

## CFA/VISHNO 2016

**Limites de l'estimation de la vitesse acoustique en écoulement turbulent par Vélocimétrie Laser Doppler : Simulations et expérience**J.-C. Valiere<sup>a</sup>, S. Moreau<sup>b</sup> et H. Bailliet<sup>a</sup><sup>a</sup>Institut PPRIME, UPR CNRS 3346, Université de Poitiers, ISAE-ENSMA, 6 rue Marcel Doré, 86073 Poitiers, France<sup>b</sup>Sorbonne universités, Université de Technologie de Compiègne, Laboratoire Roberval, UMR CNRS 7337, CS 60319, 60203 Compiègne, France  
helene.bailliet@univ-poitiers.fr

LE MANS

L'objectif de cette étude est de déterminer les limites et l'efficacité de diverses méthodes d'extraction de la vitesse acoustique en présence d'écoulement turbulent. Un modèle de signal LDV dans ce contexte est proposé, adapté de simulations développées pour des études à fort niveau acoustique. Diverses techniques d'extraction de la vitesse oscillante en présence de turbulence, issues du domaine de l'acoustique ou de celui de la mécanique des fluides, sont testées sur les signaux synthétisés au moyen de ce modèle. Une comparaison des limites d'estimation obtenues avec les limites théoriques données dans la littérature est proposée. Par ailleurs, des tests sont aussi proposés sur des signaux réels, obtenus dans un banc de propagation acoustique en présence d'écoulement permettant de générer un écoulement jusqu'à  $M=0.3$  pour des niveaux acoustiques atteignant 130 dB sur une plage 500-3000 Hz. Il apparaît qu'à faible vitesse d'écoulement ( $M<0.05$ ), les limitations suivent celles de l'acoustique et la plupart des méthodes donnent des résultats satisfaisants. A forte vitesse d'écoulement, seule la technique synchrone basée sur une estimation des moindres-carrés pondérés donne des résultats satisfaisants ; les limitations sont dans ce cas relatives au niveau de turbulence et non plus à la vitesse acoustique. A 5% de turbulence, i.e. au-delà de  $M=0.15$ , aucune technique ne permet une estimation correcte aussi bien pour des signaux synthétiques que pour des signaux issus de l'expérience.

## 1 Introduction

La Vélocimétrie Laser par effet Doppler (ALD ou VLD) est maintenant une technique qui a prouvé son utilité en acoustique notamment pour la mesure d'impédance, de puissance acoustique, de rayonnement de transducteurs, la calibration de microphone, la mesure des écoulements redressés ou des couches limites acoustiques laminares et turbulentes. La gamme de mesure ne couvre pas l'ensemble de l'audible mais elle est suffisante pour de nombreuses applications en particulier lorsque les seules mesures de pression ne suffisent plus à décrire les phénomènes [1]<sup>1</sup>. Parmi ces applications, celle concernant la mesure acoustique en conduit avec écoulement est peut-être l'une des plus prometteuses. En effet, les notions comme l'impédance, l'intensité acoustique, les coefficients de réflexions et autres concepts bien définis dans les guides sans écoulement, le sont beaucoup moins avec un écoulement. En outre, les modèles simples basés sur un écoulement uniforme dans les guides qui permettent des développements analytiques ou numériques sont rapidement mis en défaut dans la pratique, l'écoulement étant toujours turbulent et souvent inhomogène dans les applications réelles. Ainsi, être en capacité de réaliser des mesures conjointes pression/vitesse dans des conditions drastiques de cette nature devrait permettre de mieux comprendre les phénomènes de base et de mieux appréhender les applications actuelles.

Des mesures de vitesses acoustiques par LDV ont été effectuées dans plusieurs études de propagation avec écoulement. L'impédance de matériaux en écoulement a été mesurée dans une soufflerie où le taux de turbulence est relativement faible [2]. Cette méthode a été appliquée à la mesure d'effet du contrôle actif [3] et sert aussi de base pour un principe d'holographie non-invasive [4]. Dans le contexte de mesures en champ libre, un écoulement a pu aussi être pris en compte dans les essais mais celui-ci était de faible amplitude. L'étude théorique de la méthode proposée à base de filtre de Kalman montre qu'un écoulement, même de faible amplitude, limite l'estimation des vitesses acoustiques que l'on peut obtenir sans écoulement [5]. Enfin, une étude à portée générale sur l'estimation d'un signal de vitesse acoustique additionné à une valeur moyenne (écoulement) et à un bruit (turbulence) a permis d'estimer les Bornes de Cramèr-Rao qui donnent la limite théorique d'estimation de

la vitesse [6].

L'objectif de la présente contribution est de faire le point sur les limitations de l'estimation de la vitesse acoustique par LDV en présence d'un écoulement turbulent. Ce travail s'inscrit dans un contexte plus large qui vise à mieux savoir mesurer les caractéristiques de la propagation multimodale en écoulement réel inaccessibles par la modélisation. Une première étape a été récemment publiée [7]; les essais que nous présentons dans cet acte s'appuient sur le dispositif expérimental décrit au cours de ce travail préliminaire.

Les diverses méthodes de traitement du signal LDV pour l'extraction de la composante acoustique en présence d'écoulement disponibles dans la littérature seront, dans un premier temps, testées. Pour ce faire des signaux LDV issus de simulation numérique seront utilisés ainsi que des signaux issus d'une expérience en guide d'onde avec écoulement.

## 2 Modèle du signal

Pour tester les différentes méthodes, un modèle du signal LDV est proposé puis couple à un simulateur de bouffées

### 2.1 Vitesse acoustique en présence d'un écoulement turbulent

Le signal à estimer est supposé sinusoïdal pour toute cette étude; de plus la turbulence est supposée agir sur ce signal de manière additive. La vitesse dans le guide prend donc la forme

$$v(t) = \bar{v} + V_{ac} \cos(2\pi f_{ac}t + \phi_{ac}) + v_{turb}(t) \quad , \quad (1)$$

où  $\bar{v}$  est la vitesse moyenne de l'écoulement,  $V_{ac}$  l'amplitude de la vitesse particulière acoustique,  $f_{ac}$  la fréquence du signal acoustique,  $\phi_{ac}$  sa phase et  $v_{turb}(t)$  la vitesse turbulente supposée assimilable à un bruit gaussien centré. Dans le cadre de la présente étude, seul la composante acoustique de la vitesse particulière nous intéresse car l'objectif final est de mieux comprendre la propagation, la réfraction et le rayonnement d'onde sinusoïdale en guide dans des conditions d'écoulement complexe. Ainsi, le post-traitement à développer doit filtrer à la fois  $\bar{v}$  and  $v_{turb}(t)$ .

<sup>1</sup>Une bibliographie assez exhaustive de l'usage de la LDV pour l'acoustique se trouve dans l'ouvrage mentionné

## 2.2 Modèle du signal LDV

Le modèle classique du signal Doppler initialement présenté par Durst [8] a été adapté par Sharpe et Greated [9] dans le contexte des mesures de vitesses particulières acoustiques puis récemment pour l'acoustique en présence d'écoulement à faible vitesse [11]. Suivant ces auteurs, le signal Doppler dans ce contexte devient

$$s(t) = \text{env}(t) \times \text{mod}(t) + n(t) \quad (2)$$

dans lequel  $\text{env}(t)$  est l'enveloppe du signal,

$$\text{env}(t) = A \times \exp \left[ -\beta^2 \left( \bar{v}(t - t_0) + x_0 + x_{\text{turb}}(t) + \frac{V_{ac}}{2\pi f_{ac}} \left[ \sin(2\pi f_{ac} t + \phi_{ac}) - \sin(2\pi f_{ac} t_0 + \phi_{ac}) \right]^2 \right) \right]$$

$\text{mod}(t)$  sa modulation

$$\text{mod}(t) = M + \cos \left[ 2\pi f_B t + 2\pi D \left( \bar{v}(t - t_0) + x_0 + x_{\text{turb}}(t) + \frac{V_{ac}}{2\pi f_{ac}} \left[ \sin(2\pi f_{ac} t + \phi_{ac}) - \sin(2\pi f_{ac} t_0 + \phi_{ac}) \right] \right) \right]$$

et  $n(t)$  le bruit optique.

La forme de l'enveloppe est directement liée au profil gaussien du faisceau laser.  $A$  est une constante qui dépend des caractéristiques optiques (sensibilité de l'optique de réception, niveau de diffusion de la particule),  $\beta$  est la dimension caractéristique du volume de mesure, directement liée à la largeur des faisceaux qui se croisent,  $f_B$  est la fréquence de Bragg, fréquence de modulation correspondant à un déplacement nul,  $D$  le facteur de calibration qui est l'inverse de l'interfrange,  $M$  le piédestal du signal (modulation moyenne de l'intensité),  $x_{\text{turb}}$  le déplacement lié à la turbulence et  $x_0$  la position initiale de la particule au temps  $t_0$ .

## 2.3 Modèle après détection des bouffées

Contrairement aux techniques développées pour capter les niveaux très faibles [1], dans le cas de l'application présente, les particules portées par l'écoulement traversent le volume de mesure rapidement; ainsi le terme d'enveloppe peut être considéré comme constant pendant le passage de la particule. Le terme de modulation se résume quant à lui à un signal oscillant avec une fréquence constante durant cette traversée. Les méthodes d'analyse à base de Transformée de Fourier Discrète sont donc suffisantes pour extraire la fréquence Doppler et ainsi retrouver la vitesse de la particule. Le schéma de la figure 1 résume le traitement de base permettant d'obtenir la vitesse. Les étapes 1, 2 et 3 sont réalisées par les processeurs de signaux hautes fréquences (BSA©de Dantec, par exemple) et les étapes 4 et 5 représentent le post-traitement des données qui peut varier selon les applications.

La bouffée laser étant détectée à  $t = t_0$ , l'acquisition du signal est effectuée sur la durée  $\Delta_t = t - t_0$ . Cette

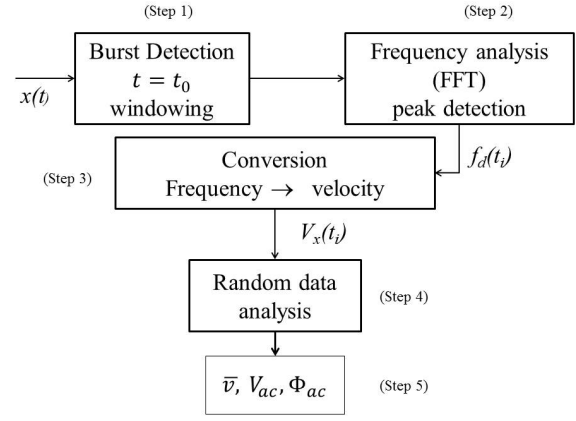


Figure 1: Principes du traitement du signal

durée d'analyse étant petite on peut supposer  $t + t_0 \approx 2t_0$ . En utilisant de simples fonctions trigonométriques et un développement de Taylor, l'équation (2) est simplifiée en conséquence

$$s(t) = A \times \exp \left[ -\beta^2 \left( \Delta_t \bar{v} + \Delta_t V_{ac} \cos(2\pi f_{ac} t_0 + \phi_{ac}) \right)^2 \right] \times \cos \left[ 2\pi \left( f_0 t + D \Delta_t \bar{v} + D \Delta_t V_{ac} \cos(2\pi f_{ac} t_0 + \phi_{ac}) + \psi(t_0) \right) \right] + n(t) \quad (3)$$

où  $f_0$  est la fréquence centrale qui résulte d'un décalage en fréquence, et  $\psi(t_0)$  est un bruit de phase qui résulte à la fois de l'intégration de la turbulence et du bruit.

Comme vu précédemment, dans notre application, l'amplitude des vitesses d'écoulement est beaucoup plus importante que l'amplitude des vitesses acoustiques et donc l'équation (3) peut se réduire à

$$s(t) \approx A e^{-\beta^2 (\Delta_t \bar{v})^2} \times \cos \left[ 2\pi f_d(t_0) t + \psi(t_0) \right] + n(t) \quad (4)$$

où

$$f_d(t_0) = f_0 + D \bar{v} + D V_{ac} \cos(2\pi f_{ac} t_0 + \phi_{ac}) + f_n(t_0)$$

au temps  $t_0$ , avec  $f_n(t_0)$  qui inclut toutes les parties incohérentes du signal (bruit acoustique, turbulence). Après suppression de la fréquence centrale  $f_0$  et conversion en vitesse particulière (étape 3 sur la figure 1), l'équation devient pour une série de  $N$  particules

$$v(t_i) = \bar{v} + V_{ac} \cos(2\pi f_{ac} t_i + \phi_{ac}) + v_n(t_i) \quad (5)$$

où  $t_i$  est un temps aléatoire. Le signal  $v_n(t_i)$  est le résultat de la conversion en vitesse et il contient maintenant l'ensemble des bruits résultants de la turbulence, du bruit acoustique, du bruit signal optique et des erreurs d'estimation du processeur de bouffées. Il est l'origine des limitations des méthodes présentées dans ce papier.

## 3 Simulation

### 3.1 Principe

La simulation développée dans le contexte de l'acoustique non-linéaire [11] est ici adaptée au contexte de

la propagation en écoulement turbulent. Cette simulation se veut la plus proche de la réalité et rend compte des trois premières étapes de la figure 1 :

- Génération de bouffées (step 1).

La figure 2 schématise le principe de la simulation. Des particules «tombent» aléatoirement dans le domaine  $L_d$  et sont entraînées par l'écoulement turbulent et l'acoustique. Au cours de leur déplacement, elles peuvent croiser le volume de mesure, symbolisé par la distance  $L_p$  et qui correspond dans le modèle mathématique à  $1/\beta$ . Ainsi, la statistique de détection est de type loi Binomiale (Bernoulli) et la probabilité de détection en absence de mouvement est  $\alpha = L_p/L_d$ .

Un tirage aléatoire donne  $x_0$  au temps  $t_0$  défini par l'opérateur. Le signal est généré selon la formule (1) et un bruit blanc gaussien est ajouté pour simuler le bruit optique  $n(t)$  de l'équation (4). Le processus est répété de nombreuses fois jusqu'à obtenir  $N$  données échantillonnées aléatoirement.

Si les particules sont tirées à temps réguliers, les détections sont, quant à elles, irrégulières en temps. Pour  $N$  grand, elles suivent une loi de Poisson qui décrit la probabilité d'avoir un certain nombre de particules par unité de temps. Si l'écoulement est permanent, la moyenne de détection augmente mais le processus reste Poissonien. En revanche, si les particules oscillent sous l'effet conjoint de l'acoustique et de la turbulence, le processus est de type Poissonien non-stationnaire [10, 11].

- Analyse fréquentielle et détection (step 2).

Cette phase simule ce que font habituellement les analyseurs de bouffées du commerce. Le signal est tout d'abord décalé en fréquence pour s'adapter aux gammes de vitesse mesurées (appelé «calibration» sur les chaînes de mesure) puis une analyse fréquentielle à court-terme pour suivre les fluctuations fines du signal ( $\approx \mu s$ ) est effectuée. Les fenêtres FFT étant très petites (typiquement de l'ordre de 128 points), les algorithmes utilisent généralement des méthodes d'interpolation. Par soucis de simplicité et pour permettre une meilleure comparaison avec d'autres études, nous utilisons dans notre simulation la méthode du «rajout de zéros» (zero-padding) qui permet de raffiner la détection du pic fréquentiel moyennant une consommation accrue de temps de calcul.

Les bouffées sont considérées comme valides et détectées si l'amplitude du pic est supérieur à 8 fois l'amplitude moyenne des fluctuations du spectre; ceci pour éviter les fausses détections liées aux bruits.

- Conversion en vitesse (step 3).

La conversion est effectuée au moyen de la formule  $v = \frac{f}{D}$ . Des fausses détections sont supprimées à ce stade si la gamme de vitesse supposée

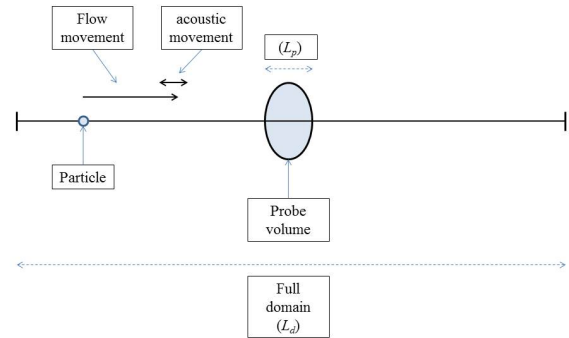


Figure 2: Représentation schématique du principe de simulation des bouffées

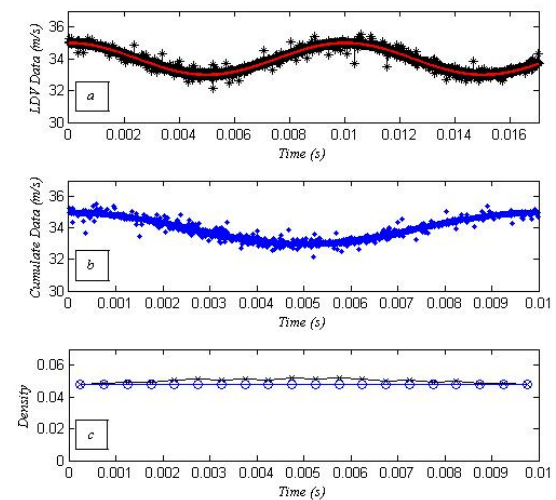


Figure 3: Simulation pour  $V_{ac} = 1 m/s$  (143 dB équivalent champ-libre) et  $M = 0.1$  ( $\bar{v} = 34 m/s$ ).

$v \in [\bar{v} - 3V_{ac}, \bar{v} + 3V_{ac}]$  n'est pas respectée.

- Exemple de résultat.

Le résultat de la simulation pour  $\bar{v} = 34 m/s$ , sans turbulence,  $V_{ac} = 1 m/s$  et un rapport signal sur bruit optique de 55 dB est présenté en figure 3. Le niveau acoustique équivalent champ libre est de 143 dB. La sous-figure a) est un extrait de la simulation, la sous-figure b) le cumul de l'ensemble des données par phase et la figure c) la densité de points par phase. Cette figure illustre le fait que la simulation proposée est très sincère par rapport à des mesures réelles.

### 3.2 Paramètres du modèle

Trois types de rapport signal sur bruit (RSB) doivent être considéré

- Le «bruit optique»,  $n(t)$ , s'ajoute au signal Doppler et est totalement indépendant de l'acoustique et de l'écoulement. Sa prise en compte implique de réécrire

l'équation (4)  $s(t) = x(t) + n(t)$ . Le RSB optique s'écrit donc

$$RSB_{opt} = \frac{\sigma_x^2}{\sigma_n^2}$$

avec  $\sigma_x^2$  la variance du signal Doppler et  $\sigma_n^2$  celle du bruit.

- Le bruit acoustique ou la turbulence constitue la seconde source de bruit. Comme dans notre application la turbulence domine, nous considérons que ce bruit n'est dépendant que de celle-ci. Si  $\tau$  est le taux de turbulence, le RSB associé, dit simulé, est défini comme

$$RSB_{sim} = \frac{V_{ac}^2/2}{\bar{v}^2 \times \tau^2}$$

où tous les paramètres ont été définis dans l'équation (1) et où  $\tau = \frac{\sigma_t}{\bar{v}}$  et  $\sigma_t$  l'écart-type de la turbulence  $v_{turb}$ . Si le bruit lié à la turbulence est considéré comme additif par rapport à l'acoustique, dans le signal Doppler, il correspond à un bruit de phase (bruit multiplicatif).

- Le rapport signal sur bruit associé à l'équation (5) sera vraiment limitatif pour les techniques de post-traitement. Il est défini comme

$$RSB_{obs} = \frac{\tilde{V}_{ac}^2/2}{\sigma_f^2}$$

où  $\sigma_f^2$  est la variance de  $v_n$  et  $\tilde{V}_{ac}$  l'estimation de  $V_{ac}$ .

Ce dernier RSB est difficile à exprimer analytiquement car il dépend d'une combinaison complexe de toutes les sources de bruit et des paramètres de l'analyse qui dépendent eux-mêmes de la gamme des vitesses. Avant de tester des techniques de post-traitement par elles-mêmes, le simulateur va nous permettre d'estimer ce RSB en fonction de tous ces paramètres.

## 4 Rapport signal sur bruit constaté

### 4.1 Taux de données et bruit optique

Des simulations sans turbulence et avec un RSB optique très élevé ( $RSB_{opt} = 55 \text{ dB}$ ), réalisées pour  $V_{ac} = 1 \text{ m/s}$  et  $\bar{v} = 34 \text{ m/s}$  montrent que la dépendance de  $RSB_{obs}$  n'est pas fonction du rapport  $L_p/L_d$ . Seul le taux de données varie dans un rapport proportionnel à ce paramètre mais le RSB observé reste constant à  $20 \text{ dB}$ .

Pour  $L_p/L_d = 1/15$ , si  $RSB_{opt}$  varie dans la gamme  $[55 \text{ dB} - 5 \text{ dB}]$ , alors  $RSB_{obs}$  ne se dégrade que de  $20 \text{ dB}$  à  $13 \text{ dB}$ . L'analyse de Fourier des bouffées est donc très robuste, ce qui a été observé sur des signaux réels.

Les simulations montrent aussi qu'en présence de turbulence, le bruit optique n'est pas déterminant. Par exemple pour  $V_{ac} = 1 \text{ m/s}$  et  $\bar{v} = 34 \text{ m/s}$ , à partir d'un taux de turbulence supérieur à  $\tau = 2\%$ , le bruit optique n'a plus aucune influence; pour  $\tau = 2\%$ , le  $RSB_{obs} \approx 11 \text{ dB}$ . Dans les simulations qui suivent nous fixons  $RSB_{opt} = 15 \text{ dB}$ , ce qui est réaliste pour une expérience correctement réglée.

### 4.2 RSB observé en fonction de l'écoulement

Dans la simulation suivante, dont les résultats sont donnés dans le tableau 1, la vitesse acoustique est toujours fixée à  $V_{ac} = 1 \text{ m/s}$ , les vitesses d'écoulements  $\bar{v}$  varient dans la gamme  $[3.3 \text{ m/s}, 17 \text{ m/s}, 34 \text{ m/s}]$  et le taux de turbulence  $\tau \in [1\%, 2\%, 3\%, 5\%]$ .

Les effets conjoints de la vitesse d'écoulement et du taux de turbulence se combinent. Il apparaît que pour une vitesse acoustique constante et assez élevée, le RSB final descend en dessous de  $10 \text{ dB}$  pour des nombres de Mach et taux de turbulence assez habituels (par exemple  $M = 0.1$  et  $\tau = 3\%$ ).

TABLEAU 1: RSB avant la détection ( $RSB_{sim}$ ) et après détection ( $RSB_{obs}$ ) en contexte réaliste :  $RSB_{opt} = 15 \text{ dB}$  et  $V_{ac} = 1 \text{ m/s}$

Mach	RSB (dB)	Taux de Turbulence			
		1%	2%	3%	5%
$M=0.01$ (3.3 m/s)	$RSB_{sim}$	27	15	15	13.5
	$RSB_{obs}$	<b>17</b>	<b>18</b>	<b>17</b>	<b>17</b>
$M=0.05$ (17 m/s)	$RSB_{sim}$	12	6	3	0
	$RSB_{obs}$	<b>17</b>	<b>15.5</b>	<b>13</b>	<b>9.5</b>
$M=0.1$ (34 m/s)	$RSB_{sim}$	6	0	-3	-7.5
	$RSB_{obs}$	<b>14.8</b>	<b>11</b>	<b>7.6</b>	<b>1.8</b>

Cette situation se dégrade rapidement dès lors que la vitesse acoustique décroît comme le montre le tableau 2 en laissant constants la vitesse d'écoulement à  $\bar{v} = 34 \text{ m/s}$  et le taux de turbulence à  $\tau = 2\%$ . Pour  $V_{ac} = 0.1 \text{ m/s}$ , le  $RSB_{obs} = -9 \text{ dB}$  ce qui est très faible alors qu'en équivalent champ libre, cette vitesse correspond à un niveau acoustique de  $126 \text{ dB}$  ce qui est considérable. Ces résultats montrent que l'obtention de vitesse acoustique en présence d'écoulement par LDV est donc une mesure présentant intrinsèquement beaucoup de difficultés.

### 4.3 Bornes de Cramèr-Rao (BCR)

A ce jour aucun calcul des BCR pour le jeu de paramètres complet  $[\bar{v}, V_{ac}, f_{ac}, \phi_{ac}]$  associés au modèle décrit par l'équation (5) n'est disponible dans la littérature à notre connaissance. Récemment Simon *et coll.* ont cependant dérivé les BCR pour un modèle proche en échantillonnage régulier [6]. L'échantillonnage dans la présente étude étant irrégulier, on peut donc s'attendre à ce que la variance des méthodes d'estimations ne converge pas tout à fait vers les BCR issues de ce calcul mais s'en approche à condition que la densité de point soit suffisante. Pour un nombre de données assez élevé, ces bornes s'écrivent

$$CRB(\bar{v}) = \frac{\sigma_f^2}{N} = \frac{V_{ac}^2}{2N \times SNR_{obs}}, \quad (6)$$

TABLEAU 2:  $RS B_{obs}$  pour 4 vitesses acoustiques avec une vitesse d'écoulement de  $34 m/s$  ( $M = 0.1$ ), un taux de turbulence de  $\tau = 0.2$  et  $RS B_{opt} = 15 dB$

$M = 0.1$		
$V_{ac} m/s$	$RS B_{sim}$	$RS B_{obs}$
1	0 dB	11 dB
0.5	-5.7 dB	5 dB
0.25	-11.7 dB	-1 dB
0.1	-19 dB	-8.7 dB

$$CRB(V_{ac}) = \frac{2\sigma_f^2}{N} = \frac{V_{ac}^2}{N \times SNR_{obs}}, \quad (7)$$

$$CRB(f_{ac}) \approx \frac{6\sigma_m^2}{\pi^2 V_{ac}^2 T_s N^3} = \frac{V_{ac}^2}{\pi^2 T_s N^3 SNR_{obs}}, \quad (8)$$

et

$$CRB(\Phi_{ac}) \approx \frac{8\sigma_f^2}{V_{ac}^2 N^2} = \frac{2}{N^2 \times SNR_{obs}}. \quad (9)$$

Il est intéressant de constater que la précision dans l'estimation de la fréquence dépend de  $1/N^3$  alors que celle de la vitesse acoustique est en  $1/N$ . Ces dépendances montrent qu'il est préférable en contexte bruité de déterminer  $f_{ac}$  avant de déterminer  $V_{ac}$ . C'est pourquoi la recherche préalable de la fréquence acoustique la plus précise possible (dans un contexte bruité et non-linéaire) a permis une détermination satisfaisante des profils de vitesse pour les mesures de vitesses acoustiques en proche parois [11].

Finalement, la précision de l'amplitude de la vitesse, les autres paramètres ayant été estimés préalablement, ne dépend que du nombre de points et du niveau de bruit. Ces considérations permettent d'anticiper, avant toute mesure, qu'une estimation correcte de la vitesse acoustique du fait du niveau de bruit de la turbulence ne pourra se faire correctement qu'avec un très grand nombre de points.

## 5 Post-traitements

### 5.1 Méthodes disponibles

Les post-traitements, étapes 4 et 5 sur la figure (1), sont indépendants des matériels des constructeurs et doivent être effectués dans le cadre des applications traitées. Pour l'application visée, les méthodes disponibles dans la littérature pouvant s'adapter aux signaux obtenus peuvent être séparées en deux groupes :

- Les techniques basées sur l'estimation de la densité spectrale de puissance (DSP) des signaux à temps aléatoires, utilisées habituellement dans les études sur la turbulence [12, 13]. L'estimation de la vitesse acoustique s'effectue par extraction d'un pic fréquentiel sur la DSP. Dans ces techniques, seule l'amplitude de la vitesse acoustique peut donc être recueillie mais pas la phase. Une mesure

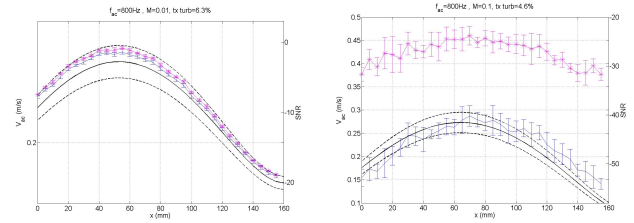


Figure 4: Mesure d'un profil axial de vitesse acoustique en guide avec écoulement à 800Hz,  $V_{ac} \approx 0.25 m/s$ ,  $M = 0.01$  (gauche),  $M = 0.1$  (droite)  
: Détection Synchrone à densité compensée (bleu) et Sample and Hold avec raffinement (violet).

microphonique annexe peut cependant permettre de déduire la phase [2].

- Les techniques basées sur l'analyse synchrone des signaux LDV en acoustique pure [15]. Ces techniques nécessitent une très bonne précision fréquentielle; il faut donc détecter la fréquence fluctuante préalablement puis réaliser une analyse synchrone en tenant compte de la statistique des particules par phase [11].

### 5.2 Essais sur banc

Des essais sont effectués sur le banc de mesure dédié à étudier les effets de l'écoulement sur la propagation acoustique dans des conditions multimodales [7]. Les mesures sont effectuées pour 3 fréquences différentes, 800, 1600 et 2200Hz et une vitesse acoustique d'amplitude de  $2 m/s$  avec un taux de turbulence de 5% environ. Ni la vitesse acoustique, ni le taux de turbulence ne peuvent être fixés précisément. En revanche, la méthode du doublet microphonique pris avec deux antennes en couronne de 8 microphones permet d'estimer une valeur de référence de  $V_{ac}$ .

La figure (4) montre l'estimation de la vitesse acoustique à 800Hz pour deux vitesses d'écoulement  $3.4 m/s$  et  $34 m/s$ . Les deux techniques testées sont la méthode de «sample and hold» avec correction raffinée [13] et la détection synchrone avec compensation des densités locales [11]. Des tests préliminaires montrent que toutes les techniques basées sur l'estimation de la DSP donnent des résultats similaires.

A faible vitesse ( $\bar{v} = 3.4 m/s$ ), les méthodes sont proches et estiment correctement la vitesse; à plus forte vitesse, ( $\bar{v} = 34 m/s$ ), seule la détection synchrone suit le profil.

### 5.3 Simulation

Pour la seule détection synchrone, nous comparons en figure (5) les mesures pour trois vitesses d'écoulement ( $\bar{v} = 3.4 m/s$ ,  $\bar{v} = 34 m/s$  et  $\bar{v} = 67 m/s$ ), avec post-traitement par détection synchrone et les simulation aux mêmes conditions et même post-traitement. Les fluctuations obtenues sur des signaux réels sont très similaires à ceux obtenus par la simulation, ce qui valide cette dernière.

La variance en fonction du nombre de point est représentée en figure (6) dans des conditions où les deux méthodes donnent de bons résultats (biais presque nul). Les variances pour les deux techniques décroissent mais celle basée sur l'analyse synchrone est plus proche des BCR que celle

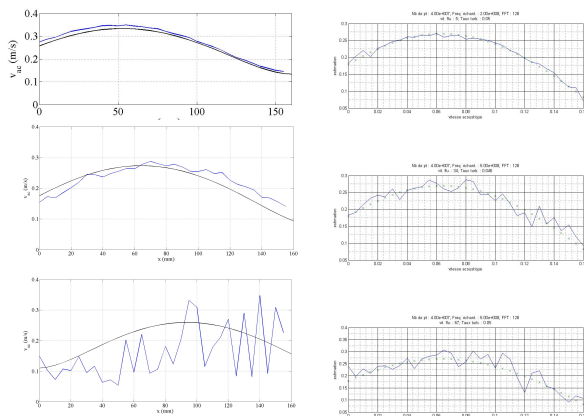


Figure 5: Profil axial de vitesse acoustique en guide avec écoulement estimé par Détection Synchrone à densité compensée (800Hz,  $V_{ac} \approx 0.25m/s$ ,  $M = 0.01$  (haut),  $M = 0.1$  (centre),  $M = 0.19$ (bas)): mesures (gauche), simulations (droite).

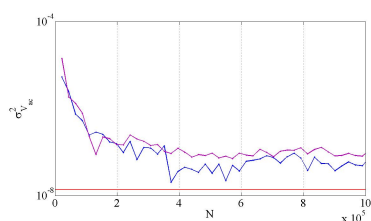


Figure 6: Variance en fonction du nombre de point pour  $V_{ac} = 0.2m/s$ ,  $M = 17$  et  $\tau_{turb} = 0.05$  pour la technique du «sample and hold» (violet) et la détection synchrone (bleu). Les bornes de Cramèr-Rao sont représentées en rouge.

basée sur une estimation par la DSP. Les BCR données dans un contexte légèrement différent sont donc relativement représentatives de l'expérience même si elles ne prennent pas tout à fait en compte les contraintes de l'expérience présentée dans ce travail.

## 6 Conclusion

La question de la mesure d'une vitesse particulaire acoustique en présence d'écoulement turbulent est traitée. Un simulateur utilisant un modèle du signal LDV et un tirage aléatoire de particules donne une représentation proche des mesures effectuées dans une veine d'essai. Ce simulateur permet d'initier une étude statistique complète des différentes méthodes et devrait permettre dans le cadre d'études ultérieures, de raffiner celles existantes.

## References

- [1] J.-C. Valiere, *Acoustic Particle Velocimetry using lasers, Principles, Signal Processing and Applications*, Focus, Waves séries, ISTE, John Wiley & Sons, 2014.
- [2] A. Minotti, F. Simon, J.F. Piet, P. Millan, In-flow acoustic power and intensity fields measurements with a 2D LDV system. *9th AIAA/CEAS*, Hilton Head (USA); 2003.
- [3] B. Betgen, M.-A. Galland, E. Piot and F. Simon, «Implementation and non-intrusive characterization of a hybrid active-passive liner with grazing flow», *Applied Acoustics* Volume 73, Issues 6–7, 2012, pp. 624–638
- [4] H. Parisot-Dupuis, F. Simon, E. Piot and F. Micheli, «Non-intrusive planar velocity-based nearfield acoustic holography in moving fluid medium», *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 133 (6), June, 2013.
- [5] A. Le Duff, G. Plantier, J.-Ch. Valière, and B. Gazengel, «Acoustic velocity measurement by means of Laser Doppler Velocimetry: development of an Extended Kalman Filter and validation in free-field measurement», *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 70-71, pp.832-852, 2016.
- [6] L. Simon, O. Richoux, A. Degroot and L. Lionet, Laser Doppler velocimetry for joint measurements of acoustic and mean flow velocities: LMS based algorithm and CRB calculation, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 57, no. 7, 2008, p. 1455-1464.
- [7] H. Bailliet, R. Boucheron, J.-P. Dalmont, Ph. Herzog, S. Moreau, J.-C. Valiere, Setting up an experimental apparatus for the study of multimodal acoustic propagation with turbulent mean flow, *Applied Acoustics*, vol. 73, pp. 191-197, 2012.
- [8] F. Durst, A. Melling, J.H. Whitelaw, Principles and practice of Laser-Doppler anemometry. *Academic Press*, 1976.
- [9] J.P. Sharpe, C.A. Greated, A stochastic model for photon correlation measurements in sound fields. *Journal of Physics D: Applied Physics* 22(10) (1989) 1429-1433.
- [10] A. Papoulis, *Probability, random variables and stochastic processes*, McGraw-Hill, 1991
- [11] J.C. Valière, S. Moreau, H. Bailliet, Development of laser techniques for acoustic boundary layer measurements. Part I: LDV signal processing for high acoustic displacements. *Acta Acustica united with Acustica* 95 (2009) 585-594.
- [12] L. Simon, J. Fitzpatrick, An improved sample-and-hold reconstruction procedure for estimation of power spectra from LDA data. *Experiments in Fluids* 37(2) (2004) 272-280.
- [13] S. Moreau, G. Plantier, J.C. Valière, H. Bailliet, L. Simon, Estimation of power spectral density from laser Doppler data via linear interpolation and deconvolution. *Experiments in Fluids* (2010).
- [14] S.M. Kay, Statistical signal processing. *Prentice Hall*, 1993.
- [15] B. Gazengel, S. Poggi, J.C. Valière, Evaluation of the performance of two acquisition and signal processing systems for measuring acoustic particle velocities in air by means of laser Doppler Velocimetry. *Measurement science and technology* 14(12) (2003) 2047-2064.