

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Interaction sillage/paroi : étude des liens entre champs hydrodynamiques et aéroacoustiques

T. Ruiz, J. Borée, C. Sicot, L-E. Brizzi, Y. Gervais

Institut P²

CNRS ENSMA Université de Poitiers
Téléport 2, 1 Av. Clément Ader, BP 40109
86961 - Futuroscope Chasseneuil, France
tony.ruiz@lea.ensma.fr

L'étude aéroacoustique du sillage d'un disque de diamètre D placé à une distance H d'une paroi est réalisée expérimentalement à Reynolds $Re_D=1.3 \times 10^5$. L'objectif est de s'appuyer sur les connaissances acquises sur l'aérodynamique de cette configuration pour analyser la relation entre l'écoulement turbulent et l'émission sonore rayonnée en champ lointain. On combine des mesures en champs proche et lointain pour identifier les mécanismes sources.

La configuration $H/D=0.75$ est sélectionnée pour cette étude. Dans ce cas, les capteurs de pression en paroi détectent les contributions (i) du battement du sillage ($St=0.145$) et (ii) des structures turbulentes du sillage. Des mesures synchronisées entre 22 capteurs de pression pariétale et un microphone disposé en champ lointain permettent de calculer l'évolution longitudinale de la corrélation $\langle p_{paroi}(x, t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$. L'inclinaison des lobes de corrélation vers les $\tau < 0$ lorsque x augmente est liée à ce que la source acoustique est localisée dans la bulle de recirculation moyenne en (x_{source}, z_{source}) . La différence entre les temps caractéristiques de transport convectif τ_{conv} et de propagation de l'onde acoustique τ_{acou} explique alors l'inclinaison des lobes. Quelle que soit la position du capteur de pression pariétale sélectionné pour le calcul de la corrélation, le microphone délivre un signal avec un décalage $\tau_{acou} \approx (z_{mic} - z_{source})/c$ avec c la vitesse du son. A contrario, le signal détecté par les capteurs de pression pariétale dépend de leur position longitudinale x_{capt}/D . Les mécanismes aérodynamiques associés aux sources acoustiques sont alors détectés avec un décalage $\tau_{conv} \approx (x_{capt} - x_{source})/U_C$ avec U_C la vitesse de convection des structures. En utilisant ce modèle simple de source acoustique localisée en x_{source}/D , on retrouve les décalages temporels $d_\tau = \tau_{acou} - \tau_{conv}$ observés sur les corrélations. Cette approche permet d'identifier la structure turbulente de l'écoulement à l'origine de l'émission acoustique.

1 Introduction

A des nombres de Reynolds importants, les caractéristiques instationnaires et turbulents de l'écoulement autour de corps de type « *bluff body* » disposés proche d'une paroi, engendrent des propriétés spatio-temporelles spécifiques sur la signature en pression pariétale. On étudie ici l'interaction du sillage tridimensionnel d'un disque de diamètre D avec une paroi placée à une distance H . L'objectif de cette étude est de comprendre dans une telle situation ($H/D=0.75$) quelles sont les fluctuations de l'écoulement reliées à l'émission acoustique en champ lointain. Les écoulements dits « *pariétaux* » sont susceptibles d'avoir une émission acoustique importante associée à la turbulence au voisinage de la paroi ou à la vibration de la structure. Notons que les fluctuations de pression pariétales sont dites « *hydrodynamiques* » si elles sont produites par des structures tourbillonnaires convectées par l'écoulement ou « *aéroacoustiques* » si elles résultent d'une propagation d'ondes acoustiques.

L'antenne de microphones disposée en champ lointain est une méthode classique pour détecter et quantifier les sources aéroacoustiques d'un écoulement. Toutefois, ces mesures en champ lointain ne donnent pas d'information directe sur les liens entre les mécanismes aérodynamiques sources et le champ rayonné. Par ailleurs des mesures dans le champ proche nous renseignent sur les structures

cohérentes de l'écoulement mais sont très difficiles à interpréter d'un point de vue acoustique. Le problème de la séparation des contributions hydrodynamique et aéroacoustique se pose alors. Bien que leurs caractéristiques spatiales et temporelles soient bien différentes, elles sont produites par le même phénomène turbulent ce qui rend la séparation difficile. L'objectif de cette étude est de combiner des mesures dans le champ proche et dans le champ lointain pour identifier les mécanismes sources dans notre configuration. Henning et al 2008 réalisent des mesures de vitesse par PIV dans le sillage d'un cylindre « infini » synchronisées à la mesure de pression acoustique rayonnée en champ lointain. Les corrélations pression acoustique/vitesse sont analysées pour montrer que les structures de l'écoulement responsables de l'émission sonore sont les structures cohérentes du lâcher tourbillonnaire. La valeur maximale de corrélation est atteinte 1,6 diamètre en aval du cylindre dans la zone où les structures lâchées dans le sillage accélèrent. La configuration du cylindre « infini » présente l'avantage d'émettre un bruit qualifié de tonal qui se retrouve sur les signaux de vitesse et de pression. Pour une configuration émettant un bruit plus large bande, ils observent des corrélations très bruitées qui ne mettent en évidence aucune caractéristique spatiale ou temporelle de l'écoulement.

Le dispositif expérimental et les techniques de mesure sont décrits tout d'abord dans la partie 2. Les propriétés

principales de l'écoulement et de la signature en pression pariétale sont exposées dans la partie 3. Une analyse corrélatoire entre les pressions pariétales et acoustiques est alors menée dans la partie 4 pour identifier les mécanismes sources d'un point de vue acoustique.

2 Dispositif expérimental et techniques de mesure

Les expérimentations sont réalisées dans une soufflerie anéchoïque semi-ouverte de type Eiffel (soufflerie Eole au CEAT de Poitiers). La veine d'essais a une section de sortie de $460\text{ mm} \times 460\text{ mm}$. La plaque épaisse sur laquelle est fixé le disque a une épaisseur de 30 mm , une longueur de 1300 mm et une envergure de 460 mm ce qui implique un blocage solide de la veine de 6.5% et un rapport d'aspect de 15.3 . La plaque épaisse est parallèle à l'écoulement amont. Son bord d'attaque est elliptique (fig. 1a) et équipé d'un fil de transition (rapport d'aspect de l'ellipse : 4). Le bord d'attaque est situé à 300 mm en aval du convergent. Le bord de fuite est profilé afin de minimiser les instationnarités de sillage. Le disque est placé normalement à l'écoulement amont, a un diamètre D de 50 mm et est fixé à l'aide d'un pied de section circulaire (diamètre 4 mm) (fig. 1b). Les expérimentations sont réalisées à une vitesse amont infinie de 40 m/s ($Re_D = 1.3 \cdot 10^5$). Les tests sont réalisés sur une gamme de hauteur H , entre le bas du disque et la plaque, allant de $H/D=0.1$ à $H/D=1.75$. Un disque « miroir » est placé en dessous de la plaque pour s'assurer d'avoir un écoulement identique de part et d'autre de la plaque. L'écoulement est décrit en utilisant un système de coordonnées cartésiennes (x,y,z) pour indiquer les directions axiale, transverse et normale à la paroi. L'origine est choisie sur la paroi dans le plan de symétrie à la verticale de la face avant du disque. Les composantes du champ de vitesse sont notées (U,V,W) . Le symbole $\langle \rangle$ correspond à l'opérateur de moyenne. Les composantes fluctuantes du champ de vitesse sont notées respectivement u,v,w . u_{rms} est la valeur rms de la vitesse axiale.

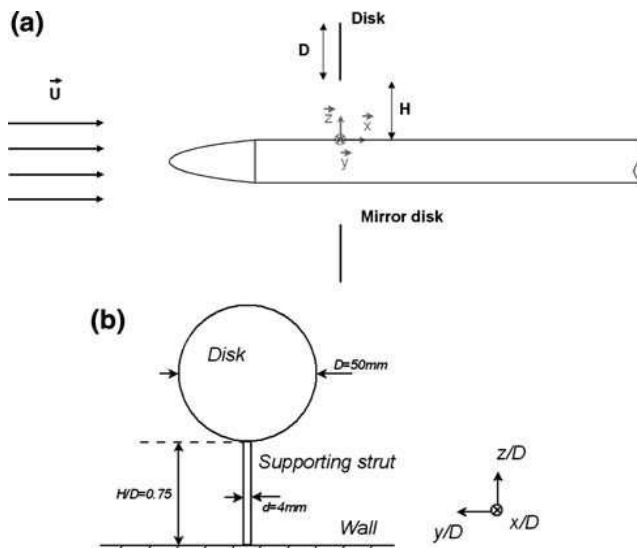


Fig. 1 (a) Représentation schématique de la configuration de mesure ;

(b) Représentation schématique du pied de fixation du disque. L'épaisseur du disque est de 2 mm .

2.1 PIV 2D-2C

Un système de mesure *PIV* (Particle Image Velocimetry) a été utilisé pour enregistrer des images de particules ayant un diamètre moyen de $1\text{ }\mu\text{m}$. L'ensemencement est fourni par une grille d'ensemencement placée en amont du convergent. Le pré-traitement des images correspond à la soustraction de l'image de fond en utilisant la valeur minimale des images calculée sur l'ensemble des images. Les champs de vecteur vitesse deux composantes (*2D-2C*) sont calculés à l'aide du logiciel Davis 7.2 de La Vision. Un algorithme multi-passes avec une taille finale des fenêtres de $16 \times 16\text{ pixels}^2$ et un recouvrement de 50% est appliqué. L'intervalle de temps séparant deux flash laser ($10\text{ }\mu\text{s}$) a été optimisé pour réduire l'erreur due à la perte de particules tout en gardant une bonne dynamique pour la mesure de vitesse. Les vecteurs faux sont identifiés et remplacés en utilisant une valeur seuil du rapport signal sur bruit ainsi qu'un filtre médian. Le pourcentage moyen des vecteurs faux retirés par le post-traitement est approximativement de 0.5% .

Deux mille champs de vitesse statistiquement décorrélés sont enregistrés à l'aide d'une caméra La Vision Intense dans le plan de symétrie ($y=0$) et le plan rasant la paroi ($z=2\text{ mm}$) pour générer des statistiques de vitesse convergées. La fréquence d'acquisition est de 1 Hz . Par conséquent, les erreurs absolues estimées de manière statistique pour les valeurs moyenne et rms sont respectivement (Benedict and Gould 1996) $\Delta < U \approx 0.04 u_{rms}$ and $\Delta u_{rms} \approx 0.03 u_{rms}$ avec un intervalle de confiance de 95% . La résolution du capteur est de $1376 \times 1040\text{ pixels}^2$ avec une taille de pixel image de 0.156 mm pour le plan de symétrie. Les impulsions laser sont produites par un laser *Nd:YAG* double pulse émettant deux pulses laser de 120 mJ chacun (épaisseur de la nappe laser $< 1\text{ mm}$). L'incertitude maximum sur les mesures instantanées de vitesse est estimée à 1.56 m/s (déplacement de 0.1 pixel).

2.2 Mesure de pression pariétale fluctuante

Les mesures de pression pariétale fluctuante sont obtenues à l'aide de capteurs déportés. Ces capteurs de type différentiel ont une gamme en fréquence de $[0\text{ Hz}-1.6\text{ kHz}]$ et une gamme en pression de 250 Pa ou 1250 Pa . Les détails concernant la méthode de mesure sont donnés dans Ruiz et al. 2009. Pour chaque capteur, la réponse en fréquence est mesurée (amplitude et phase) à l'aide d'un coupleur et d'un microphone de référence *B&K*. Chaque réponse en fréquence est utilisée pour corriger en gain et en phase les fonctions spectrales telles que les Densités Spectrales de Puissance (*DSP*) ou interspectre. Afin d'obtenir la pression corrigée dans le domaine temporel, la réponse impulsionnelle de chaque capteur est calculée par transformée de Fourier inverse de la fonction de transfert. La réponse impulsionnelle est alors convoluée avec le signal mesuré pour obtenir le signal corrigé.

Les erreurs maximales incluant les non-linéarités, l'hystérésis et les effets thermiques sont inférieures à $\pm 3.75\%$ et $\pm 2.25\%$ de la pleine échelle pour les capteurs de 250 Pa et 1250 Pa respectivement. L'erreur correspondante sur la pression fluctuante est respectivement de 9.4 Pa et 28.1 Pa . Le système

d'acquisition enregistre simultanément les signaux de 22 capteurs de pression à une fréquence de 5,12 kHz avec un filtre anti-repliement fixé à 2 kHz. Les données temporelles de pression sont découpées en blocs de 4096 points avec un recouvrement de 50%. Un total de 400 blocs est utilisé pour le calcul.

2.3 Mesure de pression acoustique rayonnée en champ lointain

Les mesures sont effectuées dans la soufflerie anéchoïque à l'aide d'un microphone ½ pouce de type B&K (sensibilité 55mV/Pa). Un pistonphone (B&K type 4220) fournissant une pression acoustique de 114 dB ($\pm 0,2$ dB) à 1 kHz permet de réaliser l'étalonnage du microphone. Le microphone est disposé en « champ lointain » c'est-à-dire en dehors de l'écoulement à $z/D=8,6$ ($z=430$ mm). Cette précaution est fondamentale car les fluctuations de pression hydrodynamiques ont un niveau beaucoup plus important que les fluctuations de pression acoustiques.

3 Analyse des statistiques de vitesse et de pression pariétale

3.1 Statistiques du champ de vitesse

Un calcul integral sur le développement de la couche limite turbulente en paroi montre que l'épaisseur de couche limite (δ_{99}) est d'environ 2mm ($\delta_{99}/D < 0,04$) à la position longitudinale du disque. Cette valeur est significativement plus faible que la distance du disque à la paroi ($H/D=0.75$). Le disque et son pied constituent un obstacle tridimensionnel implantés au dessus de la paroi. L'écoulement moyen est alors tridimensionnel et un déplacement moyen du sillage est constaté sur les mesures stéré PIV montrées dans Ruiz *et al* 2009. Les champs de vitesses PIV du plan de symétrie (fig.2) montrent une forte accélération de l'écoulement situé entre le sillage et la paroi. Les conséquences du déplacement du sillage vers la paroi sont observées plus en aval comme on peut le noter à la vue des fluctuations de vitesse dans le plan rasant (fig. 3). Une forte augmentation du niveau de fluctuation est constatée proche de l'axe en aval de la position longitudinale $x_I/D \approx 2$. Notre interprétation est que la turbulence de sillage est transportée par l'écoulement moyen proche de la paroi. On constate aussi un élargissement de l'empreinte spatiale du sillage lorsqu'on se déplace vers l'aval.

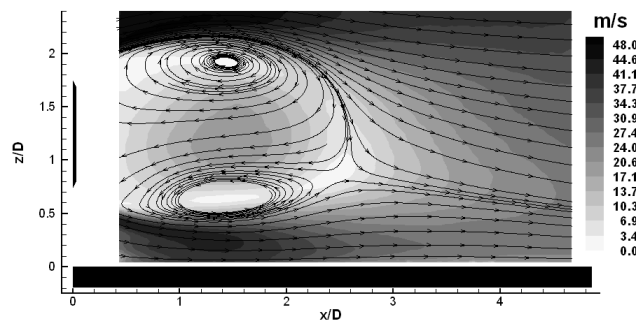


Fig. 2 : Vitesse moyenne dans le plan de symétrie ($y/D=0$).

Niveaux: $\sqrt{\langle U^2 \rangle + \langle W^2 \rangle}$

3.2 Statistiques du champ de pression pariétale

Les évolutions du $C_p = (\langle p \rangle - p_\infty) / (\rho U_\infty^2 / 2)$ et du $C_{p'} = \sqrt{\langle p'^2 \rangle} / (\rho U_\infty^2 / 2)$ sur la ligne axiale ($y=0$) sont présentées sur la fig. 4. L'accélération de l'écoulement sous le sillage du disque est associée à un niveau de pression faible qu'on peut relier au déplacement du sillage vers la paroi. La variance $\langle p'^2 \rangle$ de la pression fluctuante

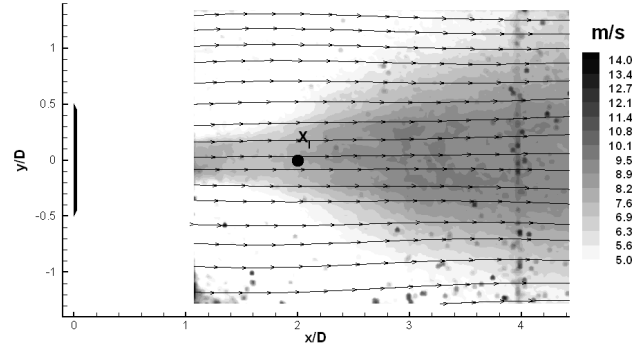


Fig. 3 : Vitesse rms et lignes de courant moyennes dans le plan rasant ($z=2$ mm). Niveaux: $\sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle}$

est obtenue en intégrant la DSP dans le domaine de fréquence $[0\text{Hz}; 1,6\text{kHz}]$. Un maximum de $C_{p'}$ est détecté à $x \approx x_I$ (voir fig. 3). Des études précédentes concernant des écoulements décollés (Kiya and Sasaki 1983, Cherry *et al* 1984, Lee and Sung 2002) ont montré que les principales contributions aux fluctuations de pression de type hydrodynamique sont dues à des structures de l'écoulement ayant une grande signature temporelle et spatiale. Notre interprétation est alors que les structures instationnaires du sillage ont une signature importante en $x \approx x_I$ lorsqu'elles sont convectées proche de la paroi. Leur contribution aux fluctuations de pression diminue lorsqu'on se déplace vers l'aval. Ce sont en effet des structures tridimensionnelles complexes ayant leur propre dynamique qui sont susceptibles d'interagir avec la couche limite turbulente en paroi.

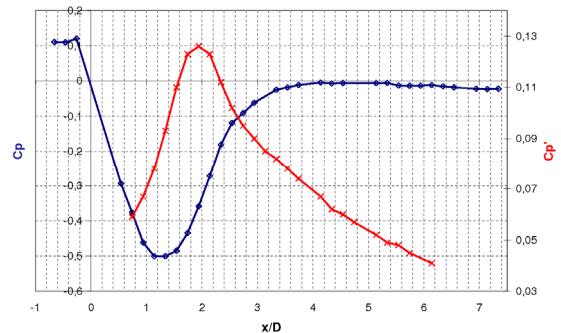


Fig. 4 : Evolution du C_p (◇) et du $C_{p'}$ (×) le long de la ligne axiale ($y/D=0$)

L'évolution longitudinale de la DSP de pression est tracée fig. 5. Avec la représentation semi-Log adoptée ici pour la

DSP, on a pour le domaine de fréquence $[f_1, f_2]$:

$$\int_{f_1}^{f_2} DSP(f) df = \int_{f_1}^{f_2} f \cdot DSP(f) d \ln(f).$$

Cette représentation est alors utile pour visualiser le contenu énergétique des signaux. Cette représentation n'est cependant pas adaptée pour détecter précisément des pics à une fréquence donnée. Les pics sont détectés à l'aide d'une représentation standard Log-Log non montrée ici. La figure 5 révèle un phénomène dominant à une fréquence marquée de $f \approx 116$ Hz soit $St = f \cdot D / U_\infty = 0,145$. Cette valeur est légèrement supérieure à la fréquence naturelle ($St_D = 0,135$) pour un disque en écoulement libre (Berger et al. 1990). Cette fréquence caractéristique qui correspond au lâcher tourbillonnaire est une contribution importante pour les fluctuations de pression pariétale. En particulier, une intégration de la DSP dans la gamme de fréquence $f \in [100 \text{ Hz}, 130 \text{ Hz}]$ contribue à 54% du C_p' dans la région du maximum de C_p' . Plus en aval de $x/D \approx 2$, la contribution du lâcher tourbillonnaire diminue tandis que la contribution haute fréquence augmente.

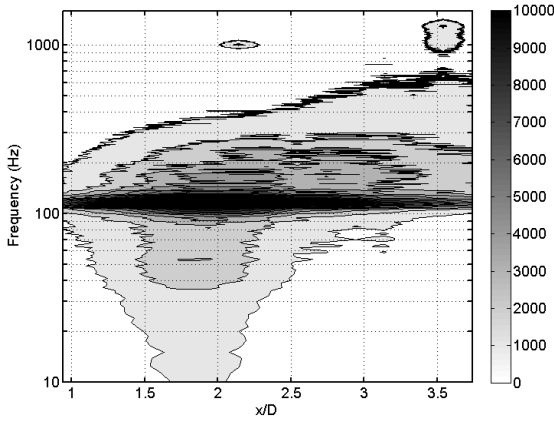


Fig. 5 : Evolution longitudinale ($y/D=0$) de la DSP pour $H/D=0,75$. Deux lignes de niveau consécutives séparent un niveau de $f \times DSP$ de 1000

4 Analyse du lien entre pression acoustique et pression pariétale

4.1 Emergence du signal acoustique

Le microphone est placé dans le plan de symétrie en « champ lointain » à la position longitudinale $x/D=2$ et à une distance $z/D=8,6$ de la paroi. La figure 6 compare les mesures réalisées par le même microphone dans les configurations sans maquette (mesure « bruit de fond »), avec plaque épaisse (mesure « plaque sans disque ») et avec plaque épaisse et disque (mesure « $H/D=0,75$ »). On observe clairement l'émergence des configurations « plaque sans disque » et « $H/D=0,75$ » par rapport à la configuration « bruit de fond ». L'ajout du disque induit une augmentation de l'émission sonore en champ lointain. C'est cette contribution du disque qu'on se propose d'analyser par la suite. Pour l'instant aucun pic ne peut être associé à une fréquence caractéristique du sillage du disque.

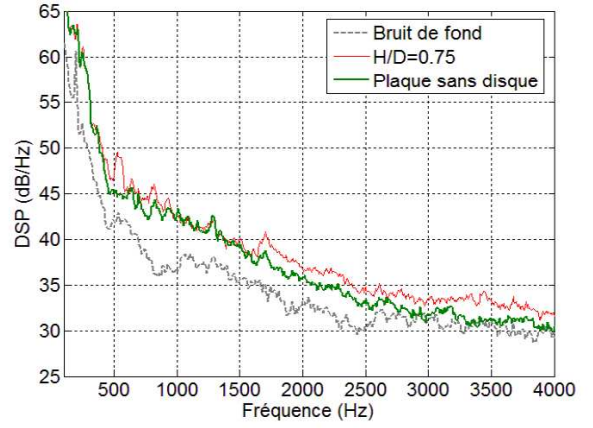


Fig. 6 : DSP de pression acoustique mesurée en champ lointain pour différentes configurations.

4.2 Identification des mécanismes sources

Les corrélations $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$ entre la pression pariétale mesurée par 16 capteurs disposés le long de la ligne axiale ($0,94 < x/D < 3,74$; voir fig. 7) et la pression acoustique mesurée en un point $[(x/D; z/D) = (2; 8,6)]$ sont utilisées pour identifier les mécanismes sources de l'émission sonore. La référence temporelle est prise à la paroi pour mettre en évidence un temps de transport positif pour l'onde acoustique de la paroi vers le microphone. Les corrélations sont moyennées sur 10^5 mesures consécutives ce qui correspond à un temps d'acquisition de 19,5s soit environ 2000 valeurs décorréliées pour le phénomène dominant à $St=0,145$. Les corrélations sont regroupées sur le tracé en contour de la fig. 8a. On observe tout d'abord des niveaux de corrélation faibles pour $\tau < 0$. Etant donné l'expression de la corrélation $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$, cela signifie que les fluctuations acoustiques mesurées en champ lointain sont liées à des phénomènes antérieurs se produisant au sein de l'écoulement.

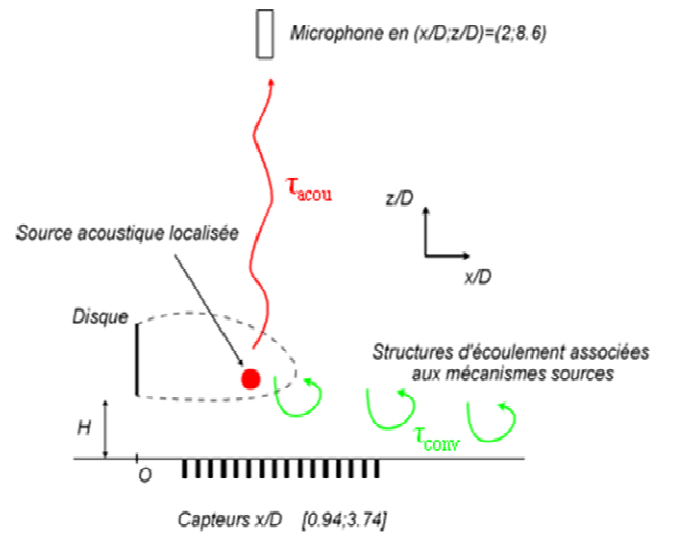


Fig. 7 : Représentation schématique des temps de transport convectifs τ_{conv} et de propagation de l'onde acoustique τ_{acou}

La figure 8a met aussi en évidence trois lobes de corrélation avec des niveaux importants. Ils présentent une inclinaison vers les $\tau < 0$ lorsque x/D augmente. Pour cette

configuration marquée par la convection des structures cohérentes en interaction avec la paroi, on aurait pu penser que les principales sources acoustiques soient associées à une vitesse de convection par l'écoulement moyen. Cette inclinaison vient en contradiction avec cette idée d'une source acoustique associée aux structures cohérentes convectées par l'écoulement. En effet, cela se traduirait par une inclinaison des lobes de forte corrélation vers les $\tau > 0$ puisque le temps de propagation de l'onde acoustique augmenterait avec l'augmentation de la distance entre la source et le microphone.

Au contraire, l'inclinaison des lobes vers les $\tau < 0$ est liée à ce que la source acoustique est et reste localisée dans la bulle de recirculation moyenne, en x_{source}/D (fig. 7). En effet, la différence entre les temps de transport convectif τ_{conv} et les temps de propagation acoustique τ_{acou} explique alors l'inclinaison. Quelle que soit la position du capteur de pression pariétale, le microphone délivre un signal identique. Par contre, lorsqu'on sélectionne des capteurs de pression pariétale plus en aval en x_{capt}/D , les mécanismes aérodynamiques associés à des sources acoustiques sont détectés avec un décalage $\tau_{conv} = (x_{capt} - x_{source})/U_C$ avec $U_C = 28\text{m/s}$ la vitesse moyenne de convection des structures en aval de la bulle de recirculation moyenne. Pour des capteurs suffisamment en aval, les temps de transport convectifs τ_{conv} étant plus importants que les temps de propagation acoustique τ_{acou} , on obtient une corrélation positive pour un décalage temporel $\tau < 0$.

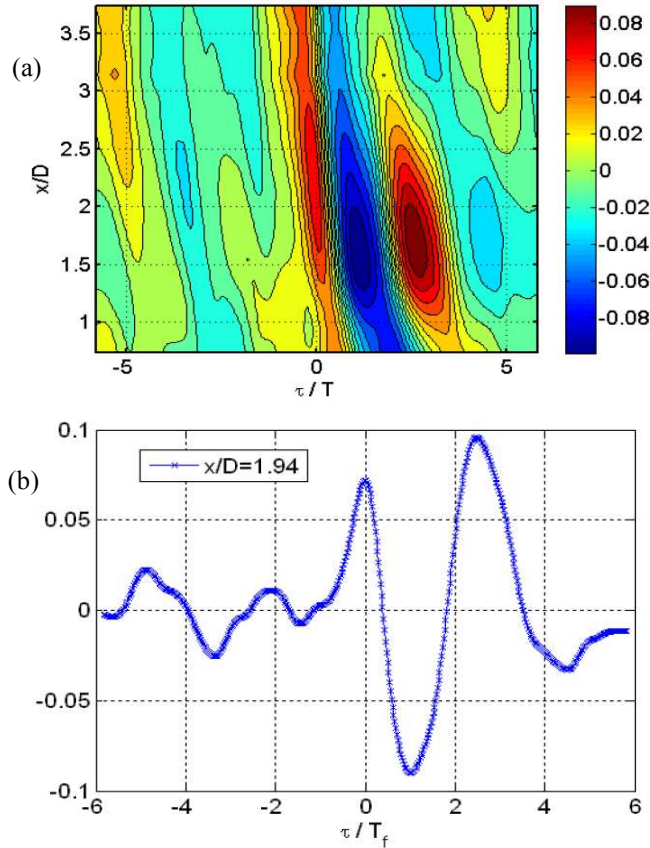


Fig. 8 Corrélations $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$:

- (a) la position des capteurs en paroi varie de $x/D = 0,94$ à $x/D = 3,74$;
- (b) la position du capteur en paroi est $x/D = 1,94$.
 T_f temps caractéristique du lâcher tourbillonnaire

Pour un sillage de cylindre « infini », Henning *et al* 2008, ont montré que la zone de corrélation maximale des vitesses du champ proche avec la pression en champ lointain se situe 1,6 diamètre en aval du cylindre. Cette position correspond à la zone d'accélération des structures cohérentes du lâcher tourbillonnaire. D'après Howe 1998, la plus grande partie de l'émission acoustique est générée lors de cette phase initiale d'accélération.

On tente de localiser la position longitudinale approximative de la source acoustique en recherchant le capteur de pression pariétal qui reçoit les fluctuations de la source acoustique avec le même décalage temporel que le microphone. Ce capteur pariétal vérifie alors $\tau_{conv} = \tau_{acou}$ et le premier lobe positif de corrélation se situe en $\tau = 0$. On a alors :

$$\tau_{conv} = \frac{x_{capt} - x_{source}}{U_C} = \tau_{acou} \quad (1)$$

Les figures 8a et 8b montrent que cette égalité est vérifiée pour $x_{capt}/D = 1,94$. Pour le calcul de τ_{acou} , on suppose que la source acoustique est localisée à une hauteur z_{source}/D correspondant au milieu du sillage, c'est-à-dire $z_{source}/D \sim 1$. τ_{acou} se calcule alors simplement en fonction de la distance parcourue par l'onde acoustique et de la célérité c_0 du son :

$$\tau_{acou} = \frac{[(x_{micro} - x_{source})^2 + (z_{micro} - z_{source})^2]^{1/2}}{c_0} \approx \frac{(z_{micro} - z_{source})}{c_0} \quad (2)$$

On obtient $\tau_{acou} = 1,1\text{ms}$ soit

$$x_{source}/D = x_{capt}/D - \tau_{acou} \cdot U_C/D = 1,3 \quad (3)$$

Cette position x_{source} est un simple ordre de grandeur qui est calculé en faisant l'hypothèse d'une source localisée. Pour un cylindre « infini » en écoulement libre, Henning *et al* 2008 localisent la source acoustique à une position tout à fait comparable ($x_{source}/D = 1,6$). On tente de vérifier la cohérence du calcul de x_{source} en analysant l'évolution des corrélations $\langle p_{paroi}(t) \cdot p_{acou}(t + \tau) \rangle$ pour des capteurs plus en aval.

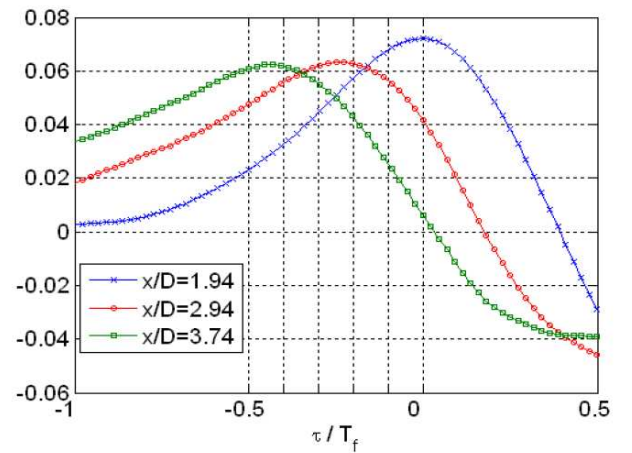


Fig. 9 : Zoom sur le lob principal de corrélation pour un microphone en $x/D = 2$ et des capteurs en $x/D = 1,94$; $2,94$ et $3,74$.

T_f temps caractéristique du lâcher tourbillonnaire

On s'intéresse au positionnement du premier lobe de corrélation pour les capteurs situés en $x/D=1,94$; $2,94$ et $3,74$ (fig. 9). En utilisant notre modèle simple, le décalage temporel d_τ concernant le premier lobe de corrélation vaut $d_\tau = \tau_{acou} - \tau_{conv}$. En développant, on a :

$$d_\tau = \frac{z_{micro} - z_{source}}{c_0} - \frac{x_{capt} - x_{source}}{U_C} \quad (4)$$

On trouve ainsi $d_\tau = 0s, -2,4ms$ et $-3,8ms$ pour $x/D=1,94$, $2,94$ et $3,74$. L'adimensionnement par T_f ($d_\tau/T_f = 0, -0,28$ et $-0,44$) nous permet de retrouver les décalages temporels observés sur la fig. 9. Ces observations semblent confirmer l'existence d'une source acoustique localisée dans la bulle de recirculation moyenne.

4.3 Caractéristiques temporelles de la source

L'analyse du premier lobe de corrélation nous a permis d'émettre une première hypothèse sur les sources acoustiques de l'écoulement. On s'intéresse maintenant à la signature temporelle des corrélations (fig. 8a et 8b). Pour un capteur pariétal en $x/D=1,94$, un second lobe de corrélation positive est détecté pour $\tau_2/T_f=2,48$ ce qui met en évidence une périodicité à $St=0,058$. Cette périodicité est proche de la fréquence caractéristique de pompage du sillage du disque ($St=0,058$ pour un disque en écoulement libre, Berger *et al* 1990) ce qui semble cohérent avec l'idée d'une source acoustique localisée dans la bulle de recirculation moyenne.

Il convient toutefois de rester prudent quant à la nature attribuée à ces sources acoustiques car les niveaux de corrélation secondaires peuvent aussi être dus à des réflexions dans la chambre. On sait en effet que pour de telles longueurs d'ondes, la chambre anéchoïque n'est plus réellement absorbante. Il n'est pas à exclure que les temps caractéristiques observés $\tau_2/T_f=2,48$ puissent aussi refléter un temps de propagation d'une onde acoustique réfléchie sur une paroi de la chambre.

5 Conclusion

Une configuration d'interaction du sillage d'un disque avec une paroi placée à une distance H (telle que $H/D=0,75$) a été étudiée. Les structures cohérentes du sillage ainsi que la turbulence portée par le sillage entraînent une signature caractéristique en pression pariétale. Les corrélations entre la pression acoustique mesurée en champ lointain avec les pressions pariétales mesurées dans le champ proche ont permis d'émettre l'hypothèse d'une source acoustique localisée dans la bulle de recirculation moyenne. Un modèle simple basé sur les temps caractéristiques convectifs des structures de l'écoulement et propagatifs d'ondes acoustiques a permis de localiser la source en $x/D \sim 1,3$. Une position tout à fait comparable est trouvée dans l'étude réalisée par Henning *et al* 2008. Ils précisent que cette position correspond à la zone d'accélération des structures cohérentes lâchées dans le sillage.

Nous avons pu aussi identifier une périodicité sur les corrélations qui serait associée au pompage du sillage du disque. Il peut sembler logique que la variation de longueur de la bulle de recirculation soit reliée à

l'accélération des structures cohérentes du sillage dans cette zone et donc à l'émission acoustique.

Remerciements

La thèse de T. Ruiz est financée par PSA Peugeot-Citroën et Renault dans le contexte du CNRT "Aérodynamique et Aéroacoustique des véhicules terrestres". Les auteurs remercient le Comité Scientifique du CNRT pour les discussions scientifiques. Le support technique de M. Rossard, F. Paillé, P. Braud and L. Philippon est aussi remercié.

Références

- Benedict LH, Gould RD (1996). Toward better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Exp Fluids* 22:129–136
- Berger, E., D. Scholz and M. Schumm (1990). "Coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations." *J. Fluids Struct.* 4: 231-257
- Cherry, N. J., R. Hillier and M. Latour (1984). "Unsteady measurements in a separated and reattaching flow." *J. Fluid Mech.* 144: 13-46
- Henning A., Kaepernick K., Ehrenfried K., Koop L. and Dillmann A. (2008). Investigation of aeroacoustic noise generation by simultaneous particle image velocimetry and microphone measurements. *Exp Fluids*, 45:1073-1085
- Kiya, M. and K. Sasaki (1983). "Structure of a turbulent separation bubble." *J. Fluid Mech.* 137: 83-113
- Lee, I. and H. J. Sung (2002). "Multiple-arrayed pressure measurement for investigation of the unsteady flow structure of a reattaching shear layer." *J. Fluid Mech.* 463: 377-402
- Ruiz T., Sicot C., Brizzi L. E., Laumonier J., Borée J. And Gervais Y. (2009). Unsteady near wake of a flat disk normal to a wall. *Exp Fluids*, 47: 637-653