position azimutale par rapport au plan d'antisymétrie du screech.

## Références

- [1] Panda, J., Seasholtz, R. G., 1999, Measurement of shock structure and shock-vortex interaction in underexpanded jets using Rayleigh scattering, *Physics of Fluids*, 11(12), 3761-3777.
- [2] Powell, A., 1953, On the mechanism of choked jet noise, *Proceedings of the Physical Society, Section B* 66, 12, 1039-1056.
- [3] Raman, G., 1999, Supersonic jet screech: half-century from Powell to the present, *Journal of Sound and Vibration*, 225(3), 543-571.

- [4] Harper-Bourne, M. & Fisher, M. J., 1973, The noise from shock waves in supersonic jets, *AGARD CP 131*, 11-1 – 11-13.
- [5] Norum, T. D. & Seiner, J. M., 1982, Broadband shock noise from supersonic jets, *AIAA Journal*, 20(1), 68-73.
- [6] Panda, J., 1998, Shock oscillation in underexpanded screeching jets, *Journal of Fluid Mechanics*, 363, 173-198.
- [7] André, B., Castelain, T. & Bailly, C., 2011, A shock-tracking procedure for studying screech-induced oscillations, *AIAA Journal*, 49(7), 1563-1566.
- [8] André, B., Castelain, T. & Bailly, C., 2011, Experimental study of flight effects on screech in underexpanded jets, *Physics of Fluids*, 23, 126102, 1-14.
- [9] Larsson, J. & Lele, S. K., 2009, Direct numerical simulation of canonical shock/turbulence interaction, *Physics of Fluids*, 21, 126101, 1-12.
- [10] André, B., Castelain, T. & Bailly, C., 2012, Shock oscillations in a supersonic jet exhibiting antisymmetrical screech, à paraître dans l'*AIAA Journal*.

## **Remerciement**

Les auteurs remercient chaleureusement Nathalie Grosjean pour son aide lors du montage et des acquisitions PIV. Ce travail s'inscrit dans le projet ANR-10-BLAN-937-01 JESSICA, financé par l'Agence Nationale de la Recherche.