

---

# Mesure du champ d'indice avec un capteur pyramidal

**Béatrice Sorrente, Vincent Michau, Bruno Fleury,  
Jean-Marc Conan, Jean-François Sauvage**

ONERA

29 av. de la Division Leclerc  
92320 Châtillon, BP 72, France

{beatrice.sorrente ; vincent.michau ; bruno.fleury @onera.fr

---

*RÉSUMÉ. Un capteur pyramidal dédié à la mesure d'écoulement aérodynamique a été développé à l'ONERA pour mesurer le champ d'indice. Ce capteur peut être considéré comme une généralisation du principe du couteau de Foucault. Son comportement robuste vis-à-vis des vibrations et le haut niveau d'échantillonnage de la pupille permettent de restituer des informations avec une haute résolution spatiale. Des essais programmés dans une soufflerie ont permis d'évaluer ses performances en présence d'un écoulement subsonique. Une méthode de dimensionnement du capteur a été développée pour que la carte de phase soit restituée avec un bon rapport signal sur bruit. Les premiers résultats de phase reconstruite sont présentés dans cet article. Les résultats obtenus sont comparés avec des résultats obtenus avec un interféromètre holographique.*

*ABSTRACT. A pyramidal sensor specifically developed at ONERA to measure the refractive index field is presented. This sensor can be considered as a four channel schlieren. It has a robust behavior against vibrations and can realize high resolution measurements thanks to a high level of pupil sampling. Tests have been planned in a wind tunnel to evaluate its performance in presence of a turbulent flow at subsonic Mach number. From the measured phase maps, a method has been performed to determine the optical characteristics required to respect a signal to noise ratio sufficient to ensure the quality of the measured aberrations. Preliminary results and the first reconstructed phases obtained from the tests are presented in this paper. The results are compared with those obtained with a holographic interferometer.*

*MOTS-CLÉS : capteur pyramidal, effets aéro-optiques, analyseur de surface d'onde.*

*KEYWORDS: pyramidal sensor, aero-optic effects, wavefront sensor.*

---

DOI:10.3166/I2M.16.1-4.213-228 © 2017 Lavoisier

## 1. Introduction

L'étude des effets aéro-optiques reste largement tributaire des simulations numériques aérodynamiques utilisant des codes complexes de calcul tels que le code elsA ou les codes de type LES. Les simulations LES, qui demeurent longues et onéreuses nécessitent encore une confrontation à l'expérience pour préciser et valider les résultats d'optique qu'on peut en déduire. Les techniques d'analyse optiques fines du volume turbulent constituent donc un moyen expérimental pertinent pour valider et compléter les simulations aérodynamiques. Mais surtout elles permettent de mesurer directement les paramètres optiques fluctuants, d'en déduire les variations d'indice du milieu et donc de construire des modèles. En multipliant les points de vue, il est possible de reconstruire le champ 3D de l'indice du volume turbulent à partir de données 2D mesurées. Les trois principales techniques de mesures optiques adoptées par la communauté des aérodynamiciens pour mesurer le champ d'indice à travers un écoulement sont la strioscopie, l'holographie numérique (Desse *et al.*, 2008 ; 2011) et la technique BOS (« Back Oriented Schlieren ») qui n'est autre qu'une technique d'analyse de surface d'onde (Donjat, 2015).

L'ONERA, qui dispose d'une grande expérience dans le domaine de la mesure de front d'onde appliquée à l'imagerie en astronomie, a développé depuis un an, spécifiquement pour le diagnostic des écoulements, un analyseur de surface d'onde pyramidal. Le défi principal que doivent relever les techniques optiques est de concilier à la fois une mesure à haute résolution spatiale et une cadence d'acquisition des données très élevées. Deux objectifs que peut *a priori* remplir le capteur pyramidal car les mesures sont réalisées sans perte de flux.

Cet article présente le capteur pyramidal développé pour déterminer le champ d'indice 2D d'un écoulement aérodynamique ainsi que les principes de son dimensionnement. Des premières mesures de front d'onde ont été réalisées très récemment avec cet analyseur sur la soufflerie SONIQUE de l'ONERA. Les résultats préliminaires de reconstruction de la phase à partir de mesures pyramidales sont présentés et analysés.

## 2. Principe du capteur pyramidal

### 2.1. Approche géométrique

Le concept du capteur pyramidal peut être considéré comme une généralisation du principe du couteau de Foucault. Mais c'est Ragazzoni (1996 ; 1999) qui a mis en évidence l'intérêt de réaliser un filtrage spatial au moyen d'une pyramide en verre à quatre faces qui, positionnée au plan focal d'un instrument, peut établir la cartographie d'une surface d'onde (figure 1). L'information sur la carte de phase est portée par les quatre images de la pupille des faisceaux émergents de la pyramide qui sont imagées au moyen d'un système optique sur une caméra commune. Un soin

particulier doit être pris dans la phase de définition optique pour éviter le recouvrement des pupilles sur le détecteur et un échantillonnage suffisant pour chaque pupille.

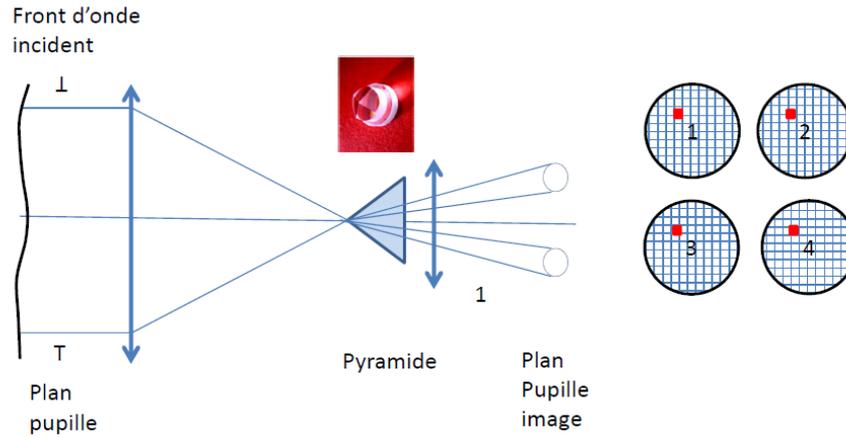


Figure 1. Schéma de principe d'un analyseur pyramidal

En l'absence de turbulence, et donc d'aberrations optiques, les quatre faisceaux sont à symétrie de révolution, l'introduction de turbulence et donc d'aberrations en amont de la pyramide va se traduire par une répartition différentielle de l'intensité à l'intérieur de chaque image de pupille. Un signal d'erreur écartométrique est alors calculé pour chaque pixel  $j$  commun à la pupille mère (figure 1).

Le signal se compose donc de deux vecteurs  $S_x$  et  $S_y$  dont le nombre de composantes est égal au nombre de pixels internes à l'image de la pupille :

$$S_{xj} = \frac{(I_{1j}+I_{3j})-(I_{2j}+I_{4j})}{I_{1j}+I_{2j}+I_{3j}+I_{4j}} \quad (1)$$

$$S_{yj} = \frac{(I_{1j}+I_{2j})-(I_{3j}+I_{4j})}{I_{1j}+I_{2j}+I_{3j}+I_{4j}} \quad (2)$$

Les termes  $I_{ij}$  représentent l'intensité de la pupille  $i$  ( $1 \leq i \leq 4$ ) au niveau du pixel  $j$ . Par construction, les signaux  $S_x$  et  $S_y$  évoluent entre les deux valeurs de saturation -1 et 1. On peut montrer dans l'approximation géométrique que le signal d'erreur est proportionnel au gradient de la phase turbulente (Riccardi, 1998 ; Born et Wolf, 1980) :

$$S_x = \frac{\lambda}{2\pi\theta_0} \frac{d\varphi(x,y)}{dx} \quad (3)$$

$$S_y = \frac{\lambda}{2\pi\theta_0} \frac{d\varphi(x,y)}{dy} \quad (4)$$

$\lambda$  est la longueur d'onde de la source,  $\theta_0$  est le rayon angulaire de l'objet utilisé pour éclairer la zone à analyser, tandis que  $\varphi(x,y)$  représente la carte de phase à analyser. Par construction le signal pyramidal qui est compris entre -1 et 1 peut saturer en présence de perturbations de trop grande amplitude (figure 2). Pour augmenter la dynamique de mesure et rester dans le domaine de linéarité de l'analyseur, il faut augmenter la taille de la source au détriment toutefois de la sensibilité aux petites fluctuations.

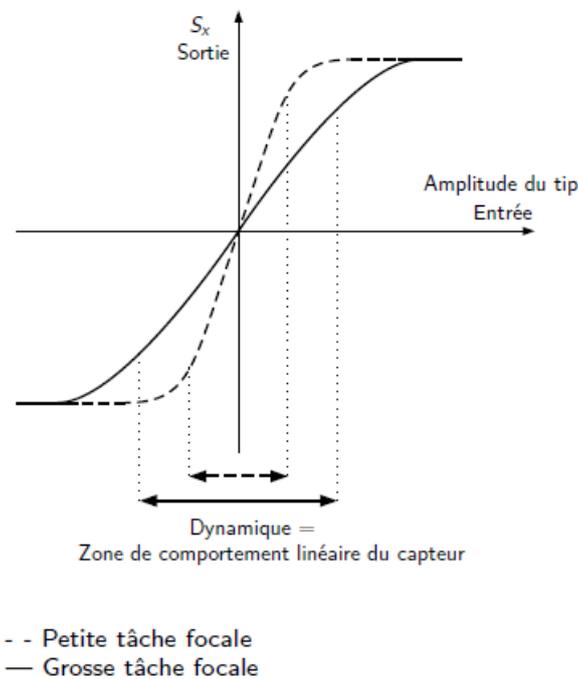


Figure 2. Influence de la taille de l'objet sur la sensibilité de l'analyseur en présence d'un défaut de tilt

Ainsi tout comme la technique BOS, le signal d'erreur du capteur pyramidal fournit donc une information proportionnelle à l'intégrale du gradient d'indice le long du chemin optique (Goldhahn et Seume, 2007). A cet effet la pupille mère est placée ou réimagée à l'intérieur du volume turbulent. Un soin particulier doit être d'ailleurs apporté à la définition optique du banc afin de minimiser les aberrations pupillaires, d'autant que le grandissement entre la pupille mère et les pupilles fille réimagées sur la caméra peut s'avérer important selon le diamètre du volume cylindrique turbulent à analyser. La résolution spatiale de la mesure de phase est

directement donnée par la largeur du pas pixel projetée dans l'espace de la pupille mère.

Enfin, par définition le capteur pyramidal est sensible à l'inhomogénéité d'éclairage de la pupille. Il faut donc prévoir dans la phase de calibration, en l'absence de turbulence, une mesure de référence qui permettra d'évaluer des aberrations fixes propres au système optique ainsi qu'une cartographie des gains individuels de chaque pixel de la caméra situé dans la zone utile des mesures.

## 2.2. Reconstruction zonale de la phase

L'objectif visé est de déterminer la carte d'indice à partir de la carte 2D de la phase. Il faut donc intégrer numériquement une surface définie à partir de ses gradients. Pour réaliser cette opération on construit le vecteur colonne des signaux pyramidaux  $S = [S_x, S_y]$ .  $S$  est relié à la carte de phase  $\varphi$  sur les pixels utiles de la pupille au moyen d'une matrice de passage  $D$  :

$$S = D \cdot \varphi \quad (5)$$

La matrice  $D$  est construite en calculant pour chaque pixel  $j$  de la pupille, la dérivée en  $x$  et  $y$  d'une phase  $\varphi_j$  à laquelle on affecte une valeur de 1 au pixel  $j$  et 0 ailleurs. On prend comme convention que la dérivée locale selon l'axe  $x$  revient à affecter aux pixels situés en  $j$  et  $j+1$  respectivement les valeurs -1 et +1. La même convention est adoptée pour le calcul de la dérivée en  $y$  mais la valeur +1 est affectée au pixel situé dans le prolongement vertical du pixel  $j$  (figure 3). La matrice  $D$  est donc constituée d'une pile de vecteurs composés de valeurs égales à 0, -1 et 1.



Figure 3. Visualisation 2D d'un extrait de la matrice  $D$

A partir de la relation (5), la phase  $\varphi$  est alors estimée selon le critère des moindres carrés en inversant la matrice (Dessenne, 1998) :

$$\varphi_e = (D^T D)^{-1} D^T \cdot S \quad (6)$$

L'algorithme de reconstruction de la phase a été validé avec succès à partir d'une phase générée numériquement, puis dérivée avant d'être reconstruite selon la procédure décrite ici.

### 3. Définition du capteur pyramidal

L'objectif fixé pour les essais était de valider cette technique de mesure sur un écoulement connu (Rodriguez, 1984) et préalablement analysé. Le choix s'est porté sur la soufflerie SONIQUE du centre de Lille de l'ONERA où plusieurs essais de caractérisation par holographie numérique ont déjà été réalisés (Desse et Picart, 2011).

Deux hublots placés le long de la veine de 42 mm de diamètre (figure 4) permettent d'analyser l'écoulement instationnaire subsonique qui se développe en aval d'un cylindre de 20 mm de diamètre et perpendiculaire à l'écoulement. L'écoulement turbulent est bidimensionnel (invariant en  $z$  par translation). Ce dernier est caractérisé par un nombre de Mach infini amont pouvant atteindre 0,8.

Le montage optique est présenté sur la figure 5. Il est composé de 2 doublets  $D_0$  et  $D_1$  de combinaison foyer-infini, avec matérialisation de la pupille dans le milieu turbulent collimaté. Au foyer  $F_1$  est disposée une pyramide : les quatre faisceaux réfractés sont collimatés à l'aide d'un doublet  $D_2$ . La caméra est conjuguée de la pupille, lieu de turbulence, à travers le système afocal composé des doublets  $D_1$  et  $D_2$ . L'imagerie pupillaire choisie s'effectue à travers des systèmes afocaux qui ont pour avantage d'avoir des grandissements constants et de limiter fortement l'anamorphose pupillaire issue de l'astigmatisme d'excentrement provenant de la pyramide (simulation Zemax).



Figure 4. La soufflerie SONIQUE

La pyramide en BK7 est constituée de quatre facettes et d'une arête de largeur de 20  $\mu\text{m}$  dont l'impact sur la mesure est négligeable au regard du large diamètre de l'image de la source utilisée.

La pyramide est par essence chromatique, il faut donc prendre une source à grande finesse spectrale afin de limiter le chromatisme de grandeur sur les pupilles réimaginees sur la caméra. On utilise donc une diode laser modulable Cobolt de 250 mW émettant à 638 nm et caractérisée par une FWHM de 1,2 nm, ce qui correspond à une longueur de cohérence  $L_c$  de 340  $\mu\text{m}$ .

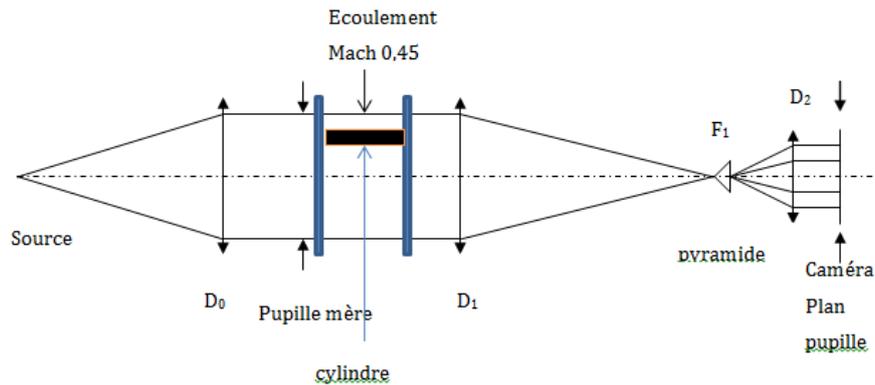


Figure 5. Schéma de principe de l'expérience

La diode laser est couplée à une fibre optique multimode à saut d'indice de diamètre 100  $\mu\text{m}$  dont l'extrémité devient la source secondaire. La longueur de la fibre,  $L$ , est de 200 m afin de minimiser la cohérence spatiale de la source (Efimov, 2014) et donc le contraste des speckles évalué à environ 4 % pour les niveaux typiques d'intensités utilisés.

Les phénomènes aéro-optiques étant à la fois rapides et de grande amplitude, l'un des enjeux majeur est d'adapter le système optique à la dynamique des défauts à mesurer pour éviter une saturation du signal d'erreur  $S$ . Le capteur pyramidal a donc été dimensionné pour s'adapter aux mesures de phase déjà effectuées à l'intérieur d'une zone de diamètre  $D$  égal à 50 mm et matérialisée par le cercle rouge de la figure 6. Ce cercle définit la pupille qui sera placée sur la face externe du hublot en amont de la pyramide et de la veine.

Huit cartes de phases enregistrées à des échantillons de temps différents par la technique de l'holographie numérique nous ont été communiquées pour ce dimensionnement. La phase échantillonnée sur 1 344 x 1 024 pixels est représentée sur la figure 6. On y distingue le profil du cylindre perturbateur, ce qui permet d'effectuer une calibration de la largeur des pixels. Les tourbillons qui se forment autour du cylindre entraînent l'apparition d'une zone à fort gradient d'indice au centre de la figure.

Chacune des phases a été décomposée sur la base des polynômes de Zernike,  $Z_{ij}$ , couramment utilisés pour analyser la turbulence (Noll, 1976). Cette décomposition s'exprime sous la forme :

$$\varphi(x, y) = \sum_{i=2}^{i=M} a_i Z_{i(x,y)} \quad (6)$$

où  $a_i$  représente le coefficient de Zernike du polynôme  $i$  et  $M$  le numéro de polynôme de Zernike maximal utilisé pour la décomposition de la phase. La figure 7 présente la valeur moyenne et l'écart-type temporel, calculé sur les huit tirages disponibles, de chaque coefficient de Zernike. Il ressort que la phase est caractérisée par une aberration statique de grande amplitude autour de laquelle se greffent des petites fluctuations temporelles. La dynamique de mesure du capteur devra donc être optimisée pour que le capteur soit capable de mesurer une aberration optique de grande amplitude, tout en restant suffisamment sensible aux fluctuations de plus petite amplitude.

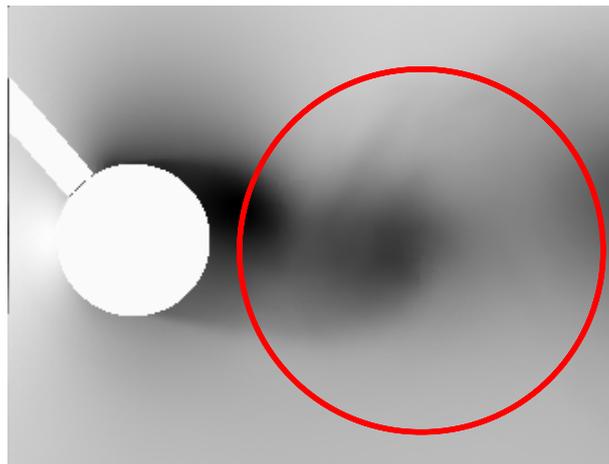


Figure 6. Carte de phase reconstruite avec la technique de l'holographie numérique à  $V = 0,45$  Mach et zone d'analyse (en rouge)

A partir de cette carte de phase, la taille angulaire de l'objet sur la pyramide  $\theta_0$  et le nombre de pixels de la pupille mère ont donc été optimisés vis-à-vis du critère de saturation de façon à ce que le signal pyramidal reste dans l'intervalle  $[-1,1]$ .

Plus  $\theta_0$  est grand, et plus le capteur pyramidal sera en mesure d'encaisser sans effet de saturation des effets turbulents de grande dynamique, mais sa sensibilité aux petites fluctuations temporelles du signal chute d'autant. Par ailleurs plus le diamètre en pixels de la pupille,  $d_{pix}$ , réimagée sur la caméra est grande, et meilleure sera la finesse spatiale de restitution de la phase. Cependant le rapport signal sur bruit de la

mesure décroît lorsque  $d_{pix}$  augmente car le nombre de photo-électrons par pixel diminue. Un bon compromis a été trouvé en prenant  $d_{pix}=128$  pixels et  $nr=40$ , où  $nr$  est le rapport entre  $\theta_0$  et le diamètre angulaire de la tâche d'Airy,  $\lambda/D$ , qui sert de référence. Pour ce choix de paramètres nous avons vérifié que le capteur pyramidal présente peu de valeurs saturées (figure 8).

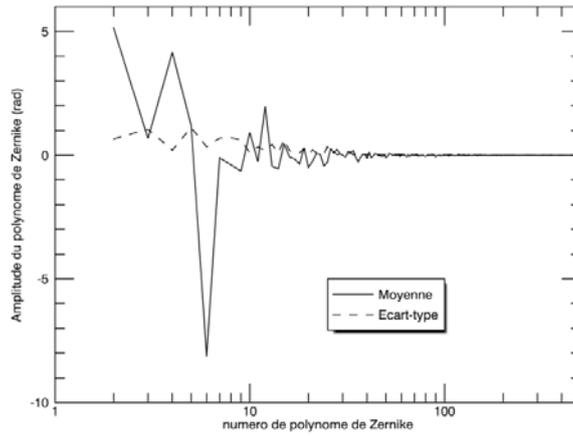


Figure 7. Répartition des coefficients de Zernike

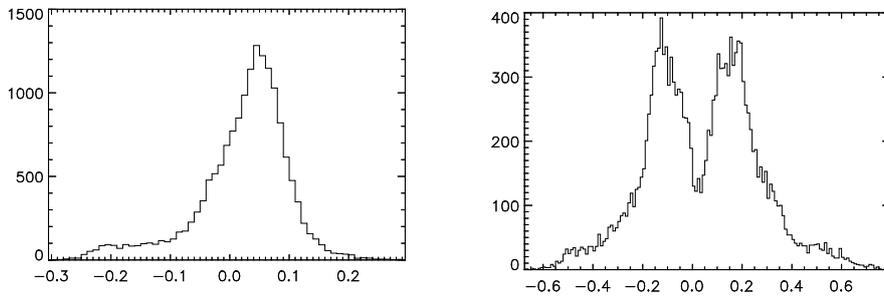


Figure 8. Histogramme des valeurs de  $S_x$  (à gauche) et  $S_y$  (à droite).  
Cas  $n_r=40$  et  $d_{pix}=128$

A partir de l'estimation analytique des coefficients de propagation du bruit d'un analyseur de surface sensible à la dérivée de la phase (Rigaut et Gendron, 1992), on peut évaluer le rapport signal sur bruit d'estimation de chaque coefficient de Zernike pour un niveau de bruit de photon représentatif des conditions d'essais et un bruit de speckle. La figure 9 montre que ces coefficients peuvent être estimés avec un

rapport signal sur bruit supérieur à 100, et ce pour des contrastes de speckle,  $V$ , compris entre 0 (pas de speckle) et 10 %.

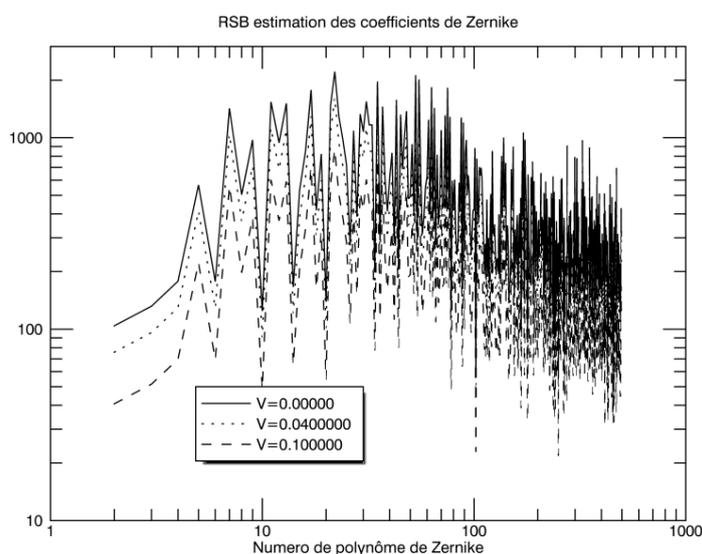


Figure 9. Rapport signal sur bruit d'estimation des coefficients de Zernike pour différents contrastes de speckles

#### 4. Résultats des essais en soufflerie

##### 4.1. Conditions des essais

Pour les essais le nombre de Mach a été fixé à 0,55 et le temps de pose des mesures à 300 ns conformément aux essais préalablement réalisés avec l'interféromètre holographique. A défaut de caméra ultra rapide, une caméra PCO-Edge a été utilisée pour l'acquisition des images de pupilles. Sa fréquence d'acquisition est limitée à 250 Hz, ce qui est insuffisant au regard de la rapidité d'évolution des phénomènes à analyser. Cependant un capteur de pression placé à l'intérieur de la veine indique que les phénomènes instationnaires qui se développent autour du cylindre se reproduisent périodiquement à une cadence de l'ordre de  $f_p = 1,3$  kHz. Un signal TTL généré par le capteur de pression assurera donc la synchronisation des impulsions de la diode laser avec l'acquisition des données, tandis que les acquisitions d'image seront déclenchées en se synchronisant avec le signal de modulation de la diode laser. Le temps de pose de la caméra est alors fixé à sa valeur minimale de 10  $\mu$ s. Plusieurs enregistrements ont été réalisés en décalant de 45° la phase du signal du capteur de pression afin de couvrir l'ensemble du phénomène périodique à une fréquence plus faible, multiple de  $f_p$ . Au final les

images ont été enregistrées à une cadence de 49,67 Hz mais le niveau du jitter fréquentiel évalué à 0,44 Hz *rms* n'a pas permis de respecter le principe stroboscopique de la mesure.

Un masque placé sur la face arrière de la veine matérialise la pupille du système. Afin d'éviter les phénomènes de vignettage, le diamètre de la pupille utile a été limité à 47 mm au lieu de 50 mm, ce qui nous a conduit d'un point de vue pratique à échantillonner la pupille sur un diamètre de 114 pixels. La résolution spatiale d'analyse de la phase est donc de 412  $\mu\text{m}$ . La puissance de la source a été volontairement limitée à moins de 1 mW afin de minimiser le contraste des speckles mais de disposer d'un rapport signal sur bruit suffisant par pixels. Les images ont ainsi été enregistrées avec un niveau moyen de 3000 ADU par pixel ce qui correspond à 830 photo-électrons par pixel compte-tenu du gain de la caméra.

#### 4.2. Calibration

La première étape consiste à estimer la phase de référence obtenue en absence d'écoulement lorsque le faisceau est centré sur la pyramide. La carte de phase ainsi mesurée à partir des images de pupille et après application de l'algorithme de reconstruction zonal est représentée sur la figure 10. Elle est dominée par un défaut de focalisation et un léger tilt dus à des défauts d'alignement optique.

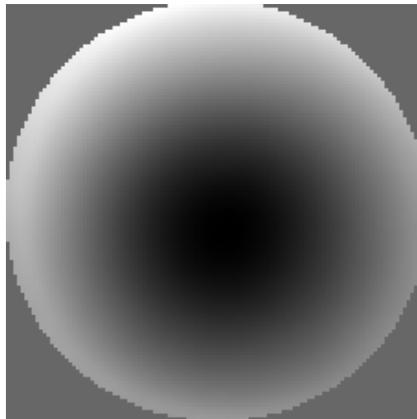


Figure 10. Carte de phase de référence

La deuxième étape de calibration consiste à mesurer le gain de calibration entre la phase à estimer et la phase brute reconstruite à partir des mesures pyramidales. Pour cela un défaut de tilt d'amplitude variable est introduit en déplaçant d'un pas connu,  $\Delta z$  la source dans le plan perpendiculaire à l'axe optique. Pour chaque valeur de  $\Delta z$  la phase brute estimée est décomposée sur la base des polynômes de Zernike

afin d'en extraire le coefficient de tilt. On montre aisément que le coefficient de Zernike,  $a_2$ , associé au tilt introduit s'exprime sous la forme:

$$a_2 = \pi D \delta x / (2f\lambda) \quad (7)$$

La figure 11 représente l'évolution de  $a_2$  en fonction du tilt introduit théoriquement. La pente de la courbe évaluée dans la zone linéaire de la courbe vaut 1,129. La légère dissymétrie de la courbe est liée à la présence d'un couplage d'axe de la platine de translation, ce qui a aussi pour effet de légèrement surévaluer l'amplitude du tilt introduit.

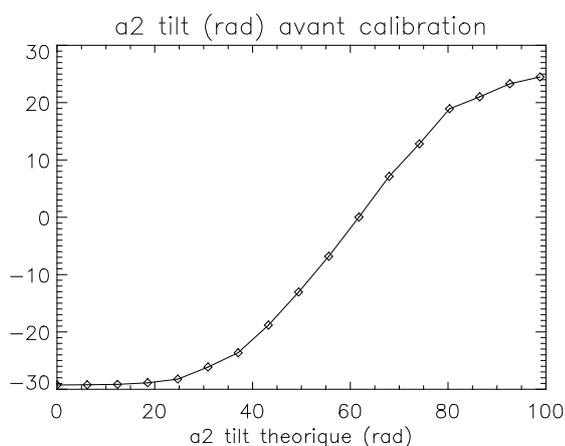


Figure 11. Evolution du coefficient de tilt estimé en fonction du coefficient de tilt introduit

#### 4.3. Résultats en présence d'un écoulement

La figure 12 représente les quatre cartes d'intensité court pose typiques obtenues en présence de l'écoulement. Les axes de la caméra sont retournés de  $90^\circ$  par rapport aux cartes de phase obtenues par holographie numérique. Une fois les cartes d'intensité enregistrées, la localisation du masque de chaque pupille fille est réalisée avec minutie afin de procéder par superposition des cartes d'intensité à un calcul pyramidal précis. Les histogrammes de la figure 13 montrent que les signaux  $S_x$  et  $S_y$  sont bien compris à l'intérieur de l'intervalle  $[-1,+1]$ , néanmoins, contrairement à nos prévisions (figure 8), un nombre significatif de signaux atteignent des valeurs proches de 0,9, c'est-à-dire dans une zone où l'analyseur s'éloigne d'un comportement linéaire. Un ajustement de la taille de l'objet par changement de lentille aurait permis de réduire la largeur des histogrammes. Mais les temps impartis à nos essais ne nous ont pas permis d'engager une telle modification.

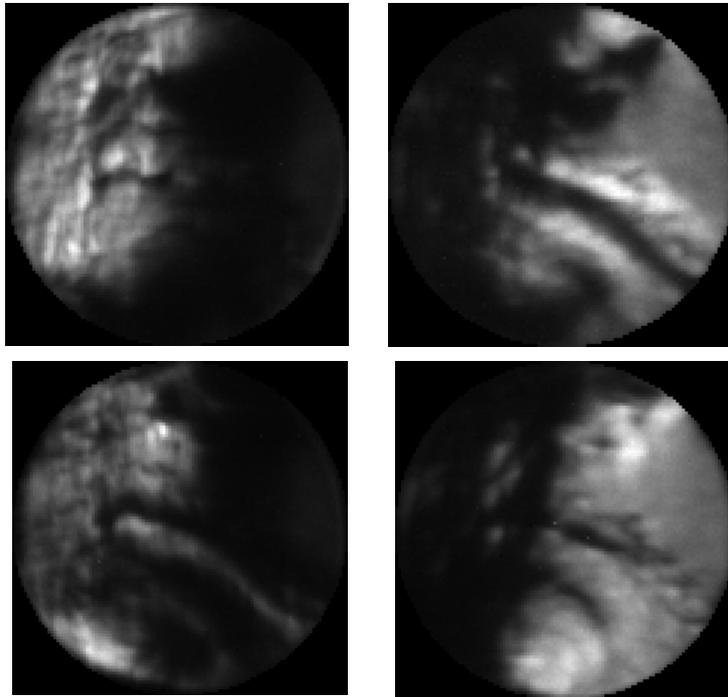


Figure 12. Cartes d'intensité instantanée  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  et  $I_4$  obtenues en présence de l'écoulement aérodynamique

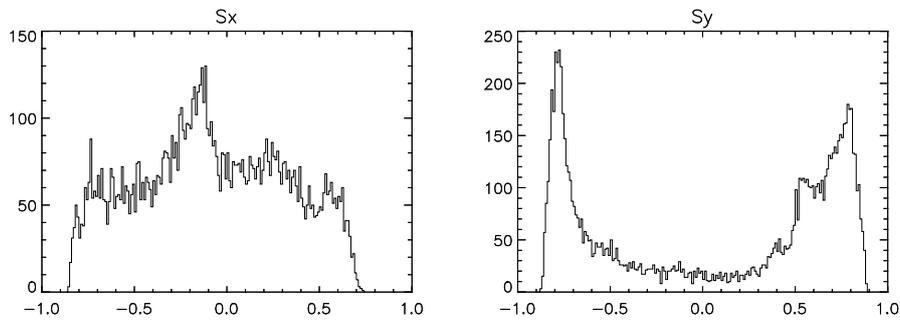


Figure 13. Histogrammes des signaux pyramidaux

Les signaux pyramidaux instantanés obtenus à partir des cartes d'intensité de la figure 11 sont présentés sur la figure 14. Le signal  $S_y$  indique que la carte de phase a une forme en tuyère. La carte de phase instantanée associée a donc été évaluée à partir de l'algorithme de reconstruction zonal (figure 14) avant d'être décomposée sur la base des polynômes de Zernike (figure 15). La forme de la carte de phase est

en cohérence avec les cartographies des deux dérivés et montre une grande finesse de détails. L'amplitude des coefficients de Zernike basse fréquence est proche des valeurs obtenues par la technique d'holographie numérique (figure 6). On peut observer que le capteur pyramidal est capable de restituer des informations pour les hautes fréquences spatiales. La carte de phase obtenue après moyennage de 100 enregistrements est représentée sur la figure 15, les fréquences spatiales élevées de la phase sont alors lissées.

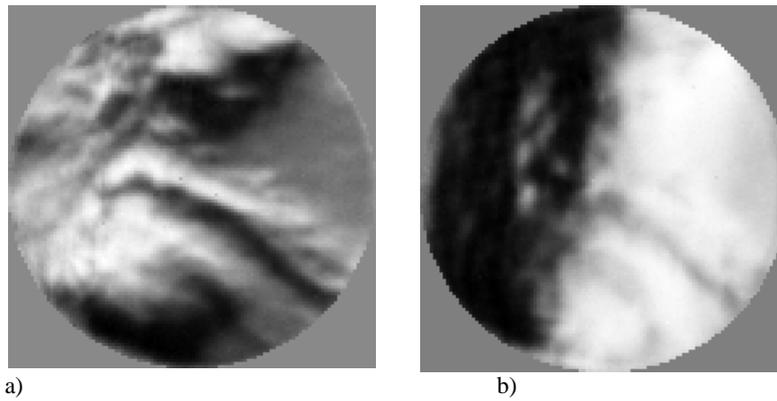


Figure 14. Signaux pyramidaux instantanés  $S_x$  (a) et  $S_y$  (b)

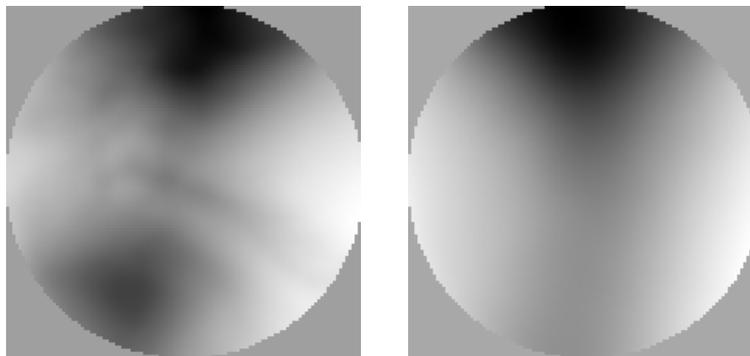


Figure 15. Carte de phase instantanée obtenue à partir des signaux pyramidaux de la figure 14 (à gauche) et phase moyennée sur 100 enregistrements (à droite)

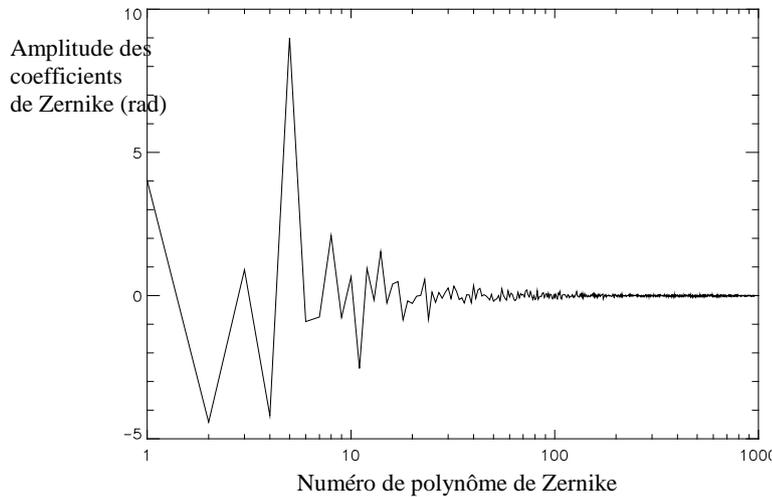


Figure 16. Décomposition sur la base des polynômes de Zernike de la carte de phase instantanée de la figure 12

## 5. Conclusion

Les essais réalisés sur la soufflerie SONIQUE ont montré la capacité du capteur pyramidal à diagnostiquer des écoulements aérodynamiques. Un soin particulier doit être apporté à la définition optique pour éviter la saturation du signal d'erreur, tout en assurant une sensibilité suffisante à la mesure des petites fluctuations temporelles de la phase. Les résultats obtenus montrent que le capteur pyramidal est capable de restituer des informations à haute fréquence spatiale avec un bon rapport signal sur bruit. La méthode de reconstruction zonale est particulièrement bien adaptée pour estimer la phase compte tenu du haut niveau d'échantillonnage de la pupille. La prochaine étape des travaux consistera à affiner les procédures de calibration par la réalisation des mesures de flat de la caméra. Les prochains essais qui seront réalisés, cette fois-ci, sur un jet sous-détendu, permettront d'améliorer le dimensionnement de ce capteur à quatre voies et de poursuivre l'analyse de ses performances.

### Remerciements

*Les auteurs remercient Francis Mendez et Joseph Montri pour leur support et grand dévouement.*

### Bibliographie

Born M., Wolf E. (1980). *Principle of optics*, Pergamon Press.

- Desse J. M., Picart P. (2011). Analyse des écoulements instationnaires par interférométrie holographique numérique couleur. *Photoniques*, novembre/décembre, p. 43-48.
- Desse J. M., Picart P., Tankam P. (2008). Digital three-color holographic interferometry for flow analysis, *Optics Express*, vol. 16, n° 8, p. 5471-5480.
- Dessenne C. (1998), *Commande modale et prédictive en optique adaptative*, PHD Thèse, Université Paris VII.
- Donjat D., Nicolas F., Plyer A. (2015). Study of a co-flowing hot jet: an application of direct 3DBOS technique in research wind tunnel. *10<sup>th</sup> Pacific Symposium on Flow Visualization and Imaging Processing 2015*, 15-18 June, Naples, Italy.
- Efimov A. (2014). Spatial coherence at the output of multimode optical fibers, *Optics Express*, vol. 22, n° 13, p. 15577-15588.
- Goldhahn E., Seume J. (2007). The background oriented schlieren technique: sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field, *Journal of Experiments in Fluids*, vol. 43, p. 241-249.
- Noll R. J. (1976). Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal Optical Society of America*, vol. 66, p. 207-211.
- Ragazzoni R. (1996). Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism. *Journal of Modern Optics*, vol. 43, p. 289-293.
- Ragazzoni R., Farinato J. (1999). Sensitivity of a pyramidal Wave Front sensor in closed loop Adaptive Optics. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 350, p. L23-L26.
- Riccardi A., Bindi N., Ragazzoni R. (1998). Laboratory characterization of a “Foucault-like” wavefront sensor for Adaptive Optics, *Conference on Adaptive Optical System Technologies, Kona, Hawaï, March, SPIE*, vol. 3353, p. 941-951.
- Rigaut F., Gendron E. (1992). Laser guide star in adaptive optics: the tilt determination problem. *Astronomy and Astrophysics*, vol. 261, p. 677-684.
- Rodriguez O. (1984). The circular cylinder in subsonic and Transonic flow. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, vol. 22, n° 12, December, p. 1713-1718.