

Contrôle et Métrologie

du Bruit en Ecoulement

Rapport scientifique final

du projet soutenu par la FNRAE

Emmanuel Friot (coordinateur), Martin Glesser Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique Aminou Akani, Hélène Bailliet, Jean-Christophe Valière Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques Benjamin Betgen, Marie-Annick Galland Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Aérodynamique Jean-Pierre Dalmont Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine Romain Maréchal, Frank Simon Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales









Table des matières

Introduction

1	Mesures optiques et microphoniques en conduit avec écoulement rapide				
1.1 Introduction \ldots					
	1.2	Etude aéraulique de la veine d'essai	7		
	1.3	Estimation de vitesse acoustique par LDV	10		
		1.3.1 Méthodes de traitement de signal LDV	10		
		1.3.2 Mesures de vitesse acoustique par LDV, expériences et résultats	11		
		1.3.3 Mesures LDV en présence de contrôle actif	15		
	Mesures de pression par antennerie	16			
		1.4.1 Description et calibration de l'antenne	16		
		1.4.2 Detection des modes	18		
1.5 Estimation de vitesse acoustique par mesures microphones et comparaiso					
		les mesures Laser	20		
	1.6	Estimation de l'impédance acoustique	22		
	1.7	Conclusion	23		
2	Cor	trôle actif du bruit en écoulement à l'aide d'un réseau de haut-parleurs	26		
	2.1	Contexte et objectifs	26		
	2.2	La veine d'essai et le dispositif expérimental	27		
		2.2.1 Description de la veine et du dispositif de contrôle	27		
		2.2.2 Source primaire	28		
		2.2.3 Contrôleur FxLMS	29		
		2.2.4 Tronçon de contrôle \ldots	30		
	Résultats initiaux de contrôle \hdots	30			
		2.3.1 Contrôle sans écoulement $\ldots \ldots \ldots$	30		
		2.3.2 Contrôle monomodal en écoulement \hdots	31		
		2.3.3 Contrôle multimodal en écoulement $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	33		
2.4 Mise en œuvre de l'algorithme PNFELMS		Mise en œuvre de l'algorithme PNFELMS	34		
		2.4.1 Influence du conditionnement du transfert secondaire	34		
		2.4.2 Théorie de l'algorithme PNFELMS	37		
		2.4.3 Résultats expérimentaux	41		
	2.5	Analyse des effets de l'écoulement	41		

 $\mathbf{4}$

	2.6	Mesures en champ libre						
		2.6.1 Dispositif expérimental	45					
		2.6.2 Résultats de mesure sans et avec contrôle	45					
	2.7	Bilan et perspectives	47					
3	\mathbf{Ess}	ais d'un absorbant hybride	49					
	3.1	L'absorbant hybride	49					
		3.1.1 Principe	49					
		3.1.2 Le tronçon pour COMBE	50					
		3.1.3 Choix de la couche résistive	51					
	3.2	Essais au LEA à Poitiers	55					
		3.2.1 Caractéristiques du banc d'essai	55					
		3.2.2 Mesures et post-traitement	56					
		3.2.3 Résultats	58					
	3.3	Conclusion	62					
4	Cor	ntrôle actif de l'intensité	64					
	4.1	Théorie de l'intensité acoustique	65					
	4.2	Fonction coût intensité	67					
	4.3	Application au banc CoMBE	68					
	4.4	Conclusion	77					
Conclusion générale								
Références bibliographiques								

Introduction

Ce rapport rend compte du travail scientifique mené dans le cadre du projet CoMBE (Contrôle et Métrologie du Bruit en Ecoulement), soutenu par la Fondation de Recherche pour l'Aéronautique et l'Espace, qui associe le Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique à Marseille, le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques à Poitiers, le laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique à Lyon, le Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine au Mans et l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales à Toulouse. Le projet CoMBE a étudié, dans des conditions de laboratoire, le contrôle actif du bruit propagé dans un conduit parcouru par un écoulement rapide. Il s'agissait d'aider à l'optimisation des dispositifs envisagés pour la réduction active du bruit des soufflantes de turboréacteur. En effet des essais sur réacteur au sol de contrôle actif menés notamment dans le cadre du programme européen SILENCE(R) avaient donné des résultats partiellement inexpliqués; le coût élevé et l'instrumentation restreinte des essais sur moteur n'avaient pas permis une analyse fine des effets de l'écoulement sur le contrôle acoustique actif. Dans ce contexte le projet CoMBE avait pour objectif d'étudier l'influence de la vitesse de l'écoulement sur les dispositifs de contrôle actif.

Le projet CoMBE s'est donc déroulé autour d'une veine d'essai, commune aux 5 laboratoires participants, dotée d'une soufflerie qui permet d'obtenir un écoulement turbulent à nombre de Mach M=0,3 et d'un réseau de haut-parleurs qui reproduit, dans la bande 500-3000Hz, des champs acoustiques multimodaux jusqu'à un niveau de 130dB(SPL). Des antennes de microphones permettent l'analyse modale du bruit dans le conduit et un système de Vélocimétrie LASER Doppler donne accès à la vitesse *acoustique* dans l'écoulement ; le LAUM et le LEA se sont plus particulièrement attelés à ces aspects de métrologie du projet. Plusieurs dispositifs de contrôle actif ont été testés dans la veine : un deuxième réseau de haut-parleurs a permis au LMA d'optimiser les stratégies de contrôle de la pression acoustique longitudinale ; le LMFA a mis en œuvre un contrôle faisant appel à un tronçon de veine équipé de cellules hybrides actives/passives. Une telle veine d'essai, bien instrumentée et au coût de fonctionnement modéré, faisait jusqu'alors défaut en France.

Le premier chapitre de ce rapport décrit les travaux conduits au LEA et au LAUM sur les aspects du programme qui relèvent plus spécifiquement de la métrologie; il s'agissait, avant la mise en œuvre de tout contrôle actif, de caractériser l'écoulement et le bruit propagé dans la veine puis de quantifier les performances des systèmes de contrôle actif. Ce chapitre expose notamment les techniques d'antennerie et de Vélocimétrie Laser Doppler utilisées au cours du projet.

Le deuxième chapitre du rapport présente les résultats obtenus autour du contrôle actif de la

pression acoustique à l'aide d'un réseau de haut-parleurs. Au cours de la première année du programme on a pu observer que les performances du contrôle actif dans la veine, excellentes en l'absence d'écoulement dans la veine et à basse fréquence, diminuaient quand le nombre de modes et surtout la vitesse de l'écoulement augmentaient ; ce résultat contribue à expliquer les difficultés rencontrées par le contrôle actif sur des maquettes de moteur d'avion. On a ensuite pu expliquer l'influence du nombre de modes propagatifs à partir de la matrice de transfert secondaire entre les haut-parleurs de contrôle et les microphones de minimisation : aux modes propagatifs sont associés des modes numériques de l'algorithme adaptatif caractérisés par des constantes de temps très longues. Le développement et la mise en œuvre d'un algorithme de contrôle avec préconditionnement du transfert secondaire ont alors permis d'obtenir sans écoulement un contrôle dont les performances n'étaient plus réduites par le nombre de modes à traiter. Par ailleurs, des simulations numériques faites à partir des mesures obtenues sur la veine ont permis de montrer que la dégradation des performances avec la vitesse de l'écoulement s'expliquait par la non- stationnarité de la propagation acoustique (fluctuations de célérité longitudinale) plutôt que par sa non-linéarité. La superposition linéaire des excitations acoustiques «bruit» et «anti-bruit» resterait donc physiquement possible même avec un écoulement rapide. Enfin, l'installation de la veine d'essai dans la grande chambre anéchoïque du LMA a permis de montrer que les bonnes performances du contrôle en terme de réduction de la pression acoustique en paroi de la veine se traduisaient par de bonnes performances en termes de champ acoustique rayonné à la sortie de la veine.

Le troisième chapitre décrit les matériaux hybrides actifs/passifs développés au LMFA pour l'absorption large bande décentralisée du bruit propagé dans l'écoulement et leur mise en œuvre sur la veine commune du projet. Les essais menés au cours de la seconde année du projet ont permis une meilleure compréhension des facteurs importants pour la conception et la mesure des cellules. Même si les choix effectués *a priori* ne se sont pas avérés optimaux, ces essais ont permis de montrer que les performances du contrôle avec les cellules hybrides étaient peu dégradées quand augmentait la vitesse de l'écoulement. Enfin le quatrième chapitre de ce rapport présente un algorithme de contrôle actif de l'intensité acoustique développé à l'ONERA et sa mise en œuvre sur la veine d'essai.

Chapitre 1

Mesures optiques et microphoniques en conduit avec écoulement rapide

- Aminou Gafare AKANI -LEA- aminou.akani@lea.univ-poitiers.fr

- Jean-Christophe VALIERE -LEA- jean-christophe.valiere@lea.univ-poitiers.fr

- Hélène BAILLIET -LEA- helene.bailliet@lea.univ-poitiers.fr

- Jean-Pierre DALMONT -LAUM- jean-pierre.dalmont@univ-lemans.fr

1.1 Introduction

La contribution du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (L.E.A) et du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (L.A.U.M) dans cette partie du projet concerne l'étude de l'influence de l'écoulement sur la propagation multimodale (et le contrôle) d'un bruit fort niveau en conduit cylindrique. Pour ce faire, des techniques de mesure optique et d'antennerie microphonique ont été développées.

Dans un premier temps, une étude aéraulique de la veine d'essai a été réalisée à partir de mesures Laser Doppler. Les profils de vitesse moyenne et de vitesse RMS de l'écoulement sont établis et comparés aux profils théoriques pour un écoulement turbulent développé. L'objectif est de disposer d'une connaissance du milieu de propagation de l'onde acoustique.

Par suite, des mesures LDV ont été réalisées et ont permis l'extraction de vitesse acoustique en présence d'écoulement fort. À cet effet, des méthodes de traitement du signal LDV pour l'extraction de la vitesse acoustique en présence d'écoulement existantes, ont été testées pour des vitesse d'écoulement rapide jusqu'à Mach 0, 3. Les profils de vitesse acoustique, les schémas d'onde, et l'évolution de la vitesse acoustique en fonction de la fréquence ont été étudiés.

Un système d'antennerie développé au Mans a été dupliqué et implémenté au LEA. D'une part, pour l'étude de l'évolution de la vitesse acoustique en fonction de la fréquence, la mesure de pression acoustique par réseaux d'antennerie a été couplée aux mesures de vitesse acoustique par LDV. Une estimation de la vitesse acoustique à partir des mesures de pression acoustique est propsée sur la base de modèle de propagation, et les résultats obtenus comparés au cas de mesures par Laser. D'autre part, des mesures de pression par le réseau d'antennerie ont permis d'estimer la structure modale du champ de pression pour des écoulements forts. Ces mesures ont également permis d'estimer l'impédance de rayonnement du guide ouvert pour le mode plan et les premiers modes hélicoïdaux pour différentes vitesses d'écoulement.

Par ailleurs des mesures par Vélocimétrie Laser Doppler ont été réalisées en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique (L.M.A) de Marseille en vue d'étudier l'effet du contrôle sur les vitesses et pressions acoustique dans la conduite, dans le cadre du contrôle actif du bruit.

1.2 Etude aéraulique de la veine d'essai

Le banc de mesure installé au L.E.A pour l'étude de propagation acoustique en présence d'écoulement comporte une source aéraulique qui permet de générer l'écoulement lors des expériences. Elle est composée d'un ventilateur ABB Solyvent-Ventec dont le débit maximal est de $1.88m^3.s^{-1}$ en fonctionnement nominal. Ce ventilateur permet d'atteindre des vitesses d'écoulement élevées (jusqu'à Mach 0, 3) dans une conduite cylindrique de 176 mm de diamètre intérieur et de longueur totale égale à 6 m. Dans le cadre du projet COS, une qualification aéraulique de la veine a été effectuée qui consistait en l'établissement d'une série de profils de vitesse d'écoulement moyen et de profils de taux de turbulence à partir de mesures par fil chaud.

Dans le cadre du projet CoMBE, nous avons réalisé des expériences pour déterminer les profils de vitesse moyenne et vitesse RMS présents la conduite à partir de mesures par fil chaud d'une part, et par Laser (LDV) d'autre part. Ces dernières sont présentées dans la suite.

Les profils de vitesse moyenne et de vitesse RMS ont été établis dans un plan de section radiale de la conduite pour différentes vitesses d'écoulement (c'est à dire pour différents débits du ventilateur). La figure (1.1) présente les profils de vitesse moyenne et de vitesse RMS obtenus pour deux vitesses d'écoulement. L'amplitude de la vitesse est exprimée en fonction de la position radiale. Cette figure illustre le fait que les profils de vitesse moyenne et RMS sont identiques quelque soit le nombre de Mach et sont représentatifs du profil d'un écoulement turbulent dans une conduite cylindrique. Nous constatons une évolution identique des profils de vitesses moyenne et RMS pour les deux cas de débits présentés ici. Pour toutes les vitesses d'écoulement étudiées, les profils lorsqu'ils sont adimensionnés par la vitesse au centre qui est maximale se superposent, ce qui prouvent la répétabilité de nos mesures.

Ces mesures ont été réalisées pour une distance entre l'entrée de la veine et la position du plan de mesures égale à 3.90 m. Or lorsqu'un fluide pénètre dans une conduite rectiligne, avant de se stabiliser, le profil des vitesses évolue sur une certaine distance notée L_e , appelée "longueur d'entrée" [1] qui s'exprime à partir du nombre de Reynolds et du diamètre du conduit pour le cas d'un écoulement turbulent par la relation

$$L_e = 0, 8 \times D \times R_e^{\bar{4}}, \tag{1.1}$$

avec

$$R_e = \frac{U \times D}{\nu} \tag{1.2}$$

où U est une vitesse caractéristique (dans notre cas c'est la vitesse au centre de la conduite), D est une dimension caractéristique (diamètre de la conduite) et ν la viscosité cinématique du



FIG. 1.1 – Profils de vitesse moyenne et RMS obtenus, mesures Laser pour Mach 0.21 et 0.27

fluide considéré.

Pour les deux vitesses présentées ici, les nombres de Reynolds sont respectivement $R_e \cong 8 \times 10^5$ et $R_e \cong 1 \times 10^6$ et les distances de stabilisations correspondantes respectivement à $L_e \cong 24 \times D$ et $L_e \cong 26 \times D$. Dans le cas de nos expériences, les mesures sont faites à $L = 22 \times D$; Même si $L < L_e$, nous avons vérifié que les profils de vitesse sont stables dans le temps et le long de l'axe du tube dans la région d'étude. Notre écoulement n'est certes pas complètement développé mais la turbulence est maitrisée et est de l'ordre de 4% au centre de la conduite. Une comparaison entre le profil expérimental obtenu et le profil théorique établi donné par la loi empirique [2] :

$$\frac{u}{U_{max}} = \left(\frac{y}{R_0}\right)^{\frac{1}{n}} = \left(\frac{R_0 - r}{R_0}\right)^{\frac{1}{n}} \tag{1.3}$$

avec U_{max} la vitesse au centre du conduit, R_0 le rayon du conduit et n un nombre entier dont la valeur dépend du nombre de Reynolds est donnée par la figure (1.2). La vitesse moyenne de la paroi au centre du conduit est tracée en fonction de la distance à la paroi. La vitesse moyenne est adimensionnée par la vitesse maximale au centre du conduit, et la distance à la paroi par le rayon du conduit. Pour la vitesse d'écoulement à Mach = 0, 27, le nombre de Reynols correspondant étant de $R_e \cong 1.10^6$, la valeur du nombre entier est égale à n = 9 [1].



FIG. 1.2 – Comparaison profils de vites se expérimentale et loi expérimentale pour M=0.27 en échèlle linéaire



FIG. 1.3 – Comparaison profils de vites se expérimentale et loi expérimentale pour M=0.27 en échèlle logarithmique

$$\frac{u}{U_{max}} = \left(\Delta \cdot \left(\frac{R_0 - r}{R_0}\right)\right)^{\frac{1}{12}},\tag{1.4}$$

avec $\Delta = 2.4525$ une constante.

Le profil obtenu à partir de l'équation (1.4) se superpose bien aux mesures expérimentales pour les points situés entre la paroi et $0.22R_0$ de la paroi. Dans cette zone, les lois théoriques décrivant la couche limite sont en accord avec nos résultats expérimentaux si nous nous référons au profil logarithmique de la figure (1.3).

La longueur d'entrée pour laquelle nos mesures ont été effectuées bien que inférieure à la valeur théorique pour les nombres de Mach étudiés, les profils obtenus sont raisonnables. Les différentes lois théoriques décrivant le profil d'un écoulement turbulent établi dans une conduite cylindrique sont vérifiées.

1.3 Estimation de vitesse acoustique par LDV

Cette partie présente les méthodes d'extraction de vitesse acoustique utilisées, les résultats obtenus sur des applications à faibles et grandes vitesses d'écoulement.

1.3.1 Méthodes de traitement de signal LDV

Deux méthodes d'estimation de vitesse acoustique ont été testées. La détection synchrone à temps aléatoire qui fait partie de la famille des méthodes d'analyse synchrone et qui a été appliquée avec succès pour l'acoustique [3, 4], et l'interpolation linéaire qui est basée sur une technique issue des méthodes d'estimation de pic par le calcul de la densité spectrale de puissance d'un signal LDV, à partir d'estimateur issue des études sur la turbulence. La detection synchrone permet d'obtenir l'amplitude et la phase de la vitesse acoustique et l'interpolation linéaire ne renseigne que sur l'amplitude de la vitesse acoustique.

Ces méthodes de traitement doivent filtrer la vitesse moyenne d'écoulement et la vitesse turbulente et extraire les grandeurs acoustiques qui sont l'amplitude de la vitesse acoustique U_{ac} , sa phase φ_{ac} et la fréquence acoustique f_{ac} . En effet, une expression générale de la vitesse dans le cas de propagation acoustique avec écoulement peut être donnée par :

$$u(t) = \overline{U} + U_{ac} \cos\left(2\pi f_{ac}t + \varphi_{ac}\right) + u_{turb},\tag{1.5}$$

avec, \overline{U} la vitesse moyenne de l'écoulement, U_{ac} l'amplitude de la vitesse acoustique, f_{ac} la fréquence acoustique, φ_{ac} la phase acoustique, u_{turb} la vitesse turbulente.

La détection synchrone est une technique de traitement du signal permettant la recherche d'une composante harmonique dans du bruit [5]. Elle peut être adaptée dans notre cas à un échantillonnage aléatoire. Elle consiste à projeter les vecteurs observation sur une base de sinus et de cosinus accordée à la fréquence d'un signal de référence, puis à intégrer les deux signaux enregistrés sur un nombre entier de périodes d'échantillonnage. Considérons un vecteur d'observation u(t) défini par l'équation (1.5). La détection synchrone permet d'obtenir une estimation de l'amplitude et de la phase de la vitesse acoustique en calculant les coefficients de Fourier du vecteur observation u(t), et se calcule en pratique puisque le signal est discret, par les relations suivantes :

$$\mathbf{X} = \frac{1}{N_s} \sum_{i=0}^{N_s - 1} \left(u(t_i) - \overline{U} \right) \cos(2\pi f_{ac} t_i)$$
(1.6)

$$\mathbf{Y} = \frac{1}{N_s} \sum_{i=0}^{N_s - 1} \left(u(t_i) - \overline{U} \right) \sin(2\pi f_{ac} t_i), \tag{1.7}$$

où N_s est le nombre maximal de bouffées, tel que $t[N_s] \cong p \times T_{ac}$, p étant un nombre entier. Il est important d'avoir un nombre entier de fois la période pour éviter les biais car les sommes ne convergent pas. L'amplitude et la phase de la vitesse acoustique sont calculées en utilisant :

$$U_{ac} = 2 \times \sqrt{X^2 + Y^2} \tag{1.8}$$

$$\varphi_{ac} = -\arctan\left(\frac{Y}{X}\right). \tag{1.9}$$

La technique d'interpolation consiste à calculer la densité spectrale de puissance (DSP) et est basée sur le même principe que la technique de rééchantillonnage ou Sample and Hold (terme anglais)[6, 7]. Dans notre cas, le signal de base est reconstitué en un signal à échantillonnage régulier (à pas constant) à partir d'une interpolation linéaire qui est plus précise. Une interpolation linéaire d'ordre 1 est faite ici, le signal initial $u(t_i)$ étant reconstruit en un signal $u'(t_{r,j})$ à partir de nouveaux temps $t_{r,j}$.

$$u'(t_{r,j}) = \frac{(t_{r,j} - t_i)u(t_{i+1}) + (t_{i+1} - t_{r,j})u(t_i)}{(t_{i+1} - t_i)}, \forall (i,j)/t_i < t_{r,j} \le t_{i+1}.$$
(1.10)

La densité spectrale de puissance est ensuite directement estimée à partir de la transformée de Fourier discrète du signal reconstitué par des outils classiques de traitement de signal tel que le périodogramme moyenné de Welsh. L'estimation de l'amplitude de la vitesse acoustique est faite après calcul de la DSP et détection du maximum de pic sur la DSP selon la relation :

$$U_{ac} = 2 \times \sqrt{DSP_{max}} \tag{1.11}$$

où DSP_{max} est le maximum de DSP détectée au tour de la fréquence d'analyse.

En pratique, la vitesse acoustique est déduite de l'estimation du maximum d'amplitude de pic sur la DSP pour la méthode par interpolation linéaire, et le maximum de module et la phase correspondante pour la détection synchrone. Une procédure de recherche de ces maxima consiste à effectuer un balayage fréquentiel autour de la fréquence d'analyse. La fréquence détectée pour laquelle l'on obtient un maximum de pic sur la DSP ou un maximum de module par détection synchrone correspond à la fréquence acoustique, et doit être de l'ordre de la fréquence d'analyse. En effet, la fréquence acoustique n'est pas parfaitement connue à cause de l'écoulement.

1.3.2 Mesures de vitesse acoustique par LDV, expériences et résultats

Dans cette partie, les deux techniques d'estimation de vitesse acoustique par traitement du signal LDV décrites précédemment ont été testées. Pour les mesures laser, un tronçon transparent de longueur totale 220 mm et de diamètre intérieur égal à 176 mm est utilisé. La chaîne Laser utilisée est composée d'un système d'acquisition System BSA (Dantec) et d'un laser Argon-Krypton de puissance 25W, de longueur d'onde variant entre 488nm - 514nm.



FIG. 1.4 – Tronçon pour les mesures Laser

Schéma d'onde dans la conduite

Dans un premier temps, la mesure de la composante axiale le long de l'axe de la conduite transparente a été réalisée en présence d'un écoulement faible (environ 6 m/s), afin de déterminer la position des ventres et des nIJuds de vitesses pour une fréquence d'analyse donnée. À ce stade, la performance des deux techniques d'extraction de la vitesse acoustique est évaluée. Pour cette vitesse d'écoulement, les deux méthodes donnent des résultats analogues (voir figure (1.5) et (1.6) pour f=800 Hz et f=1100 Hz).



FIG. 1.5 – Schéma d'onde dans le tronçon en verre pour f=800 Hz avec M=0.018

La vitesse acoustique estimée par la détection synchrone est légèrement plus importante que celle obtenue pas la technique d'estimation surtout pour la fréquence de 1100 Hz (figure (1.6)). La détection synchrone est par nature plus sensible aux effets de turbulence. Pour les fréquences élevées, le déplacement particulaire est plus petit ce qui peut expliquer les varialbilités fortes obtenues pour la détection synchrone sur la figure (1.6). Mais pour la gamme de vitesse d'écoulement à laquelle ces mesures sont effectuées, elle peut être bien adaptée.



FIG. 1.6 – Schéma d'onde dans le tronçon en verre pour f=1100 Hz avec M=0.018

Le décalage entre les deux techniques se mesure aussi par la différence entre les fréquences acoustiques estimées par ces deux méthodes. La détection synchrone estime la vitesse acoustique en détectant pour chaque point de mesures une valeur de fréquence qui est égale à la valeur de la fréquence d'excitation alors que la technique d'interpolation linéaire surestime très faiblement cette valeur, jusqu'à environ 0.2 Hz au dessus pour la fréquence de 800 Hz ce qui correspond à 0,025%, et 0.4 Hz donc 0,036% pour la fréquence de 1100 Hz. Par contre le schéma d'onde obtenu par la méthode d'estimation présente moins de variabilités que dans le cas de la détection synchrone.

Dans la suite ces techniques ont été appliquées sur des mesures avec des vitesses d'écoulement fort jusqu'à Mach 0, 3.

Profils de vitesse radiale

Pour établir le profil de vitesse acoustique suivant une section radiale de la veine, des mesures par laser ont été faites suivant cette section avec des pas réguliers de 5 mm pour une distance totale de 165 mm. Ceci a été réalisé pour différentes fréquences d'excitation de la source et pour plusieurs vitesses d'écoulement. Nous présentons ici les résultats obtenus dans le cas d'excitation à la fréquence de 900 Hz et pour Mach 0,05 figure (1.7) et Mach 0,2 figure (1.8). L'évolution de la vitesse acoustique est représentée en fonction de la position radiale dans la conduite (0 désigne la position au centre de la conduite).



FIG. 1.7 – Profils radiaux de vitesse acoustique à f=900 Hz pour Mach=0.05 (bleu : détection synchrone, rouge : interpolation linéaire)



FIG. 1.8 – Profils radiaux de vitesse acoustique à f=900 Hz pour Mach=0.2 (bleu : détection synchrone, rouge : interpolation linéaire)

Les deux techniques d'estimation de vitesse sont utilisées et une comparaison est faite. Théoriquement, le profil radial dans le conduit doit être plat, et les résultats obtenus (voir figure (1.7) et (1.8)) sont donc satisfaisants. En effet pour les deux techniques utilisées, les profils obtenus se superposent bien à l'exception de quelques points.

La figure (1.8) est obtenue en considérant uniquement une seule moitié de conduite les résultats dans la seconde moitié n'étant pas en accord avec les attentes. Des erreurs de mesures dues à un mauvais ensemencement de cette partie en probablement la cause. Nous remarquons également que le profil obtenu par détection synhcrone pour Mach 0, 2 est moins plat que dans le cas à Mach 0, 05. Au point d'abscisse -60 mm, la différence de vitesse acoustique estimée entre les deux méthodes est de l'ordre de 13%, et se manifeste par une valeur de fréquence acoustique estimée par la détection synchrone différente de la fréquence d'analyse. La sensibilité forte de la détection synchrone à la turbulence en est la cause. La détection synchrone reste efficace pour de faibles Réponse Signal sur Bruit RSB = -30 dB alors que la technique d'estimation de pic marche bien pour des RSB > -15 dB [8].

1.3.3 Mesures LDV en présence de contrôle actif

Des mesures de profil radial ont été également réalisées dans le cadre de tests du contrôle actif du bruit. Ces mesures réalisées en collaboration avec le L.M.A avaient pour but d'établir le profil de vitesse acoustique en présence de contrôle. Les fréquences d'analyses auxquelles ces expériences ont été effectuées sont 800 Hz et 1750 Hz. Les résultats obtenus à partir de traitement par les deux techniques d'estimation de la vitesse acoustique montrent bien l'effet du contrôle. Ceci peut s'expliquer par l'abscence d'un maximum de pic sur le spectre de la DSP obtenu par la méthode d'estimation de pic. En effet, un des indicateurs de la validité de l'estimation de la vitesse acoustique par la méthode d'estimation est la présence d'un maximum de pic sur le spectre de la DSP. Et nous remarquons bien qu'en abscence de contrôle, un pic émerge de la turbulence sur la figure de gauche de la figure (1.9) pour la fréquence de 800 Hz. Par contre, lorsque le contrôle est en marche, le pic tombe et disparait complètement dans le signal de turbulence. Ceci est illustré sur la figure de droite de la figure (1.9).

Le niveau de pression dans la conduite est diminué d'environ 40 dB en présence de contrôle pour certaines fréquences d'excitation. Le contrôle en atténuant le niveau de pression dans la conduite contribue à la diminution de l'amplitude de la vitesse acoustique dans la conduite.



FIG. 1.9 – Spectre typique de DSP sans contrôle 800 Hz et avec contrôle 800 Hz à Mach 0.05

1.4 Mesures de pression par antennerie

1.4.1 Description et calibration de l'antenne

L'antenne de microphones permettant d'effectuer les mesures de pression est conçue en disposant une série de microphones suivant une couronne sur le portour d'un tronçon instrumenté. Le tronçon est de longueur 13 cm et est percé de petites cavités de quelques millimètres de diamètre formant deux couronnes indentiques distantes l'une de l'autre de 9 cm. Chaque couronne comporte ainsi 8 cavités abritant chacune une douille permettant de loger convenablement les microphones pour éviter des problèmes liés au couplage des microphones avec le tube. Les cavités communiquent avec l'intérieur du conduit par un très petit orifice de 1 mm de diamètre (voir schéma), et un angle de $\pi/4$ sépare chaque cavité de l'autre.

Les microphones utilisés pour nos mesures sont des microphones de marque GRAS "Sound and Vibration" de type 40PR. Ils peuvent mesurer des pressions jusqu'à des niveaux maximum de 146 dBSPL. La sensibilité nominale à 250 Hz est selon les données constructeur de 3,5 mV/Pa. Pour les besoins de nos mesures, chaque antenne est composée de quatre microphones disposés



FIG. 1.10 – Schéma de la cavité abritant le microphone

régulièrement sur une couronne. Pour la validité des mesures par microphones, une calibration



FIG. 1.11 – Antennes de microphones photographie et schéma

de ces dernières est nécessaire. La calibration a été réalisée en deux étapes. Une première étape consiste à déterminer les sensibilités à 1000 Hz. La deuxième étape consiste en une calibration in-situ entre la fréquence de 700 Hz et 1100 Hz, intervalle dans lequelle ne se propage que le mode plan. Ainsi tout microphone d'une couronne donnée est exposé à la même pression. Pour la calibration in-situ, si nous considérons une couronne composée de quatre microphones, la correction à apporter pour chaque microphone se calcule par la relation suivante :

$$\mathbf{Sensi(i)} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} \left[\frac{P_i}{\sum_{i=1}^{4} P_i/4} \right], \qquad (1.12)$$

avec, N le nombre total de pas de fréquence entre 700 et 1100 Hz étudiées, P_i est l'amplitude de la pression mesurée par le microphone i, **Sensi(i)** est le coefficient de correction à apporter à la sensibilité du microphone i. Cette correction est nécessaire car les mesures avant correction montrent un décalage entre les niveaux d'amplitude de pression mesurés par chaque microphone d'une couronne. La correction permet de réduire très sensiblement ce décalage. Les figures (1.12) et (1.13) résument les résultats obtenus. La méthode de détection synchrone décrite plus haut a été utilisée pour l'estimation des amplitude et phase des pressions mesurées par chaque microphone.



FIG. 1.12 – Amplitude de pression pour chaque microphone avant calibration in situ pour Mach=0,1



FIG. 1.13 – Amplitude de pression pour chaque microphone après calibration in situ pour Mach=0,1

1.4.2 Detection des modes

Une onde acoustique peut se propager suivant plusieurs modes dans une conduite. Ces modes apparaissent à partir d'une certaine fréquence que l'on appelle fréquence de coupure du mode, qui dépend du diamètre de la conduite et de la vitesse d'écoulement (nombre de Mach). Le mode plan est toujours propagatif pour toute fréquence d'analyse. Le premier mode supérieur à être propagatif est le mode hélicoïdal 10 dont la fréquence de coupure en absence d'écoulement est de 1144 Hz. Nous nous limiterons ici au mode plan et au premier mode hélicoïdal qui est dégénéré d'ordre 2, c'est à dire qui se décompose suivant deux composantes.

L'antenne de quatre microphones permet de détecter le mode plan, le premier mode hélicoïdal 10 (dégénéré en $\cos \theta$ et $\sin \theta$ ou $e^{-j\theta}$ et $e^{j\theta}$). À partir de cette antenne, il est possible d'obtenir la composante en $\cos 2\theta$ du second mode hélicoïdal 20. Lorsque les quatre microphones sont placés aux azimuts $a\pi/2$ avec $a = \{0, 1, 2, 3\}$, les amplitudes de pression de ces modes peuvent s'exprimer à partir de la relation suivante :

$$A_m = \frac{1}{4} \left(\sum_{a=0}^{3} e^{+jma\pi/2} \right), \tag{1.13}$$

Le developpement de cette equation appliquée aux modes plan et hélicoïdal dégénéré a permis d'obtenir les résultats qui sont illustrés par la figure (1.14).



FIG. 1.14 – Amplitude de pression des modes pour Mach=0.07 et Mach=0.2
Avant la première fréquence de coupure, seul le mode plan est propagatif comme le prévoit la

théorie. Une différence de niveau d'amplitude d'environ 40 dB est remarquée entre le mode plan et les autres modes estimés. À Mach 0.2, cette différence diminue pour se maintenir autour de 30 dB. Le premier mode hélicoïdal devient propagatif à partir de la fréquence de coupure qui est de l'ordre de 1144 Hz à Mach 0,05, avec une augmentation très nette de l'amplitude de ce mode. La figure (1.15) montre une comparaison entre le profil de fréquence de coupure du premier mode hélicoïdal en fonction du nombre de Mach obtenu par la théorie et le profil obtenu par les mesures expérimentales. Un bon accord existe entre les deux profils et l'écart étant plus marqué pour Mach 0, 3.



FIG. 1.15 – Fréquences de coupure du mode 10 en fonction du nombre de Mach, $c_0 = 343.4 \text{ m/s}$

1.5 Estimation de vitesse acoustique par mesures microphones et comparaison avec les mesures Laser

La vitesse acoustique en un point du conduit est estimée à partir des pressions incidente et réfléchie en ce point. L'utilisation d'un doublet d'antennes est nécessaire pour arriver à estimer la pression incidente et la pression réfléchie. Considérons une onde acoustique en propagation dans le conduit (figure 1.15). L'antenne 1 est placée au point d'abscisse z_1 et l'antenne 2 au point d'abscisse z_2 , et notons $|z_2 - z_1| = L$ la distance entre les deux antennes (dans notre cas, L = 9 cm). Au point d'abscisse z_1 , la pression totale résultant pour un mode (m, n) est la somme de la pression de l'onde incidente de ce mode que nous noterons par $P_{mn}^+(z_1)$ et de celle de l'onde réfléchie notée $P_{mn}^-(z_1)$. La même définition s'étend au point d'abscisse z_2 en remplaçant z_1 par z_2 . Soient $P_{mn}(z_1)$ la pression totale du mode (m, n) mesurée par l'antenne 1, $P_{mn}(z_2)$ celle mesurée par l'antenne 2, l'expression théorique des pressions des ondes incidente et réfléchie de ce mode au point d'abscisse z_1 est donnée par la relation



FIG. 1.16 – Configuration d'étude

$$P_{mn}^{\pm}(z_1) = \frac{P_{mn}(z_1) - P_{mn}(z_2)exp(\mp jk_{mn}^{\mp}L)}{1 - exp\left[\mp j\left(k_{mn}^{+} + k_{mn}^{-}\right)L\right]},$$
(1.14)

avec k_{mn}^{\pm} la constante de propagation des ondes incidentes et réfléchies définie par

$$k_{mn}^{\pm} = \frac{\mp Mk + \sqrt{k^2 - (1 - M^2)(k^2 - \kappa_{mn}^2)}}{1 - M^2}.$$
(1.15)

M est le nombre de Mach, κ_{mn} une constante liée au mode (mn) calculée à partir d'une équation extraite de [9] (équation 5.62 du dit ouvrage).

La vitesse acoustique correspondante est la somme des vitesses acoustiques incidente et réfléchie qui sont données en considérant l'équation d'Euler par la relation suivante :

$$u_{mn}^{\pm}(z_1) = \pm \frac{k_{mn}^{\pm}}{\rho_0 \omega} \times P_{mn}^{\pm}(z_1).$$
(1.16)

La vitesse en n'importe quel point du conduit peut être obtenue par la relation ci-dessous

$$u_{mn}^{\pm}(z) = u_{mn}^{\pm}(z_1) \times exp(-j \times k_{mn}^{\pm} \times L'), \qquad (1.17)$$

avec L' < 0 pour un point en amont.

Des mesures de pression acoustique pour différentes fréquences d'analyse ont été réalisées en synchronisation avec des mesures Laser. Une estimation de la vitesse acoustique par les équations présentées ci-dessus a été menée et une comparaison avec les vitesses acoustiques par mesures Laser obtenues pour la méthode de détection de pic est réalisée (figure (1.17)). Un très bon accord est obtenu pour les hautes valeurs de vitesse, particulièrement pour les fréquences en dessous de la première fréquence de coupure (mode plan). Un moins bon accord est obtenu lorsqu'il s'agit des valeurs à bas niveaux, car l'on touche un peu aux zones de turbulence. Pour les fréquences au dessus de la fréquence de coupure, il y a un moins bon accord mais la tendance génarale est respectée. Il s'agit ainsi d'un bon indicateur sur les performances de la technique d'estimation des vitesses acoustiques à partir des mesures par microphones.



FIG. 1.17 – Comparaison vitesses acoustiques : mesures LDV et mesures Microphones pour Mach=0.07

1.6 Estimation de l'impédance acoustique

L'impédance acoustique d'un guide ouvert exprime sa réponse à une excitation harmonique. Elle peut s'exprimer par le rapport entre la pression acoustique et la vitesse acoustique. Si nous considérons la pression acoustique du mode mn définie au point d'abscisse z_1 par $P_{mn}(z_1)$, et la vitesse acoustique correspondante en ce même point que nous notons $U_{mn}(z_1)$, l'impédance acoustique en ce point s'exprime pour un mode (mn) par la relation

$$Z(z_1) = \frac{P_{mn}(z_1)}{U_{mn}(z_1)}.$$
(1.18)

L'impédance acoustique pour un mode donné peut être également estimée à partir du coefficient de réflexion par la relation suivante :

$$Z_r(z_1) = \frac{1 + R_{mn}}{1 - R_{mn}},\tag{1.19}$$

avec R_{mn} le coefficient de réflexion au point d'abscisse z_1 . Le coefficient de réflexion s'obtient à partir de l'équation (1.14) en calculant le rapport de la pression réfléchie $P_{mn}^{-}(z_1)$ sur la pression

incidente $P_{mn}^+(z_1)$.

La figure (1.18) présente l'évolution de l'amplitude et de la phase de l'impédance du mode plan en fonction de la fréquence d'analyse dans le cas de propagation sans écoulement. En dessous de la fréquence de 1144 Hz, les résultats obtenus sont satisfaisants, avec une succession de minima et de maxima d'amplitude, de même que pour la phase. À partir de 1144 Hz les résultats obtenus ne répondent plus aux attentes. Nous n'avons pas pour l'instant d'explication physique à cette situation.



FIG. 1.18 – Module et phase de l'impédance pour le mode plan sans écoulement

En présence d'écoulement, les maxima et minima d'amplitude observés croissent avec le nombre de Mach et un décalage en fréquence vers l'amont par rapport au cas sans écoulement est observé. La figure (1.19) illustre le phénomène observé. Nous avons représenté ici uniquement les évolutions des amplitude et phase de l'impédance acoustique en nous limitant aux fréquences inférieures à 1100 Hz, pour les vitesses d'écoulement jusqu'à Mach 0.2

Pour le mode hélicoïdal 10, il est propagatif à partir de la fréquence de 1144 Hz dans le cas de propagation sans écoulement. Or l'impédance acoustique du mode plan a montré qu'à partir de cette fréquence, les résultats obtenus ne convergent pas vers la description théorie. Ainsi pour le mode 10, l'impédance acoustique calculée ne présente pas une évolution particulière et il est difficile pour l'instant de donner une interprétation physique de ces résultats. Une illustration du comportement de l'amplitude et de la phase pour les cas sans écoulement et à Mach 0, 2 en fonction de la fréquence est représentée sur la figure (1.20).

1.7 Conclusion

La contribution du LEA et du LAUM au projet a été d'une part d'appliquer des méthodes d'extraction de vitesse acoustique par mesures Laser, de couplage mesures Laser et mesures par antennerie de microphones pour l'estimation de la vitesse acoustique, et d'autres part d'analyse modale par mesures avec antennes de microphones et de calcul d'impédance acoustique du guide



FIG. 1.19 – Comparaion du Module et phase de l'impédance pour le mode plan pour différents nombres de Mach

ouvert. Pour ce faire, une connaissance de l'aéraulique dans le conduit est nécessaire. Une étude a été réalisée et les résultats obtenus démontrent que l'écoulement dans le conduit n'est pas complètement développé pour les nombres de Mach de l'ordre de 0, 3, mais reste stable. Le profil de couche limite évolue avec une loi en 1/12.

En ce qui concerne les mesures laser en vue de l'estimation de vitesses acoustiques, pour des vitesses d'écoulement jusqu'à Mach 0.15 la technique d'estimation de pic donne encore des résultats valides. La détection Synchrone quant à elle, est moins efficace en présence d'écoulement fort. Pour une bonne efficacité de ces méthodes, un niveau d'amplitude sonore de l'ordre de 140 dB doit être atteint pour arriver à émerger du bruit de turbulence pour de forts écoulements.

L'antenne de microphone conçue par le LAUM a permis une connaissance de la distribution des modes dans le conduit. L'estimation de vitesse acoustique par mesures d'antennerie a montré des résultats analogues aux mesures de vitesses acoustiques par LDV, ce qui confirme la validité de cette méthode. Toutes ces mesures d'antennerie ont permis de mettre à jour l'antenne microphonique dans sa capacité d'extraction des modes, de séparation d'ondes incidentes et réfléchies développement ayant permis la mise place et l'utilisation de ces antennes pour les mesures de perte de transmission (Transmission Loss) menées par le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (L.M.F.A) de l'Ecole Centrale de Lyon. Les résultats obtenus pour l'impédance acoustique rayonnée par le guide ouvert pour le mode plan avant la première fréquence de coupure sont corrects. Ces résultats doivent être comparés aux mesures d'impédance rayonnée en champ lointain menées par le LMA.



FIG. 1.20 - Module et Phase de l'impédance pour le mode 10 sans écoulement (gauche) et à Mach $0,2~({\rm droite})$

Chapitre 2

Contrôle actif du bruit en écoulement à l'aide d'un réseau de haut-parleurs

- Emmanuel Friot - CNRS-Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique - friot@lma.cnrs-mrs.fr

- Martin Glesser - CNRS-Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique

2.1 Contexte et objectifs

L'application du contrôle actif du bruit à l'aéronautique a emergé dans les années 1990 [10]. Le bruit émis par les réacteurs était précédemment essentiellement dû au bruit de jet large bande. L'évolution technologique a entrainé une émergence du bruit tonal dû aux turbines ouvrant la voie au contrôle actif. Des modèles analytiques du contrôle ont été développés [11, 12, 13]. Cependant, les expériences de contrôle menées sur des modèles réduits de réacteurs ont produit des atténuations décevantes au regard des performances habituelles d'un tel contrôle [14, 15]¹. Le volet "contrôle à l'aide de haut-parleurs" du projet CoMBE vise à reproduire une configuration de contrôle proche des expériences précédentes sur une veine d'essai moins coûteuse et offrant une meilleure maîtrise des paramètres d'écoulement et de génération acoustique.

L'objectif des expériences de contrôle actif à l'aide de haut-parleurs était, dans un premier temps, de vérifier si une limitation des performances du contrôle lieé à la présence d'un écoulement rapide (M = 0.3) pouvait être observée. Les premiers paragraphes de ce chapitre décrivent le travail de mise en œuvre du contrôle et d'observation de ses performances en fonction de paramètres tels que la vitesse de l'écoulement. Ce travail a été effectué au cours de la première année du projet. Au cours de la deuxième année du projet, l'étude du contrôle avec haut-parleurs s'est organisée en trois volets : en premier lieu la mise en œuvre sans écoulement d'un nouvel algorithme adaptatif, appelé Pre-conditioned Normalized Filtered-Error Least Mean Squares, a permis d'expliquer et de compenser la perte de performances du contrôle constatée avec l'augmentation du nombre de

¹Des performances intéressantes sont cependant obtenues à l'aide d'absorbeurs hybrides qui font l'objet d'une tâche du projet CoMBE.

modes propagatifs dans le conduit avec la fréquence. En deuxième lieu, l'analyse de la cohérence entre le signal générateur du bruit dans la veine et les signaux de minimisation du contrôle (pression acoustique en paroi de veine) permet de justifier les pertes de performances avec la vitesse de l'écoulement par les fluctuations de la célérité acoustique dans le conduit ; il semble que le principe de superposition linéaire du bruit et de l'antibruit reste valide. Des simulations 1D ont permis d'obtenir numériquement un contrôle dont les performances ont une évolution en fonction de la vitesse de l'écoulement similaire à celle observée expérimentalement. Enfin la dernière section de ce chapitre présente l'installation de la veine d'essai dans la grande chambre anéchoïque du LMA et les mesures de rayonnement en champ libre qu'elle a permise.

2.2 La veine d'essai et le dispositif expérimental

2.2.1 Description de la veine et du dispositif de contrôle

La veine d'essai est constituée (de l'amont vers l'aval) d'un tronçon de stabilisation de l'écoulement, d'une source primaire générant le bruit harmonique à contrôler, d'une source secondaire générant le contre-bruit, d'un tronçon destiné à recevoir les microphones de minimisation et enfin d'un tronçon de visualisation (voir figure 2.1). La veine débouche dans un local dont les parois sont traitées acoustiquement. Le guide d'onde utilisé a un diamètre interne de 17,6 cm. Les fréquences de coupure des modes susceptibles de se propager (hors écoulement) sont indiquées dans le tableau 2.1. Une soufflante permet de générer un écoulement dont la vitesse peut atteindre 115 m/s (M = 0, 3) au centre de la veine.

mode	type de mode	fréquence de coupure
p_{00}	mode plan	
p_{10}	mode azimutal	$f_{10} = 1144 \text{ Hz}$
p_{20}	mode azimutal	$f_{20} = 1898 \text{ Hz}$
p_{01}	mode radial	$f_{01} = 2381 \text{ Hz}$
p_{30}	mode azimutal	$f_{30} = 2611 \text{ Hz}$

TAB. 2.1 - Fréquence de coupure des modes susceptibles de se propager dans le conduit



FIG. 2.1 – La veine d'essai.

L'instrumentation de la veine d'essai est schématisé en figure 2.2. Un couple de microphones

placés de part et d'autre du conduit sur le tronçon de source primaire fournit, après sommation, le signal à maximiser. Ce signal est utilisé par un contrôleur Novacs pour calculer les signaux de commande de la source primaire maximisant le niveau du mode plan. Le contrôle est effectué à l'aide d'un contrôleur multi-processeur Compars. Les signaux d'erreurs sont fournis par une antenne de 8 microphones (microphones de minimisation), la référence utilisée pour le contrôle feedforward est fournie par le générateur de fonction alimentant la source primaire. Les commandes calculées par le contrôleur sont fournies, après amplification, au réseau de sources secondaires. Une seconde antenne de 15 microphones placée en aval du tronçon de contrôle permet de visualiser les effets du contrôle. Les tronçons d'antenne permettent de recevoir 16 microphones régulièrement espacés sur deux couronnes.



FIG. 2.2 – Instrumentation de la veine d'essai.

2.2.2 Source primaire

La source primaire est constituée d'un réseau de 8 paires de haut-parleurs. Chaque paire de hautparleurs peut être excitée en phase (+) ou, dans le cas des quatre dernières paires seulement, en opposition de phase (-). La configuration du réseau de source doit être choisie de façon à exciter un maximum de modes propagatifs. En pratique, le nombre de modes linéairement indépendants se propageant dans un conduit peut être estimé à partir de la mesure de la matrice de transfert entre un ensemble de sources acoustiques et un ensemble de capteurs. En effet, la décomposition en valeurs singulières (DVS) de cette matrice permet d'apprécier le nombre de modes qui contribuent significativement aux transferts d'énergie. La décomposition de la matrice de transfert entre 12 sources (+ + + + $\pm \pm \pm$) et 31 microphones est présentée en figure 2.3a. Cette décomposition permet d'estimer avec quelle efficacité relative chaque mode serait excité par une source "virtuelle", exploitant toutes les capacités du réseau de haut-parleurs, dont les quatre dernières paires seraient excitées à la fois en phase et en opposition de phase. Cette figure



FIG. 2.3 – Décomposition en valeurs singulières de la matrice de transfert entre les sources primaires et 31 microphones.

montre l'augmentation du rang de la matrice de transfert à chaque fréquence de coupure des modes du conduit (de façon moins évidente pour les seconds modes azimutaux rotatif et contrarotatif et pour le mode radial). Cette DVS est à comparer avec celle de la matrice de transfert entre la configuration de source retenue (+ + + + + - -) et les mêmes 31 microphones (figure 2.3b). Aucune différence significative n'est observable en ce qui concerne l'amplitude relative des valeurs singulières. Étant donnée la source, la configuration choisie peut donc être considérée comme optimale pour l'excitation des modes d'ordre supérieur du conduit.

2.2.3 Contrôleur FxLMS

Dans la situation de contrôle considérée ici, un signal de référence x(t), décrivant le bruit primaire sans être affecté par les sources secondaires est disponible. Au cours de la première année du projet, un contrôle par *feedforward* basé sur un algorithme FxLMS est donc mis en place. Les commandes u(t) à envoyer au réseau de sources secondaires pour minimiser les signaux d'erreur e(t) sont calculées par filtrage linéaire du signal de référence x(t) : u = W.x(t). Le coefficient k du vecteur de filtres RIF W est calculé à l'aide la formule de récurrence suivante :

$$\boldsymbol{W}_{k}(n+1) = \boldsymbol{W}_{k}(n) - \beta. \left(\boldsymbol{H}.\boldsymbol{x}(n-k)\right)^{t} \boldsymbol{e}(n)$$
(2.1)

où H est une estimation RIF de la matrice de transfert entre les sources secondaires et les capteurs de minimisation et β est un coefficient ajustable. Pour plus d'information sur l'algorithme FxLMS, se référer à la référence [16]. L'algorithme temps-réel correspondant est implémenté dans un système multi-processeurs COMPARS. La fréquence d'échantillonage est fixée à 9 kHz. En pratique dix coefficients sont utilisés pour modéliser les transferts secondaires ; en principe 2 coefficients suffisent mais en utiliser plus s'avère souvent intéressant pour des raisons de mise en œuvre pratique (codage des coefficients sous forme d'entiers, cadrage du coefficient de convergence...).

2.2.4 Tronçon de contrôle

Le tronçon de contrôle est constitué d'une antenne de microphones mesurant les signaux de minimisation e et d'une source secondaire pilotée par les signaux de commande u. Le contrôle est dit "global" s'il permet d'annuler la pression en tout points du conduit. Les deux conditions suffisantes et non nécessaires pour obtenir un contrôle global sont les suivantes (dans l'hypothèse où N modes sont excités par la source primaire) :

- Les sources secondaires doivent exciter les N modes d'une façon indépendante.
- Les points de mesure (microphones de minimisation) doivent être capables "d'observer" tous les modes.

Dans le cadre du projet CoMBE, les sources primaire et secondaire sont identiques. La première condition ne devrait donc pas poser de problème. En revanche les microphones de minimisation devront être positionnés avec soin. La DVS de la matrice de transfert entre 16 sources secondaires $(\pm \pm \pm \pm \pm \pm \pm \pm)$ et la configuration de 8 microphones retenue est présentée en figure 2.4. Le niveau relatif satisfaisant des différentes valeurs singulières significatives permet de confirmer que tous les modes sont détectés par l'antenne microphonique.

Un certain nombre de critères de positionnement des microphones de minimisation peuvent être énoncés (cette problématique est également traitée, en terme de nombre total de capteurs nécessaires, dans la contribution de l'ISVR au rapport final du projet RANNTAC [17]).

- Le nombre total de microphones doit être supérieur ou égal au nombre de modes propagatifs linéairement indépendants (modes azimutaux rotatifs et contra-rotatifs inclus).
- Afin de séparer les composantes rotative et contra-rotative d'un mode azimutal d'ordre n, l'incrément angulaire séparant deux microphones ne pourra prendre exclusivement la valeur $k\pi/n_{max}$ où k est un entier.
- Afin de séparer le mode plan des différents modes radiaux (d'ordre maximal μ_{max}), l'antenne devra être constituée de $\mu_{max} + 1$ couronnes de microphones situées à des abscisses différentes le long du conduit.

Ainsi, les microphones sont placés sur deux couronnes à des positions axiales différentes afin de séparer le mode plan du premier mode radial. Le pas angulaire de $\pi/4$ observé entre certains microphones permet de séparer les modes azimutaux d'ordre 2 rotatifs et contra-rotatifs.

2.3 Résultats initiaux de contrôle

Les expériences de contrôle sont effectuées pour deux fréquences d'excitation de la source primaire : 800 Hz (mode plan seul) et 2450 Hz (6 modes propagatifs, voir tableau 2.1).

2.3.1 Contrôle sans écoulement

Le résultat des expériences de contrôle dans la veine sans écoulement sont présentés en figure 2.5 sous forme de graphe en barre. Les microphones de minimisation sont numérotés de 1 à 8, ceux de visualisation sont numérotés de 9 à 23. Les niveaux moyens calculés sur ces deux groupes de microphones sont représentés en trait pointillé pour les niveaux avant contrôle et en trait plein pour les niveaux après contrôle. Les résultats sont résumés dans le tableau 2.2.



FIG. 2.4 – Décomposition en valeurs singulières de la matrice de transfert 16 sources $(\pm \pm \pm \pm \pm \pm \pm \pm)$ et les 8 microphones de minimisation.

	800 Hz		$2450~\mathrm{Hz}$	
Microphones	minimisation	visualisation	minimisation	visualisation
Niveau moyen sans contrôle	133 dB	134 dB	108 dB	110 dB
Niveau moyen après contrôle	85 dB	85 dB	76 dB	79 dB
Atténuations moyennes	48 dB	49 dB	32 dB	$31 \mathrm{~dB}$

TAB. 2.2 – Résumé des résultats des expériences de contrôle sans écoulement.

Le contrôle en l'absence d'écoulement conduit à une réduction importante du bruit aussi bien sur les microphones de minimisation que sur ceux de visualisation; on est parvenu à mettre en œuvre un contrôle global efficace pour les deux fréquences d'excitation de la source primaire. Une fois dissipée la satisfaction légitime apportée par ce résultat de contrôle multimodal, il convient toutefois de s'interroger sur la perte d'atténuation constatée à 2450Hz alors que le dispositif de contrôle est *a priori* tout aussi bien adapté à cette fréquence qu'à 800Hz. Cette réduction de l'atténuation ayant été expliquée et compensée au cours de la deuxième année du programme, elle sera interprétée plus loin dans ce rapport.

2.3.2 Contrôle monomodal en écoulement

Dans la suite de cette section, les performances du contrôle seront évaluées, dans chaque configuration, en comparant le niveau de la raie (en moyenne sur les microphones de minimisation et de visualisation à la fréquence d'excitation) (i) sans bruit primaire (bruit de fond) aux niveaux (ii) avant contrôle et (iii) après contrôle. L'amplitude relative des commandes fournies à la source secondaire est également représentée (cette amplitude relative étant définie comme le rapport entre la tension en volts à la sortie du contrôleur et la tension maximale que délivre ce dernier). La figure 2.6 présente les résultats obtenus pour une fréquence d'excitation de 800 Hz et pour une



(b) f=2450 Hz

FIG. 2.5 – Résultat des expériences de contrôle sans écoulement

vitesse d'écoulement dans la veine variant entre 0 et 115 m/s. Entre 0 et 15 m/s, l'écoulement ne semble pas influer sur le contrôle. L'atténuation d'environ 50 dB obtenue est, a priori, limitée par la précision numérique du contrôleur COMPARS. Entre 15 et 65 m/s, le niveau de la raie du primaire est à peu près constant mais l'atténuation décroît à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente. Le niveau des commandes est important, un nombre croissant de voies participent au contrôle à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente. Entre 65 et 110 m/s, le niveau du primaire a dû être diminué pour garantir la stabilité du contrôle pendant les mesures ; l'atténuation due au contrôle semble constante dans cette plage de vitesse d'écoulement.

Le contrôle est parfaitement global jusqu'à U=100 m/s. A cette vitesse, l'atténuation due au contrôle est d'environ 25 dB. Le contrôle semble limité par la présence de l'écoulement dans la



(a) Niveau de pression sur les microphones de minimisation (\blacktriangle) et de visualisation (\blacksquare)



(b) Niveau des commandes

FIG. 2.6 – Contrôle à 800 Hz en fonction de la vitesse d'écoulement.

veine et non par l'efficacité des sources d'anti-bruit; on présentera plus loin les travaux menés au cours de la deuxième année du programme pour expliquer cette influence de l'écoulement sur les performances du contrôle.

2.3.3 Contrôle multimodal en écoulement

Le réseau des sources primaires est maintenant excité par un signal harmonique à 2450 Hz. Six modes se propagent dans le conduit à cette fréquence.

En fonction de la vitesse d'écoulement. La figure 2.7 présente les résultats obtenus pour une vitesse d'écoulement dans la veine variant entre 0 et 115 m/s. Le niveau de bruit primaire obtenu est moins important à cette fréquence qu'à 800 Hz, du coup le niveau des commandes nécessaires est assez faible. Pour des vitesses d'écoulement supérieures à 40 m/s, l'efficacité du contrôle est relativement limitée, ne dépassant pas quelques dB. L'atténuation obtenue est en moyenne 5 dB plus importante sur les microphones de minimisation que sur les microphones de visualisation.

Il est étonnant que le niveau des commandes correspondant aux paires de sources fonctionnant en opposition de phase chute de façon importante dès que l'écoulement atteint une vitesse de 40 m/s (figure 2.7b). En effet, ces paires de sources permettent de contrôler préférentiellement les modes azimutaux. Une analyse modale des résultats du contrôle est donc à envisager dans la prochaine phase du projet afin de quantifier l'effet du contrôle sur les différents modes propagés dans le conduit.

En fonction de la tension d'entrée de la source primaire La figure 2.8 présente les résultats obtenus, à une vitesse d'écoulement donnée (39 m/s), pour une tension d'alimentation de la source primaire variant entre 12.5 mV et 400 mV. L'atténuation obtenue grâce au contrôle ne semble pas dépendre du niveau de la source primaire.

2.4 Mise en œuvre de l'algorithme PNFELMS

2.4.1 Influence du conditionnement du transfert secondaire

On a vu au paragraphe 2.3.1 que les performances du contrôle sans écoulement dans le conduit s'étaient avérées bonnes à 2450Hz mais inférieures à celles obtenues à 800Hz. La figure 2.9 montre les performances du contrôle sans écoulement mesurées lors d'une deuxième campagne d'essai où l'influence de la fréquence (et donc du nombre de modes propagatifs dans le conduit) a été explorée de façon plus systématique. A basse fréquence la réduction du bruit de l'ordre de 50dB obtenue correspond à un véritable optimum compte tenu de la dynamique du contrôleur utilisée (et notamment de ses convertisseurs A/D et D/A 12 bits). A plus haute fréquence l'atténuation du bruit reste conséquente dans l'absolu mais l'influence de la fréquence sur les performances du contrôle est manifeste.

Plusieurs hypothèses ont été formulées au cours du projet pour expliquer cette baisse des performances. L'efficacité de l'algorithme PNFELMS, qui a permis de garder de bonnes performances à haute fréquence et est présenté ci-dessous, permet finalement d'expliquer *a posteriori* ce phénomène par le conditionnement de la matrice de transfert secondaire entre les haut-parleurs de contrôle et les microphones de minimisation. Pour illustrer ce conditionnement la figure 2.10 montre, en fonction de la fréquence, les valeurs singlulières du transfert secondaire. A basse fréquence seul le mode plan est propagatif dans la veine ce qui correspond une valeur singulière de niveau élevé, les autres caractérisant le bruit de fond et non les degrés de liberté de la propagation. A partir de 1150Hz deux autres modes sont propagatifs, trois valeurs singulières ont un niveau élevé. En revanche, encore plus haut en fréquence, les valeurs associées aux modes



FIG. 2.7 – Contrôle à 2450 Hz en fonction de la vitesse d'écoulement.

propagatifs d'ordre supérieur émergent du bruit de fond mais restent à un niveau nettement inférieur à celui des trois premières : le dispositif secondaire est moins efficace pour contrôler les modes correspondants.

Un premier inconvénient du mauvais conditionnement du transfert secondaire est qu'il peut conduire à des niveaux de commande trop élevés pour l'anti-bruit ; ça n'est pas le cas dans la veine puisque les modes d'ordre supérieur sont peu contrôlés mais aussi peu excités par le réseau de sources primaires. Un deuxième inconvénient plus subtil est un ralentissement de la convergence de l'algorithme adaptatif FXLMS comme illustré par la figure 2.11 tirée de [16] : la coexistence de modes d'action du contrôle de niveaux très différents conduit dans l'algorithme adaptatif à plusieurs constantes de temps de convergence dont les plus grandes peuvent dépasser les temps



(a) Niveau de pression



(b) Niveau des commandes

FIG. 2.8 – Contrôle à 2450 Hz avec un écoulement de 39 m/s en fonction de la tension d'entrée de la source primaire.


FIG. 2.9 – Performances du contrôle sans écoulement en fonction de la fréquence



FIG. 2.10 – Valeurs singulières de la matrice de transfert secondaire

caractéristiques de fluctuation des bruits divers ou de la propagation; en pratique l'algorithme ne converge pas parfaitement. On a donc voulu dans le cadre de CoMBE tester un algorithme qui s'affranchisse de ces problèmes de convergence lié au conditionnement, l'algorithme *Preconditioned Normalized Filtered Error Least Mean Square*.

2.4.2 Théorie de l'algorithme PNFELMS

Soit **H** la matrice des transferts secondaires entre le vecteur des signaux de commandes **v** (tensions imposées aux haut-parleurs de contrôle) et celui des signaux de minimisation (pressions acoustiques en paroi) \mathbf{e} :

$$\mathbf{e}_{secondaire}(\omega) = \mathbf{H}(\omega)\mathbf{v}(\omega) \tag{2.2}$$



FIG. 2.11 – Les «modes de convergence» de l'algorithme FXLMS (tiré de [16])

A chaque fréquence cette matrice peut s'écrire par décomposition en valeurs singulières sous la forme :

$$\mathbf{H}(\omega) = \mathbf{U}(\omega) \mathbf{\Sigma}(\omega) \mathbf{V}^{\dagger}(\omega) \tag{2.3}$$

où **U** et **V** sont des matrices unitaires ($\mathbf{U}\mathbf{U}^{\dagger}$ et $\mathbf{U}^{\dagger}\mathbf{U}$ sont la matrice identité) et Σ est constituée par l'assemblage d'une matrice diagonale et d'un bloc de zéros.

En introduisant les nouveaux vecteurs de commande $\mathbf{u} = \mathbf{V}^{\dagger}\mathbf{v}$ et de bruit secondaire $\mathbf{y} = \mathbf{U}^{\dagger}\mathbf{e}$, il apparaît que $\mathbf{y} = \mathbf{\Sigma}\mathbf{u}$; pour k inférieur ou égal au plus petit des nombres de sources ou de capteurs, les k-ièmes composantes de ces vecteurs sont reliées par :

$$y_k(\omega) = \sigma_k(\omega)u_k(\omega) \tag{2.4}$$

Avec ces nouvelles variables le problème de contrôle multivoies est diagonalisé : chacun des filtres de contrôle va pouvoir être obtenu à l'aide d'un algorithme adaptatif scalaire ; le coefficient de convergence de chacun de ces algorithmes pourra être optimisé par exemple par normalisation. La procédure ci-dessus requiert un filtrage en entrée et en sortie des variables manipulées par les algorithmes adaptatifs. Dans le cas d'un signal de référence unique, l'utilisation d'un algorithme à erreur filtrée (FELMS) plutôt qu'à référence filtrée (FXLMS) permet de combiner hors ligne le filtre d'entrée nécessaire à la diagonalisation de l'algorithme et celui nécessaire à la mise à jour des coefficients. C'est pourquoi on a choisi au LMA d'appliquer le préconditionnement plutôt à l'algorithme FELMS. Dans le domaine temporel, la mise en œuvre choisie pour l'algorithme PNFELMS découle toutefois de celle utilisée pour l'algorithme NFXLMS scalaire qui s'écrit ([16], p.82) :

$$\begin{cases} \mathbf{w}(n+1) = \mathbf{w}(n) - \frac{\alpha}{n_w < (\mathbf{h} * x)^2 >} [\mathbf{h} * \mathbf{x}(n)] y(n) & 0 < \alpha < 2\\ u(n) = \mathbf{w}(n) * x(n) \end{cases}$$
(2.5)

où :

 $-\alpha$ est un coefficient de convergence compris entre 0 et 2,

- n_w est la longueur de la réponse impulsionnelle finie ${\bf w}$ du filtre de contrôle cherché,
- $-\mathbf{h} * x$ est le filtrage du signal de référence x par une estimation \mathbf{h} de la réponse impulsionnelle du transfert secondaire et $<(\mathbf{h} * x)^2 >$ la valeur moyenne du carré de ce signal scalaire
- $\mathbf{h} * \mathbf{x}(n)$ est le vecteur des n_w dernières valeurs du signal de référence filtré par le transfert secondaire estimé.
- -u et y sont les signaux de commande et de minimisation.

L'algorithme NFELMS s'obtient par une manipulation algébrique du dernier terme de l'équation 2.5 (*cf.* Elliott, p.142) :

$$w(n+1) = w(n) - \frac{\alpha}{n_w < (\mathbf{h} * x)^2 >} [\mathbf{h}^{rev} * y(n)] (x(n - n_h + 1) \dots x(n - n_h - n_w + 2))^t
u(n) = w(n) * x(n)$$
(2.6)

où \mathbf{h}^{rev} est la réponse \mathbf{h} , de longueur n_h , lue à *l'envers* (retournement de l'axe temporel). Dans le cas d'un signal de référence composé de sons purs, on peut aussi partir d'une équation de mise à jour du filtre de contrôle non causale :

$$\mathbf{w}(n+1) = \mathbf{w}(n) - \frac{\alpha}{n_w < (\mathbf{h} * x)^2 >} \left[\mathbf{h}^{rev} * y(n+n_h-1)\right] (x(n)\dots x(n-n_w+1))^t$$
(2.7)

En pratique, pour une mise en œuvre causale, on utilise alors à la place de \mathbf{h}^{rev} une réponse impulsionnelle \mathbf{h}^{rev,n_h} y associant une avance de $n_h - 1$ aux fréquences du signal de référence.

Si des signaux y_k et u_k résultent d'un préconditionnement tel que celui décrit ci-dessus, ils sont liés dans le domaine temporel aux signaux de mesure \mathbf{e} et de commande \mathbf{v} par des produits de convolution. Dans le cas d'un signal «son pur» auquel on va s'intéresser en pratique ici, ces signaux sont de la forme $y_k = \mathbf{A}_k * \mathbf{e}$ et $\mathbf{v} = \mathbf{B} * \mathbf{u}$ où \mathbf{A}_k et \mathbf{B} sont des réponses impulsionnelles à au moins deux coefficients qui rendent compte du filtrage par les vecteurs singuliers $\mathbf{U}_k^{\dagger}(\omega)$ et $\mathbf{V}(\omega)$ de l'équation 2.3; chaque réponse impulsionnelle \mathbf{h}_k à considérer est simplement un réel scalaire $\sigma_k(\omega)$. Dans le cas de signaux large bande, les réponses \mathbf{A}_k , \mathbf{B}_k et \mathbf{h}_k seraient plus délicates à calculer : il serait nécessaire de permuter l'ordre des valeurs singulières à chaque fréquence pour que le filtrage par les vecteurs singuliers soit causal à un retard raisonnable près (*cf.* thèse de P.-A. Gauthier). En introduisant ces produits de convolution dans les équations ci-dessus pour un couple de signaux y_k , v_k il vient :

$$\begin{cases} \mathbf{w}_{k}(n+1) = \mathbf{w}_{k}(n) - \frac{\alpha}{n_{w} < (\mathbf{h}_{k} * x)^{2} >} \left[\mathbf{h}_{k}^{rev, n_{h}} * (\mathbf{A}_{k} * \mathbf{e}(n)) \right] (x(n) \dots x(n - n_{w} + 1))^{t} \\ u_{k}(n) = \mathbf{w}(n) * x(n) \\ \mathbf{v}(n) = \mathbf{B} * \mathbf{u}(n) \end{cases}$$
(2.8)

Avec un signal de référence x stationnaire, le terme $\langle (\mathbf{h}_k * x)^2 \rangle$ est constant et découle de la décomposition 2.3 : c'est la somme sur les fréquences de $\sigma_k^2(\omega)|x(\omega)|^2$. On peut donc définir et calculer hors-ligne la réponse impulsionnelle :

$$\mathbf{g}_k = \frac{\mathbf{h}_k^{rev,n_h} * \mathbf{A}_k}{\langle (\mathbf{h}_k * x)^2 \rangle}$$
(2.9)

En introduisant pour finir un coefficient λ de *leakage*, le système d'équation ci-dessus peut être réécrit :

L'algorithme PNFELMS : $\begin{cases}
\mathbf{w}_{k}(n+1) = (1 - \frac{\alpha}{n_{w}}\lambda)\mathbf{w}_{k}(n) - \frac{\alpha}{n_{w}}\left[\mathbf{g}_{k} * \mathbf{e}(n)\right](x(n) \dots x(n - n_{w} + 1))^{t} & 0 < \alpha < 2 \\
u_{k}(n) = \mathbf{w}_{k}(n) * x(n) \\
\mathbf{v}(n) = \mathbf{B} * \mathbf{u}(n)
\end{cases}$ (2.10)

Avec, pour le contrôle en temps réel, une architecture multiprocesseurs «maître-esclaves» comme celle du contrôleur du LMA COMPARS, les équations de l'algorithme 2.10 peuvent être traitées par chaque processeur esclave. Dans ce cas toutefois les signaux de commande \mathbf{v} ne pourront être calculés qu'une période après le calcul des u_k puisque ces derniers doivent être transmis à chaque esclave. L'algorithme programmé effectivement sera alors de la forme :

$$\begin{aligned}
\mathbf{w}_{k}(n+1) &= (1-\beta\lambda)\mathbf{w}_{k}(n) - \beta \left[\mathbf{g}_{k} * \mathbf{e}(n)\right] (x(n) \dots x(n-n_{w}+1))^{t} & 0 < \alpha < 2 \\
u_{k}(n) &= \mathbf{w}_{k}(n) * x(n) \\
\mathbf{v}(n) &= \mathbf{C} * \mathbf{u}(n-1)
\end{aligned}$$
(2.11)

avec :

– un coefficient de convergence unique $\beta = \frac{\alpha}{n_w}, 0 < \alpha < 2$, calculé par le processeur maître

 – en sortie une matrice de réponses impulsionnelles C qui intègre une avance d'une période d'échantillonnage à la matrice B du système 2.10.

Pour le calcul des différentes réponses intervenant dans l'algorithme, on va supposer que le COMPARS a mesuré, lors d'une première phase hors ligne, une estimée de la matrice des réponses impulsionnelles secondaires entre une sortie $\mathbf{v}(n)$, impulsion envoyée immédiatement après une acquisition, et l'entrée $\mathbf{e}(n)$, n désignant un «top» d'échantillonnage. En pratique le COMPARS fournit une estimation de la réponse impulsionnelle secondaire *retardée d'une période*; si les réponses étaient mesurées en bande large, la causalité ferait que les deux premiers coefficients de \mathbf{H} devraient être nul. A partir des réponses fournies par le COMPARS, les calculs à effectuer hors-ligne sont constitués par :

- le calcul de la matrice de transfert $\mathbf{H}(\omega)$ à partir des réponses temporelles (en incluant une avance d'une période)
- sa factorisation en valeurs singulière $\mathbf{H}(\omega) = \mathbf{U}(\omega) \mathbf{\Sigma}(\omega) \mathbf{V}^{\dagger}(\omega)$; le transfert secondaire associé à chaque voie diagonalisée est alors simplement le réel σ_k (du coup dans l'équation 2.8 on a $h^{rev,n_h} = \sigma_k(\omega)$).
- le calcul dans le domaine fréquentiel des vecteurs $\mathbf{G}_k(\omega)$:

$$\mathbf{G}_{k}(\omega) = \frac{\sigma_{k}(\omega)\mathbf{U}_{k}^{\dagger}(\omega)}{\langle (\sigma_{k}(\omega) * x)^{2} \rangle} = \frac{\mathbf{U}_{k}^{\dagger}}{\sigma_{k}(\omega)|x(\omega)|^{2}}$$
(2.12)

- la transposition des \mathbf{G}_k dans le domaine temporel
- le calcul dans le domaine fréquentiel de $\mathbf{C}(\omega) = z\mathbf{V}(\omega)$ et sa transposition dans le domaine temporel

Enfin le nombre de «modes orthogonaux» à considérer pour le contrôle peut être inférieur aux nombres de sources secondaires et de capteurs de minimisation. Chaque processeur esclave calculant à la fois les signaux de commandes diagonalisés \mathbf{u}_k et réels \mathbf{v}_k , il convient en pratique d'assigner à 0 les réponses impulsionnelles utilisées pour le calcul des \mathbf{u}_k où k est plus grand que le nombre de modes retenus.

2.4.3 Résultats expérimentaux

La figure 2.12 compare les résultats obtenus, dans la veine d'essai sans écoulement, avec l'algorithme PNFELMS décrit ci-dessus à ceux obtenus avec l'algorithme FXLMS utilisé précédemment. Avec le PNFELMS les performances du contrôle ne sont plus réduites à partir de la fréquence de coupure du 4ème mode de propagation. Les fluctuations, communes au contrôle avec les deux algorithmes, du niveau d'atténuation avec la fréquence peuvent être attribuées aux fluctuations du niveau de pression acoustique sans contrôle sur les microphones de minimisation ; en effet la veine d'essai renferme des ondes stationnaires dont les nœuds et ventres se déplacent avec la fréquence. Les résultats du contrôle PNFELMS ont confirmé, *a posteriori*, l'influence du conditionnement de la matrice de transfert secondaire sur les performances du contrôle. Ils permettent aussi rétrospectivement de lui attribuer certaines des difficultés rencontrées par le contrôle au cours du programme SILENCE(R). Enfin ils invitent à utiliser dorénavant des algorithmes pré-conditionnés lors de futurs essais sur turboréacteur. Ces résultats, non attendus en début de programme, constituent une des avancées notables permises par le projet CoMBE.



FIG. 2.12 – algorithme FXLMS vs. algorithme PNFELMS;

2.5 Analyse des effets de l'écoulement

Les données recueillies en présence d'écoulement permettent de calculer plusieurs indicateurs susceptibles de caractériser les modalités de la propagation acoustique dans la veine du projet. Un indicateur fréquemment utilisé en contrôle actif par *feedforward*, parce qu'on peut directement en déduire une borne supérieure de l'atténuation possible, est la fonction de *cohérence* entre le signal de référence utilisé pour le contrôle et chacun des signaux de minimisation. Une cohérence inférieure à 1 traduit la présence de phénomènes étrangers à une propagation linéaire entre les capteurs correspondants, phénomènes qui restreignent automatiquement les performances du contrôle.

La première explication envisagée pour expliquer la réduction des performances du contrôle actif dans la veine en présence d'écoulement tenait à une non-linéarité de la propagation acoustique engendrée par la turbulence. D'une façon alors inattendue, un calcul soigneux à partir des données expérimentales enregistrées a montré que la cohérence entre les signaux de référence et de minimisation se maintenait quasiment à 1 avec l'écoulement; on ne peut pas corréler la baisse des performances du contrôle à une baisse de cohérence. En revanche on a pu constater que, lorsque la cohérence était estimée à partir d'échantillons trop courts pour un calcul précis, l'erreur sur la cohérence était d'autant plus importante que la vitesse de l'écoulement était rapide. C'est que qu'illustre la figure 2.13 où, en l'absence d'écoulement, la cohérence reste proche de 1 y compris pour des échantillons très courts; en revanche la cohérence diminue assez vite en présence d'écoulement quand on raccourcit les fenêtres de calcul. Un tel comportement peut être exhibé par un système linéaire instationnaire lorsque la fenêtre de calcul n'est pas nettement plus grande que les constantes de temps des fluctuations du système; même si la relation entrée/sortie du système est linéaire, l'estimation de la cohérence est biaisée par l'instationnarité du système. Une deuxième explication de la dégradation du contrôle avec l'écoulement peut alors être proposée : le contrôle peut être perturbé par une instationnarité de la propagation à des échelles de temps inférieures aux constantes de convergence de l'algorithme adaptatif utilisé. Physiquement cette instationnarité pourrait être associée à la présence de «bouffées» dans l'écoulement qui, sans remettre en cause le caractère linéaire de la propagation (la réponse à deux excitations est la somme des réponses à chacune des excitations), provoquerait des fluctuations rapides de la célérité du son dans la veine.

Afin de tester cette hypothèse d'instationnarité de la propagation dans la veine, des simulations très simples ont été effectuées pour tenter de reproduire numériquement les phénomènes constatés sur les données expérimentales. On a simulé un système monovoie où la fonction de transfert secondaire entre le signal de référence et le signal de minimisation était constituée d'un retard pur variant aléatoirement dans le temps; cette simulation correspondrait au cas d'une onde plane se propageant dans un conduit avec convection de fluctuations de célérité acoustique. La figure 2.14 compare les cohérences mesurée et simulée lorsque la perturbation de célérité est un bruit blanc, filtré passe-bas à 120Hz, dont l'écart-type a été recalé à environ 10% de la valeur moyenne de la célérité; les fluctuations de célérité ainsi obtenues ne représentent pas celles de la turbulence mais elles en ont le caractère aléatoire et basse-fréquence. On constate sur la figure 2.14 que la simulation conduit à une évolution de la cohérence analogue à celle obtenue à partir des données expérimentales. La figure 2.15 compare l'évolution temporelle du signal de minimisation simulé sans et avec fluctuation du transfert secondaire avec les mêmes paramètres que dans le cas illustré en figure 2.14. On constate que les performances du contrôle sont réduites en présence des perturbations.

A l'heure actuelle, il n'est pas encore certain que la réduction des performances du contrôle actif constatée en présence d'écoulement soit due à l'instationnarité de l'écoulement dans la veine. Pour l'affirmer il faudrait corréler préciser les performances du contrôle au spectre réel de vitesses dans l'écoulement ; pour cela il faudrait pouvoir modifier séparément des paramètres aérauliques comme le nombre de Mach et le taux de turbulence dans la veine, ce que n'avait pas prévu le



FIG. 2.13 – Cohérence référence/minimisation en fonction de la taille de la fenêtre de calcul et de la vitesse de l'écoulement



FIG. 2.14 – Cohérences simulée et mesurée

projet CoMBE mais qu'on espère pouvoir réaliser lors de projets futurs. Une telle corrélation permettrait alors d'extrapoler les résultats de contrôle obtenus lors du projet à d'autres écou-



FIG. 2.15 – Signal de minisation sans et avec fluctuation de la célérité

lements et notamment à ceux qu'on trouve en entrée de turboréacteurs. Enfin, si les problèmes du contrôle relèvent de l'instationnarité et non de la non-linéarité, le principe de superposition des bruits primaires et secondaires reste valide; un contrôle actif efficace serait physiquement possible à partir d'un signal de référence qui capture les fluctuations des trajets acoustiques. Le LMA envisage d'explorer dans le cadre de projets futurs quelques pistes pour obtenir un tel signal de référence.

2.6 Mesures en champ libre

La veine d'essai du programme CoMBE, assemblée initialement dans les locaux du LEA à Poitiers, y débouchait dans un local qui ne permettait pas des mesures de rayonnement en extrémité de veine dans des conditions qu'on puisse considérer comme de champ libre. C'est pourquoi le transfert de la veine à Marseille avait été programmé en deuxième année du projet pour des mesures de rayonnement dans la grande chambre sourde du LMA. L'objectif de ces mesures en champ libre (mais non lointain compte tenu des longueurs d'onde en jeu) était de montrer que les atténuations obtenues grâce au contrôle actif sur la pression en paroi de veine se traduisaient bien par une atténuation du bruit rayonné en sortie de veine. Les partenaires industriels des laboratoires sont souvent désireux d'une telle validation de l'efficacité du dispositif de contrôle et il apparaissait intéressant, dans le cadre d'un programme où des approches métrologiques variées étaient utilisées pour caractériser les effets du contrôle dans la veine, de recueillir également des données à l'extérieur de la veine dans un environnement acoustique bien contrôlé. Le manque de place disponible dans la petite chambre attenant à la grande chambre sourde, prévue pour accueillir les tronçons de haut-parleurs, et la peur de dégrader les revêtements absorbants avec l'écoulement ont convaincu les partenaires du programme de ne pas conduire des mesures de rayonnement avec écoulement à Marseille; les matériaux absorbants du local de sortie de veine à Poitiers avaient été arrachés par l'écoulement.

2.6.1 Dispositif expérimental

La figure 2.16 présente un schéma d'ensemble à l'échelle de la configuration de l'installation de la veine au LMA et la figure 2.17 montre quelques photos du montage final. Les éléments qui produisent du bruit à l'extérieur de la veine (arrière des haut-parleurs, amplificateurs...) sont confinés dans la petite chambre sourde du LMA, seule l'extrémité de la veine débouche dans la grande chambre sourde. Un soin particulier a été apporté pour assurer l'étanchéité et l'opacité acoustique du panneau qui supporte le tronçon de passage de la veine d'une chambre à l'autre. Dans la grande chambre une antenne mobile permet d'explorer le champ acoustique autour de la sortie de la veine y compris à son arrière. Compte tenu de la résolution angulaire choisie, le temps d'acquisition total de la mesure est d'environ 1h.



FIG. 2.16 – Schéma de manip (dimensions en cm)

2.6.2 Résultats de mesure sans et avec contrôle

La table 2.3 précise les fréquences, correspondant à un nombre croissant de modes propagatifs dans le conduit, choisies pour les mesures.

fréquence	nombre de modes	type de mode
800 Hz	1 mode	plan
$1550~\mathrm{Hz}$	3 modes	plan + 2 azi. 10
$2150~\mathrm{Hz}$	5 modes	plan + 2 azi. 10 + 2 azi. 20
$2450~\mathrm{Hz}$	6 modes	plan + 2 azi. $10 + 2$ azi. $20 + radial 01$

TAB. 2.3 – Fréquences utilisées pour les expériences

La figure 2.18 présente les diagrammes de rayonnement obtenus avec et sans contrôle pour chaque fréquence dans le plan horizontal, dans l'axe du conduit. La position relativement proche des microphones fait que ces diagrammes ne représentent pas exactement la directivité de la sortie de la veine mais ils en donnent une indication; le bruit rayonné présente à 800Hz un caractère omnidirectionnel, le rayonnement est plus directif aux plus hautes fréquences. A 800Hz le contrôle





(a)

(b)



(c)

FIG. 2.17 – Photographie du dispositif expérimental.

se traduit pas une atténuation du bruit que les mesures évaluent à une cinquantaine de dB. En fait à l'oreille le son pur disparaît totalement dans la grande chambre lorsque le contrôle est mis en marche, ce qui est d'ailleurs tout à fait exceptionnel en contrôle actif; la mesure est alors plutôt représentative du bruit de fond. A plus haute fréquence les atténuations mesurées sont moins bonnes bien que l'algorithme PNFELMS, présenté en section 2.4, ait été utilisé pour le contrôle; pour une raison inexpliquée lors des mesures, le coefficient de convergence de l'algorithme optimal vis à vis des performances immédiates du contrôle conduisait à une dégradation très lente du contrôle. Pour obtenir des performances suffisamment stables pour la mesure complète du champ rayonné en environ 1h, il a été nécessaire de réduire le coefficient de convergence de l'algorithme et donc les performances du contrôle. Après la campagne de mesure

un *bug* a été trouvé dans le code assembleur du programme de contrôle en temps-réel sous la forme d'une erreur d'arrondi cumulative — les micro-processeurs du contrôleur travaillant sur des nombres entiers. Ce *bug* explique les phénomènes observés de divergence à long terme mais les acquisitions faites après correction n'ont pas été encore dépouillées au moment de rédiger ce rapport.



FIG. 2.18 – Influence du contrôle actif sur le rayonnement du conduit (en dB).

Enfin la figure 2.19 présente, en projection, le champ acoustique obtenu avec et sans contrôle pour chaque fréquence sur une portion de sphère entourant la sortie du conduit.

Il ressort des mesures en champ libre que l'atténuation permise par le contrôle actif sur les microphones en paroi de conduit se traduit par une atténuation du même ordre à l'extérieur du conduit. Ce résultat était attendu puisque tous les modes propagatifs étaient contrôlés dans le conduit. Ils confirment néanmoins le caractère *global* du contrôle mis en œuvre.

2.7 Bilan et perspectives

Une veine d'essai destinée à reproduire de façon simplifiée le contrôle actif du champ propagatif au sein d'une entrée de turboréacteur a été assemblée. Cette veine est instrumentée pour la reproduction et le contrôle d'un bruit harmonique de fort niveau. Les premières campagnes



FIG. 2.19 – Influence du contrôle actif sur le rayonnement du conduit, projection.

de contrôle actif dans cette veine ont permis d'obtenir des atténuations très importantes sans écoulement et à petit nombre de modes qui se réduisent en augmentant chacune de ces deux grandeurs. La mise en œuvre sans écoulement de l'algorithme PNFE a permis d'expliquer et de compenser l'influence du nombre de modes. L'analyse de la cohérence des signaux enregistrés et des simulations numériques 1D conduisent à justifier l'influence de l'écoulement par les fluctuations de célérité apparente de propagation acoustique dans la veine, le principe de superposition linéaire des excitations acoustiques restant *a priori* valide avec l'écoulement.

Les résultats obtenus dans ce volet du programme CoMBE suggèrent de poursuivre les travaux dans deux directions : d'une part il serait souhaitable d'appliquer l'algorithme PNFE avec écoulement, ce qui suppose d'améliorer notamment les procédures d'identification de la matrice de transfert secondaire du système de contrôle. D'autre part il convient d'imaginer et de confectionner un captage dans l'écoulement du signal de référence nécessaire au contrôle afin de prendre en compte les fluctuations de célérité qui semblent expliquer la dégradation des performances du contrôle quand la vitesse de l'écoulement augmente.

Chapitre 3

Essais d'un absorbant hybride

3.1 L'absorbant hybride

3.1.1 Principe

Dans le domaine des basses fréquences, un matériau poreux peut être caractérisé par sa résistivité σ , ou bien une couche absorbante d'épaisseur e par sa résistance au passage de l'air $R = \sigma e$. A ces fréquences, les forces visqueuses sont prépondérantes par rapport aux effets inertiels et le comportement du matériau est décrit par la loi de Darcy (équation 3.1),

$$\sigma = \frac{\Delta P}{Ve} \tag{3.1}$$

où ΔP représente la chute de pression statique à travers la couche, induisant un écoulement de vitesse macroscopique V. Considérant la loi de Darcy comme un comportement asymptotique basses fréquences et en écrivant p_1 et p_2 les pressions en avant et en arrière de l'absorbant, il est donc

$$R = \sigma e = \frac{\Delta P}{v} = \frac{p_1 - p_2}{v} \tag{3.2}$$

avec p et v des grandeurs acoustiques. Ainsi, lorsque la pression à l'arrière p_2 est annulée, l'impédance de surface Z_s est donnée par la résistance de la couche passive (équation (3.3)).

$$Z_s = \frac{p_1}{v} = \sigma e = R \tag{3.3}$$

Cette condition aux limites d'annulation de p_2 peut être réalisée par une cavité de profondeur $d = \lambda/4$ (voir partie supérieure de figure 3.1). La pression étant maximale au niveau du mur rigide arrière, elle est nulle à la distance de $\lambda/4$ devant le mur. Autrement dit, l'impédance de la lame d'air, donnée par $Z_c = -jcot(kd)$ (ou $k = 2\pi/\lambda$) est nulle pour $d = \lambda/4$. L'impédance de surface, somme des impédances de la couche poreuse et de la lame d'air, est alors égale à Z_s et donc purement réelle.

Il s'agit ici d'un absorbant de type SDOF (single degree of freedom) qui est efficace seulement autour de sa fréquence d'accord. Des absorbants hybrides ont alors été proposés 1/2 afin d'amé-

¹Guiking, D. et orenz, E. : An active sound absorber with pourous plate, J. Vib. Acoust.106, 389-392, 1984

²Furstoss, M, et al. : Surface impedance control for sound absorption : direct and hybrid passive/active strategies, J. Sound Vib. 203(2), 219-236, 1997



FIG. 3.1 – Principe de l'absorbant hybride

liorer l'absorption basses fréquences sans augmenter la taille de l'absorbant, et d'élargir en même temps la bande de fréquences de l'absorbant (voir partie inférieure de la figure 3.1).

Les cellules hybrides développés au LMFA ont montré leurs performances ³ comme liner dans des conduits avec écoulement. Notamment le fonctionnement d'un grand nombre de cellules, commandées en parallèle, a été réalisé avec succès lors du projet SILENCER⁴. Pour cela, un algorithme feedback numérique parallelisé a été développé ⁵ et baptisé "MIMO Diagonalized Internal Model Control FxLMS, MD-IMC-FxLMS". Il comprend un filtrage autour des fréquences d'intérêt, ce qui rend l'algorithme plus stable. La séparation des différentes cellules par les couches d'absorbant facilite encore la tache de parallelisation. Le même algorithme est utilisé lors des essais pour COMBE.

3.1.2 Le tronçon pour COMBE

Jusqu'à présent, les cellules hybrides développées au LMFA étaient des cellules planes pour l'utilisation dans un conduit rectangulaire. Le conduit pour COMBE impose une géométrie cylindrique. Contrairement aux essais lors du projet SILENCER, le contrôleur dont on dispose

³Sellen, N. et al : Noise reduction in a flow duct : Implementation of a hybrid passive/active solution, J. Sound Vib.297(3-5), 492-511, 2006

⁴Galland, M., Mazeaud, B., and Sellen, N. : Performance in Wind Tunnel of Hybrid Active/Passive Absorbent Panels, 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Monterey, California, May 23-25, 2005 (papier AIAA-2005-2895)

⁵Mazeaud, B., Galland, M. and Sellen, N. : Design of an Adaptive Hybrid Liner for Flow Duct Applications, 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, GREAT BRITAIN, May 10-12, 2004 (papier AIAA-2004-2852)



(a) Cellule hybride

(b) Tronçon complet

FIG. 3.2 – Tronçon à cellules hybrides pour COMBE

ici, permet de commander quatre cellules seulement. Une couronne complète devait pourtant être réalisée afin de faciliter la comparaison avec des calculs analytiques. Les plaques PZT (des cellules précédentes) ont été remplacées par des haut-parleurs classiques pour des raisons de coût et de performance. La figure (3.2) montre le tronçon ouvert.

Les microphones de contrôle sont des microphones électret Panasonic WM-64.

3.1.3 Choix de la couche résistive

La couche passive est choisie en fonction de l'impédance optimale, c'est à dire de l'impédance de surface du traitement qui produit la perte par transmission maximale. Les calculs analytiques effectués indiquent une impédance optimale qui présente une partie réelle (résistance) positive croissante et une partie imaginaire (réactance) négative décroissante avec la fréquence (voir figure(3.3)). L'allure de cette impédance optimale est par ailleurs typique pour les absorbants en incidence rasante. Contrairement à la résistance optimale, la résistance de la couche passive est constante avec la fréquence, il faut alors trouver un compromis.

Deux tissus métalliques Gantois ont été choisis. Ce sont les mêmes tissus qui ont été utilisés lors des essais précédents. Il restait pourtant des doutes concernant la résistance réalisée avec ces tissus. Par conséquent on a décidé de les caractériser en tube de Kundt.

TISSU	résistivité σ	Re(Z)	épaisseur
H 320	$0.4 * 10^6 \text{rayls/m}$	$0.3Z_{0}$	$0.29 \mathrm{~mm}$
I130	$2.7*10^6$ rayls/m	Z_0	$0.15 \mathrm{~mm}$

Les deux résistivités de $0.3Z_0$ et Z_0 respectivement sont confirmées lors des essais en Tube de Kundt sur une large gamme de fréquences (voir figure (3.4)). Les quelques chutes qui sont observées sont dues aux vibrations du tissu même. Dans les cellules hybrides, les tissus seront collés sur une tôle perforée comme support. Ceci empêchera les vibrations du tissu. Pour les essais en Tube de Kundt, on ne disposait pas d'une tôle perforée correspondant exactement à la tôle utilisée ultérieurement pour COMBE, mais les différences sont faibles :



FIG. 3.3 – Exemple d'impédance optimale (Conduit COMBE, calcul pour un liner infiniment long et pour un liner de 10cm)



FIG. 3.4 – Tissus métalliques, mesures en Tube de Kundt avec une cavité de 3 cm



FIG. 3.5 – Tissus métalliques devant une tôle perforée, mesures en Tube de Kundt avec une cavité de 3 cm

Tôle perforée	diamètre des trous	taux de perforation	épaisseur
Tôle COMBE	$1.5 \mathrm{~mm}$	21%	$1 \mathrm{mm}$
Tôle 2	$1.5 \mathrm{~mm}$	24%	$0.6 \mathrm{mm}$

La résistance de la tôle 2 seule (ou toute tôle perforée avec un taux de perforation supérieur à 20%) est quasiment nulle. L'ensemble tissu-tôle perforée (tôle 2) présente pourtant une résistance nettement supérieure à celle du tissu seul (voir figure(3.5)). On atteint $0, 4Z_0$ et $1, 2Z_0$ respectivement.

Ensuite, les tissus ont été collés sur la tôle perforée. Pour cela, la tôle est enduite d'une couche fine de colle de type néoprène et on laisse sécher la colle pendant quelques minutes. Ainsi, la colle ne peut pas être absorbée par le tissu, c'est à dire boucher le tissu au niveau des trous de la tôle. Ceci a été vérifié par ailleurs en caractérisant un tissu décollé. Le tissu retrouve son comportement initial. On insiste sur le procédé du collage parce qu'il peut augmenter de façon significative la résistance de la couche passive. La figure(3.6) montre le résultat pour les deux tissus. On observe que la résistance du I130 augmente nettement plus que celle du H320. Plusieurs collages ont été réalisés en faisant varier la quantité de colle et le temps d'attente avant l'assemblage. Même en utilisant une colle type superglue sur quelques points du tissu seulement, la résistance augmente.

Qu'est-ce qui se produit physiquement quand le tissu est collé sur une tôle perforée? Les tôles suffisamment perforées sont généralement considérés comme acoustiquement invisibles, ce qui est vrai pour une tôle seule, mais aussi pour une tôle devant un absorbant épais. Dans le cas d'un absorbant mince cependant, la tôle perforée augmente la résistance. Cet effet, pourtant décrit dans la littérature, semble d'être souvent ignoré. Ingard ⁶ donne une augmentation de la résistance d'une couche mince d'absorbant par un facteur entre 1 et $1/\sigma$ en présence d'une tôle perforée d'un taux de perforation σ . En effet, la vitesse locale dans les trous de la tôle est augmentée par un facteur de $1/\sigma$ par rapport à la vitesse moyenne à travers la tôle. La résistance de l'ensemble augmente avec le gradient de pression. Cette augmentation n'est pas

⁶Sound Absorption Technology, chapter 10 Material characteristics



FIG. 3.6 – Tissus métalliques collés devant une tôle perforée, mesures en Tube de Kundt avec une cavité de 3 cm

systématiquement de $1/\sigma$, mais dépend du collage (quand le collage n'est pas parfait, l'air présent entre les deux matéraux permet la propagation acoustique entre le tissu et la tôle).

De façon simpliste, on peut dire que la tôle réduit la porosité du tissu.

Les résultats observés sont conformes à ces considérations. La résistance des tissus est multipliée par un certain facteur. Le facteur maximal selon Ingard serait ici de 1/0, 24 = 4, 17; le facteur observé est de l'ordre de 1,7 pour le H320 et de 2,5 pour le I130. La différence est probablement due au fait que le i130 est plus mince (ce qui réduit encore la possibilité d'absorption parallèle à la tôle), mais aussi plus lisse (ce qui permet un meilleur collage).

Cherchant à réaliser des faibles résistances, le I130 ne semble pas adapté à nos besoins. Ce tissu avait pourtant été utilisé lors des essais SILENCER en négligeant l'influence de la tôle. Nous avons coupé deux échantillons du revêtement utilisé dans SILENCER et mesuré effectivement des résistances proches de 2, $5Z_0$, alors que l'impédance cible était de Z_0 . Ceci explique peut-être en partie certains résultats décevants en terme de réduction globale de bruit obtenus lors des essais SILENCER.

Afin d'obtenir un revêtement d'impédance Z_0 , une toile H320 à été collée de chaque coté de la tôle perforée. En effet, la résistance cible est remarquablement bien atteinte pour cet échantillon en tube de Kundt (voir figure(3.7)). Malheureusement, on ne peut pas mesurer directement l'impédance présentée par l'assemblage utilisé lors des essais COMBE à cause de sa forme cylindrique (voir figure (3.2)). La résistance de $0, 5 * Z_0$ à été réalisée avec une seule toile H320 collée sur la tôle perforée. Les deux revêtements seront ensuite appelés "tissu 2" et "tissu 1" respectivement.



FIG. 3.7 – Deux couches du H320 collés sur les deux cotés d'une tôle perforée, mesures en Tube de Kundt avec une cavité de 3 cm



FIG. 3.8 – Schéma du banc COMBE avec les dimensions en mm lors des essais du tronçon hybride

3.2 Essais au LEA à Poitiers

3.2.1 Caractéristiques du banc d'essai

Les dimensions (en mm) du banc lors des essais du contrôle hybride sont données en figure (3.8). Le diamètre intérieur du tube est de 176mm, ce qui donne une fréquence de coupure de 1140 Hz à M=0 et de 1090 Hz à M=0,3. Le tube débouche directement dans une chambre revêtue de matériaux absorbants. La chambre n'est pas anéchoique cependant, et le mur en face de la sortie du tube est à 1,5m environ.

La figure (3.9) montre le banc avec de gauche à droite : Les sources primaires, deux couronnes de micros en amont, le tronçon de contrôle hybride, deux couronnes de micros en aval. Lors de nos essais, seulement deux haut-parleurs primaires (face à face) sont utilisés, réglés en phase ou en opposition de phase.

L'algorithme de contrôle (MD-IMC-fxLMS) est réalisé avec Simulink et chargé sur une carte dSpace. Un banc de filtres numériques KEMO est utilisé en entrée et sortie du contrôleur (filtres de lissage et anti repliement), reglés à 5000Hz passe bas, avec un gain de +12dB du coté micros



FIG. 3.9 - Photo du banc COMBE

de contrôle (0dB avec écoulement). A l'intérieur du schéma de contrôle, des filtres passe bande d'ordre 2 avec +/- 50 Hz autour de la fréquence de contrôle sont implémentés. Ces filtres sont nécessaires pour assurer la stabilité du système multivoies. Le contrôle est effectué sur des bruits monofréquentiels, on utilise donc des filtres de contrôle ayant un nombre réduit de coefficients (8 dans les essais au LEA). L'identification des chemins secondaires est également réalisée en sinus pur avec des filtres à 16 coefficients, elle est réalisée par une procédure automatique avant chaque phase de contrôle. Comme on ne cherche pas à optimiser le temps de convergence, les coefficients de convergence ont été choisis très petits.

3.2.2 Mesures et post-traitement

La veine est excitée par des sinus purs dans la gamme 800 Hz - 1600 Hz (par pas de 50 ou 100 Hz). Comme indiqué précédemment, deux configurations de source ont été choisies : sources en phase (sur toute la gamme de fréquences) et sources en opposition de phase (à partir de 1200 Hz). Ceci favorise respectivement l'excitation du mode plan et du premier mode tournant 1-0. Ici, on présentera seulement les résultats pour le mode plan et pour le mode 1-0+.

Pour chaque fréquence, les pressions sur les 16 micros sont enregistrées en temporel (10 s). Les microphones avaient été calibrés en amplitude avant les essais. Afin de garantir une calibration en phase également (importante pour les décompositions modales et les décompositions allerretour), une calibration in-situ a été effectuée. Pour cela, les fonctions de transfert entre les sources primaires et chaque microphone H_{0n} sont enregistrées, en plaçant chaque microphone successivement à l'emplacement du microphone 1. On obtient une fonction de calibration par rapport au premier microphone $H_c = H_{0n}/H_{01}$. A partir des signaux temporels enregistrées lors des essais, les fonctions de transfert entre micro 1 et micro n H_{1n} sont calculées. La réponse fréquentielle de chaque microphone est obtenu par H_{1n}/H_c .

Les amplitudes modales des premiers modes (mode plan et premier mode tournant) sont déterminés par :

$$p_{00} = ((p_1 + p_2 + p_3 + p_4)/4)$$
$$p_{10a} = ((p_1 + j * p_2 - p_3 - j * p_4)/4)$$
$$p_{10b} = ((p_1 - j * p_2 - p_3 + j * p_4)/4)$$

avec p_1 à p_4 les pressions des 4 microphones d'une couronne.

Ensuite, les amplitudes modales sont séparés en ondes aller et retour par

$$\begin{pmatrix} p(z_1) \\ p(z_2) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ e^{-jk^+L} & e^{+jk^-L} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p^+(z_1) \\ p^-(z_1) \end{pmatrix}$$
(3.4)

avec $p^+(z_1)$ et $p^-(z_1)$ les amplitudes des ondes aller et retour d'un mode donné (en $z = z_1$) et k^+ et k^- les nombres d'ondes axiaux aller et retour.

On fait l'hypothèse qu'il n'y ait pas de couplage entre les modes. Ceci est justifié pour un conduit axisymétrique comme le conduit présent. Il n'y a pas de raison pour que le tronçon hybride génère un couplage en mode passif, mais une fois le contrôle en marche, la symétrie n'est pas forcément garantie. Il semble aussi qu'il existe un couplage en sortie du conduit.

Les amplitudes aller/retour sont déduites en entrée et en sortie du tronçon hybride. Les coefficients de transmission et de réflexion sont calculés par

$$\begin{pmatrix} p^+(sort)\\ p^-(entr) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T^+ & R^-\\ R^+ & T^- \end{bmatrix} \begin{pmatrix} p^+(entr)\\ p^-(sort) \end{pmatrix}$$
(3.5)

Dans le cas sans écoulement, il y a $T^+ = T^- = T$ et $R^+ = R^- = R$; T et R peuvent donc être déterminés, ainsi que la perte par transmission

$$TL = -20\log_{10}(|T|). \tag{3.6}$$

Avec un écoulement, il n'y a pas cette symétrie et l'équation (3.5) représente un système à 2 équations et 4 inconnus. La méthode des deux charges peut être employée afin de résoudre ce système. Ces essais supplémentaires n'ont pas été effectués, et seule le rapport entre les amplitudes des ondes aller de part et d'autre du tronçon (qui sera appelé "RA") peut être donné :

$$RA = -20log_{10}(|p^{+}(sort)/p^{+}(entr)|)$$
(3.7)

Avec une terminaison anéchoïque, la formule (3.7) correspond au TL.



FIG. 3.10 – Signaux des 16 micros à 800 Hz en passif sans et avec calibration

On a essayé d'introduire une relation analytique issue d'un calcul modal entre les coefficients T^+/T^- et R^+/R^-) pour déterminer le TL avec écoulement. Celle-ci s'avère fortement dépendante de l'impédance réalisée dans le tronçon hybride, qui n'est pas connue précisément. Il faut donc se contenter de la relation P2+ / P1+ (le "RA"), moins pertinent que le TL.

3.2.3 Résultats

Calibration, etc

La calibration qui a été faite à posteriori semble fonctionner, les résultats ne sont pourtant pas parfaits. A 800 Hz par exemple seul le mode plan devrait se propageră; les pressions sur tous les micros d'une couronne doivent être identiques en amplitude et phase. On distingue bien sur la figure (3.10) les 4 couronnes de microphones. Cependant, les pressions sur une couronne ne sont pas parfaitement homogènes.

La qualité de la calibration joue en effet un rôle important, comme le révèle la figure (3.11) qui compare le TL à 800 Hz pour la calibration initiale (en amplitude seulement) et la calibration par substitution et mesure de fonction de transfert.

TL et "RA" sans écoulement

Les résultats expérimentaux seront relativement loin des performances maximales déterminés par le calcul analytique multimodal. Ces dernières seront pourtant indiquées en figure (3.12) afin de permettre quelques comparaisons. On constate que l'absorption expérimentale basse fréquence en passif est plus importante que prédit. L'approximation d'une lame d'air d'épaisseur constante est effectivement loin d'être remplie. De plus, la face arrière de la cellule ne représente pas un mur rigide mais contient un haut-parleur qui peut absorber de l'énergie. En actif, les performances sont inférieures aux performances prédites. On observe aussi que le TL baisse rapidement avec la fréquence pour les deux tissus. L'avantage par rapport au passif est limité aux fréquences inférieures à 1000Hz. La taille des cellules est visiblement trop grande pour assurer une minimisation de la pression sur toute la surface arrière du tissu avec un seul microphone



FIG. 3.11 – TL à 800 Hz avec tissu 1 en passif et actif, comparaison de deux calibrations

d'erreur. Des ondes stationnaires peuvent se développer à partir de 1200 Hz environ, la géométrie complexe empêchant des prédictions analytiques exactes.

En ce qui concerne les deux grandeurs TL et "RA", on constate que les courbes des figures (3.13a) et (3.13b) sont différentes. Le TL ne correspond visiblement pas au logarithme de (P2+ / P1+) en l'absence de terminaison anéchoïque. Les tendences globales sont cependant similaires. L'atténuation du mode 1-0 est plus forte que celle du mode plan. Le contrôle actif n'est pas capable de l'augmenter dans cette gamme de fréquences en raison de l'inhomogénéité de la pression à l'arrière du tissu.

"RA" avec écoulement

Le contrôle actif fonctionne en écoulement, la convergence de l'algorithme est obtenue rapidement pour les quatre cellules. Cependant, l'atténuation diminue légèrement quand la vitesse d'écoulement augmente. Néanmoins l'atténuation avec contrôle est plus forte que sans contrôle jusqu'à 1200 Hz environ. Au delà de la fréquence de coupure, on se situe justement dans la gamme fréquentielle qui ne permet plus une minimisation homogène à l'arrière du tissu.

Réalisation du minimum de pression à l'arrière du tissu

Comme déjà indiqué dans le paragraphe 3.2.3, les cellules semblent trop grandes pour assurer une condition aux limites homogène sur toute la face arrière du tissu résistif. Afin de vérifier cette hypothèse, un deuxième microphone a été installé dans la cavité. La réduction du SPL à l'emplacement de ce microphone est comparée à la réduction du SPL au point de contrôle (signal



FIG. 3.12 – TL théorique en passif (avec une la me d'air de 2,5 cm) et en actif (avec Im(Z)=0); mode plan et mode 10



FIG. 3.13 – a) TL et b) "RA" du mode plan sans écoulement



FIG. 3.14 – a) TL et b) "RA" du mode 10 sans écoulement



FIG. 3.15 – "RA" du mode plan à M=0,15 et M=0,3



FIG. 3.16 – "RA" du mode 1-0 à M=0,15 et M=0,3



FIG. 3.17 – Différence en niveau de pression entre les situations sans et avec contrôle pour le microphone de contrôle même et un autre microphone

du microphone de contrôle).

Bien évidemment, ces mesures pourraient être effectuées en tout point arrière du tissu métallique afin d'obtenir une vraie cartographie. En figure (3.17), un point seulement, différent du point de contrôle, est étudié. Ce point est également proche du tissu mais à mi-chemin environ entre le microphone de contrôle et un coin de la cavité. On observe que le contrôle réduit la pression mesurée par le microphone de contrôle dans toute la gamme fréquentielle (évidemment, puisque le contrôle converge). L'effet sur l'autre point est relativement faible, surtout pour les plus hautes fréquences. La réduction ne chute pourtant pas de la même manière avec la fréquence, mais un maximum est observé à 1100 Hz. Des ondes stationnaires sont déjà présentes dans la cavité à des fréquences relativement basses. La géométrie complexe des cellules ne permet malheureusement pas de prédiction facile d'une "fréquence de coupure".

3.3 Conclusion

Le contrôle reste stable en présence d'un écoulement, le tissu protégeant bien le système actif. En termes de stabilité, le tissu plus résistif est avantageux car il sépare mieux les cellules. Le contrôle actif a permis d'obtenir quelques dB supplémentaires par rapport au mode passif dans le domaine des basses fréquences. La dégradation de ces performances avec l'écoulement semble cependant faible! Pour assurer un contrôle efficace de fréquences au-delà des 1200 Hz, la taille des cellules devrait être réduite. Plus de cellules seraient alors nécessaire pour former un anneau complet. Le rapport d'amplitudes qui est calculé en présence d'écoulement est une caractérisation partielle. Une caractérisation complète via la méthode des deux charges aurait demandé plus d'essais et des modifications du banc d'essai. Ceci n'a pas pu être effectué dans le temps prévu. Une terminaison anéchoïque serait alors fortement recommandée pour ce type d'essais.

Le tissu 1 (de $Z = 0, 5 * Z_0$) donne de meilleurs résultats en actif que le tissu 2 (de $Z = Z_0$). Ceci est important par rapport aux essais SILENCER ou une couche passive d'environ 2, $5 * Z_0$ a été utilisée (effet du collage) alors qu'une résistance de Z_0 était souhaitée. En mode passif, le tissu plus résistif (tissu 2) est plus performant. Ces résultats sont conformes aux calculs analytiques et soulignent encore l'importance du choix de l'absorbant.

Chapitre 4

Contrôle actif de l'intensité

- Frank Simon - ONERA/DMAE - frank.simon@onecert.fr

– Romain Maréchal - ONERA/DMAE

Dans la plupart des études portant sur la réduction de bruit par contrôle actif, les fonctions coût correspondent à une minimisation de la pression acoustique réalisée par des méthodes adaptatives en temps réel. Néanmoins, en présence d'ondes stationnaires, les champs de pression étant complexes, la minimisation de la pression acoustique à l'aide d'un unique microphone peut conduire à la modification du champ sans réelle diminution globale (voire à une augmentation) si la position du microphone n'est pas adéquate. Une façon d'éviter cet écueil est d'augmenter le nombre de microphones et de minimiser, par exemple, la somme des pressions quadratiques mesurées ou de coupler la minimisation à un modèle modal identifié préalablement. Une autre approche consiste à s'intéresser à la puissance acoustique propagée qui, de fait, ne présente pas de nIJud de pression. L'intensité acoustique active est une quantité vectorielle représentative de l'énergie propagée. A ce titre, si la direction principale de propagation des ondes est identifiée, minimiser localement l'intensité dans cette direction revient généralement à s'assurer d'une réduction de l'énergie propagée à l'aval. De façon pratique, le contrôle porte sur l'intensité acoustique instantanée et nécessite un algorithme de contrôle adaptatif à deux entrées, soit deux signaux de pression (dérivé du FX-LMS feedforward). Le processus de minimisation conduit à une réduction d'amplitude de pression au niveau des deux capteurs et/ou à une réduction du déphasage entre capteurs (selon la proximité entre actionneur et capteurs). La contribution de l'ONERA dans le cadre du projet CoMBE est d'utiliser l'intensité acoustique instantanée comme fonction coût pour tenter d'atteindre une réduction du bruit plus globale en sortie de veine en présence d'écoulement. Après une description théorique de l'intensité acoustique et de la fonction coût associée en présence d'écoulement, le principe de contrôle actif est appliqué au banc COMBE (contrôles virtuel et réel).

4.1 Théorie de l'intensité acoustique

En tout point d'un milieu au repos dans lequel se propage une onde acoustique, on peut définir les grandeurs suivantes liées au phénomène sonore :

- p(t) pression acoustique instantanée
- u (t) vecteur vitesse particulaire instantanée

Le vecteur intensité acoustique instantanée est défini comme le produit de la pression par la vitesse acoustique : i = pu

L'intensité moyenne temporelle, $I = \langle p.u \rangle$, appelée intensité active est représentative de l'énergie propagée.

En présence d'un écoulement, la définition de l'intensité est plus complexe et son expression est d'ailleurs toujours sujette à discussion. Nous adopterons ici la définition de Morfey [1], ayant servi de base à l'article de Munro et Ingard [2] :

$$\vec{I} = \left\langle \vec{p}\vec{u} + (\vec{u}_0.\vec{u}) \left(\frac{u_0}{c_0^2} \vec{p} \right) + \rho_0(\vec{u}_0.\vec{u})\vec{u} + \left(\frac{p^2}{\rho_0 c_0^2} \right) \vec{u}_0 \right\rangle$$

Cette expression s'applique au cas d'un fluide isentropique et irrotationnel dans lequel les effets de la viscosité sont négligés. Elle fait intervenir la vitesse moyenne de l'écoulement u_0 ainsi que les caractéristiques du milieu ρ_0 et c_0 .

De façon pratique, pour avoir accès à l'intensité sans écoulement, il est d'usage de se servir de l'équation d'Euler liant le gradient de la pression exercée sur une particule à sa vitesse particulaire :

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = - \operatorname{grad} p.$$

En pratique, le gradient de pression est approximé dans une direction donnée x par le rapport entre la différence finie des pressions p_1 et p_2 mesurées en deux points proches (distance entre microphones Δ). Les deux microphones constituent une sonde intensimétrique.

La vitesse particulaire est déduite de l'intégration dans le temps de ce gradient de pression :

$$u_{x} = -\frac{1}{\rho_{0}} \int \frac{\partial p}{\partial x} dt = -\frac{1}{\rho_{0} \Delta} \int (p_{2} - p_{1}) dt$$

Cette approximation n'est valable que lorsque la distance de séparation Δ des microphones est faible devant la longueur d'onde acoustique.

Le terme de pression de la formulation d'intensité est, par contre, obtenu en faisant la moyenne arithmétique des pressions des deux microphones.

Aussi, l'intensité instantanée dans la direction x est estimée par :

$$i_x = pu_x = -\frac{1}{2\rho_0 \Delta}(p_1 + p_2) \int (p_2 - p_1) dt$$

En régime harmonique, on introduit les transformées de Fourier des signaux de pression. L'expression dans le domaine fréquentiel de la composante du vecteur intensité active dans la direction *x* est alors :

$$I_x = -\frac{\mathrm{Im}(G_{12})}{\rho_0 \omega \Delta}$$

où $Im(G_{12})$ est la partie imaginaire de l'interspectre entre les deux microphones 1 et 2 et ω la pulsation.

La mesure de l'intensité acoustique en présence d'un écoulement repose sur le même principe que dans le cas du milieu au repos.

L'expression de la vitesse est obtenue à partir des équations de continuité et du mouvement linéarisées à l'ordre 1, dans le cas mono-dimensionnel (hypothèse : écoulement et ondes acoustiques co-linéaires) :

$$\begin{cases} -\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_0 \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \rho_0 \frac{\partial u_x}{\partial x} = 0\\ \rho_0 \left(\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_0 \cdot \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \end{cases}$$

En combinant ces deux équations, on a : $\frac{\partial u_x}{\partial t} = \frac{M_0}{\rho_0 c_0} \frac{\partial p}{\partial t} - (1 - M_0^2) \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}$

Par intégration, on obtient l'expression de la vitesse :

$$u_{x} = \frac{M_{0}}{\rho_{0}c}p - (1 - M_{0}^{2})\frac{1}{\rho_{0}}\int \frac{\partial p}{\partial x}dt$$

On utilise ici une formulation vérifiant la conservation de l'énergie sur un volume donné sans source acoustique interne et pour un écoulement moyen (sans turbulence), ce qui peut être physiquement contesté.

On aboutit ainsi à l'expression de l'intensité instantanée:

$$i = (p + \rho_0 u_0 u_x)(u_x + \frac{u_0}{\rho_0 c_0^2} p)$$

En introduisant M_0 le nombre de Mach de l'écoulement, G_{11} et G_{22} les autospectres des microphones 1 et 2, et G_{12} leur interspectre, la formulation de l'intensité active, après transformation dans le domaine fréquentiel, devient [3] :

$$I = -\frac{(1 - M_0^2)(1 + 3M_0^2)}{\omega \rho_0 \Delta I} \operatorname{Im}(G_{12}) + \frac{M_0(1 + M_0^2)}{2\rho_0 c} (G_{11} + G_{22} + 2\operatorname{Re}(G_{12})) + \frac{M_0(1 - M_0^2)^2 c_0}{\rho_0(\omega \Delta I)^2} \frac{[G_{22} - G_{11}]^2 + 4[\operatorname{Im}(G_{12})]^2}{G_{11} + G_{22} + 2\operatorname{Re}(G_{12})}$$

On note ici, par rapport à l'expression sans écoulement, la présence de termes supplémentaires (partie réelle de l'interspectre et autospectres), intervenant comme facteurs multiplicatifs du nombre de Mach et de ses puissances. Leur contribution peut devenir importante en présence d'ondes stationnaires.

L'expression précédente de l'intensité ne pose en théorie pas de problème particulier.

Le problème essentiel est rencontré en pratique : la pression mesurée par un microphone est constituée de la somme de la fluctuation acoustique recherchée et des fluctuations de pression d'origine aérodynamique, indésirables. Ces dernières sont liées à une excitation purement aérodynamique induite par l'écoulement sur le microphone, en partie liée à la turbulence.

Les erreurs introduites dans l'estimation de la pression se répercutent inévitablement sur toutes les grandeurs ou fonctions calculées à partir cette pression.

La formulation expérimentale présentée est particulièrement adaptée à la propagation d'ondes acoustiques en conduite. Les microphones sont placés en paroi de veine et les ondes sont supposées planes. On peut donc accéder aisément à la puissance acoustique à travers une section de veine.

4.2 Fonction coût intensité

De façon pratique, le contrôle adaptatif d'intensité acoustique porte sur l'intensité instantanée I(n), à chaque instant n, suivant une direction donnée x, en présence d'écoulement :

$$i(x,n) = \left(\frac{1+M_0^2}{2} \cdot \gamma(n) + \frac{c_0 \cdot M_0 (1-M_0^2)}{2 \cdot \omega^2 \cdot d} \cdot (3.\delta(n-2) - 4.\delta(n-1) + \delta(n))\right) \cdot \left(\frac{M_0}{\rho_0 \cdot c_0} \cdot \gamma(n) + \frac{(1-M_0^2)}{2 \cdot \omega^2 \cdot d \cdot \rho_0} \cdot (3.\delta(n-2) - 4.\delta(n-1) + \delta(n))\right)$$

avec
$$\begin{cases} \gamma = e_1(n) + e_2(n) \\ \delta = e_2(n) - e_1(n) \end{cases}$$

où $e_1(n)$ et $e_2(n)$ représentent les signaux de pression instantanée acquis par les microphones 1 et 2 placés le long de l'axe x (sonde intensimétrique).

Un signal primaire de référence x(n)) supposé harmonique est fourni à chaque instant n à un actionneur primaire (source initiale de bruit aux microphones 1 et 2 : $d_1(n)$ et $d_2(n)$). Ce même signal va être filtré par un filtre adaptatif W délivrant un signal de commande pour l'actionneur secondaire, source de contre-bruit ($s_1(n)$ et $s_2(n)$).

Pour assurer la convergence d'un l'algorithme adaptatif de type FXLMS et déterminer les coefficients du filtre adaptatif *W*, la fonction coût est de la forme :

$$J=I(n)^2$$

Le calcul des coefficients *i* du filtre adaptatif *W* utilise une méthode de gradient à pas fixe adaptatif à chaque instant n:

$$W_i(n+1) = W_i(n) - \mu \frac{\partial J(n)}{\partial W_i(n)},$$

avec μ coefficient de convergence.



Figure 1 : Diagramme de l'algorithme FXLMS avec I(n)² comme fonction coût

$P_i(z)$ = chemins primaires (j =12)
$S_i(z)$ = chemins secondaires
$\hat{S}_{j}(z)$ = chemins secondaires identifiés
W(z) = filtre adaptatif
$x'_{j}(n) = \sum_{k=0}^{N-1} x(n-k) \cdot \hat{s}(k) = \text{références filtrées}$
$e_i(n) = erreurs$

<u>Tableau 1 : Nomenclature pour l'algorithme FXLMS / fonction $coût=I(n)^2$ </u>

4.3 Application au banc CoMBE

Dans le cadre du projet, une campagne d'essai a été menée en mai 2008 au LEA sur la veine d'essai commune aux partenaires.

Les configurations de contrôle sont les suivantes :

- bruit de type sinusoïdal de 800 à 1300 Hz, par pas successif de 100 Hz ;
- vitesse d'écoulement de Mach 0, 0.15 et 0.3 ;
- contrôle d'intensité ou de pression locale.

Les figures 2 et 3 décrivent la configuration d'essai dans laquelle on se place pour réaliser le contrôle actif. On utilise une source de bruit primaire (paire de haut-parleurs (1)) dont la pression ou l'intensité produite va être contrôlée au niveau des capteurs d'erreur (un ou deux microphones distants de 55 mm) grâce à un actionneur secondaire (paire de haut-parleurs (7)).

On constate ensuite les atténuations sur les microphones de visualisation (8 au total situés sur deux couronnes comme nous le montre la figure 3).

Le coefficient de réflexion de sortie de veine, mesurée par sonde intensimétrique sans écoulement, montre de façon classique une décroissante en fonction de la fréquence (figure 4). Les niveaux compris entre 0.5 et 0.3 dans la bande 800-1200 Hz laissent supposer la présence d'ondes de retour pouvant justifier l'utilisation d'un contrôle d'intensité (cf. introduction : présence de ventres et nœuds de pression longitudinaux).

L'objectif est de réaliser :

- un contrôle adaptatif virtuel à partir de données d'entrée temporelles acquises sur le banc d'essai :
 - fonctions de transfert entre sources primaire et secondaire et les capteurs
 - d'erreur (microphones de la sonde intensité)
 - fonctions de transfert entre sources primaire et secondaire et les capteurs de visualisation (microphones aval)
 - bruit aérodynamique pour les différentes vitesses d'écoulement d'air
- un contrôle adaptatif **réel** à l'aide du contrôleur temps réel de l'Onera.

La phase de contrôle virtuel permet de s'affranchir des contraintes liées aux performances du contrôleur (DSP, bruit électronique) et ainsi de n'évaluer en majorité que le concept du contrôle d'intensité.



Figure 2 : Schéma de montage de la veine d'essai dans le cadre du contrôle d'intensité acoustique



Figure 3 : Schéma des microphones de visualisation dans la veine d'essai



Figure 4 : Coefficient de réflexion (sans écoulement) de la sortie de veine

4.3.1 Contrôle actif virtuel

Sans écoulement

Les paramètres principaux du contrôleur virtuel (représentatifs de configurations réelles) sont les suivants, respectivement pour un contrôle de pression (tableau 2) ou d'intensité (tableau 3) :

Fréquence du signal primaire (Hz)	Fréquence d'échantillonnage (Hz)	Nombre de coefficients du filtre adaptatif <i>W</i>	Nombre de points des réponses impulsionnelles tronquées
800	4000	20	120
900	4000	20	120
1000	6000	20	120
1100	6000	20	120
1200	6000	20	250
1300	6000	20	250

Tableau 2 : Paramètres de contrôle de pression

Fréquence du signal primaire (Hz)	Fréquence d'échantillonnage (Hz)	Nombre de coefficients du filtre adaptatif <i>W</i>	Nombre de points des réponses impulsionnelles tronquées
800	4000	5	120
900	4000	5	120
1000	6000	5	120
1100	6000	5	120
1200	6000	5	250
1300	6000	5	250

Tableau 3 : Paramètres de contrôle d'intensité

On constate :

- qu'à partir de 1000 Hz, on est obligé d'augmenter la fréquence d'échantillonnage de 4000 à 6000 Hz pour assurer une convergence de l'algorithme (convergence si fréquence du signal inférieure ou égale au ¼ de la fréquence d'échantillonnage);
- le nombre de coefficients du filtre adaptatif W est plus faible pour le contrôle d'intensité afin de tenir compte du nombre d'opérations supérieur, lié à la complexité de la fonction coût et source d'augmentation de la durée de calcul entre deux instants d'échantillonnage; Aussi, le temps de convergence est nettement plus élevé avec un contrôle d'intensité qu'avec un contrôle de pression et augmente avec la fréquence (figures 5 à 8);
- le nombre de points des réponses impulsionnelles augmente à partir de 1200 Hz afin de réduire le temps de convergence.



<u>Figure 5 : Signal au capteur d'erreur et tension de l'actionneur secondaire</u> <u>avec contrôle de pression à 800 Hz – Mach=0</u>



Figure 6 : Signal au capteur d'erreur et tension de l'actionneur secondaire avec contrôle d'intensité à 800 Hz - Mach=0



Figure 7 : Signal au capteur d'erreur et tension de l'actionneur secondaire avec contrôle de pression à 1300 Hz - Mach=0



Figure 8 : Signal au capteur d'erreur et tension de l'actionneur secondaire avec contrôle d'intensité à 1300 Hz - Mach=0

Le niveau de pression moyen observé aux microphones de visualisation placés en aval est déterminé avant et après contrôle après stabilisation (Figure 9).


<u>Figure 9 : Niveau de pression moyen (dB) aux microphones de visualisation</u> <u>avant et après contrôles sur la bande 800-1300 Hz – Mach=0</u>

Globalement, hormis à 800 Hz, contrôler l'intensité procure une réduction de pression plus élevée à l'aval (de 1 à 16 dB par rapport au contrôle de pression).

A 800 Hz où seul le mode plan se propage, le contrôle direct d'intensité ne permet pas d'atteindre l'intensité résultante très faible déduite du contrôle de pression (seuil du signal d'intensité instable lors du contrôle d'intensité). Par contre, au-delà de cette fréquence et en deça de la 1^{ère} fréquence du mode azimutal (théoriquement : 1144 Hz), le contrôle de pression ne permet pas de réduire la puissance acoustique générée par le mode plan autant qu'un contrôle directe d'intensité.

A 1200 et 1300 Hz, le contrôle est multimodal. Les résultats montrent d'ailleurs sur une même couronne des atténuations très différentes pour les deux types de contrôle contrairement aux constatations relevées aux fréquences plus faibles. Néanmoins, la pression moyenne obtenue par contrôle d'intensité ne justifie pas son utilisation par rapport à un contrôle de pression (différence de 1 dB).

A Mach 0.15

Dans cette partie, nous ajoutons le bruit aérodynamique enregistré sur les microphones de contrôle et de visualisation. Nous distinguerons deux cas pour le contrôle d'intensité : dans un premier

temps nous ne cherchons à minimiser que la partie sans écoulement de l'intensité moyenne, c'est-à-dire la partie imaginaire de l'interspectre des deux microphones servant au contrôle puis dans un deuxième temps l'intensité totale moyenne fonction des autospectres et de l'interspectre.

Les paramètres principaux du contrôleur virtuel sont les suivants, respectivement pour un contrôle de pression (Tableau 4), d'intensité sans prise en compte de l'écoulement (Tableau 5) ou d'intensité avec prise en compte de l'écoulement (Tableau 6).

Fréquence du signal primaire (Hz)	Fréquence d'échantillonnage (Hz)	Nombre de coefficients du filtre adaptatif <i>W</i>	Nombre de points des réponses impulsionnelles tronquées
800	4000	20	120
900	4000	20	120
1000	6000	20	120
1100	6000	20	180
1200	6000	20	250
1300	6000	20	250

Tableau 4	÷	Paramètres	de	contrôle	de	pression

Fréquence du signal primaire (Hz)	Fréquence d'échantillonnage (Hz)	Nombre de coefficients du filtre adaptatif <i>W</i>	Nombre de points des réponses impulsionnelles tronquées
800	4000	5	120
900	4000	5	120
1000	6000	5	120
1100	6000	5	180
1200	6000	5	250
1300	6000	5	250

Tableau 5 : Paramètres de contrôle d'intensité sans écoulement

Fréquence du signal primaire (Hz)	Fréquence d'échantillonnage (Hz)	Nombre de coefficients du filtre adaptatif W	Nombre de points des réponses impulsionnelles tronquées
800	4000	5	120
900	4000	5	120
1000	6000	5	120
1100	6000	5	120
1200	6000	5	250
1300	6000	5	250

Tableau 6 : Paramètres de contrôle d'intensité avec écoulement

Les constatations sont identiques à celles rencontrées sans écoulement.

Les résultats en terme d'atténuation (en dB) sont présentés dans la figure suivante (figure 10).



<u>Figure 10 : Niveau de pression moyen (dB) aux microphones de visualisation</u> <u>avant et après contrôles sur la bande 800-1300 Hz – Mach=0.15</u>

On peut noter que la fonction coût "intensité instantanée sans écoulement" est tout aussi efficace que la fonction coût "intensité instantanée en présence d'écoulement". En effet, les atténuations relevées aux microphones de visualisation sont quasi identiques. La contribution de l'écoulement dans la formulation n'est pas significative pour la configuration de vitesse donnée. Par contre, à 900 Hz, le résultat avec contrôle d'intensité en présence d'écoulement est sujet à caution (pas d'explication physique).

A 1100 et 1300 Hz, des problèmes d'identification de fonctions de transfert en présence d'écoulement rendent difficile voir impossible les procédures de contrôle actif (rapport "signal de l'actionnaire secondaire / bruit de l'écoulement" trop faible).

Toutefois, lorsque le contrôle est possible, le contrôle d'intensité donne de meilleurs résultats que le contrôle de pression (de 1 à 5 dB).

A Mach 0.3

A Mach 0,3, le rapport "signal acoustique / bruit de turbulence" s'est avéré trop faible au-delà de 900 Hz pour que les mesures puissent être exploitées (problèmes de linéarité).

Ce constat est illustré par un exemple de fonction de cohérence (Figure 11) entre un haut-parleur et un microphone de contrôle lors d'une phase d'identification menée avec une excitation de type bruit blanc filtrée par un passe-bas (Bessel).



Figure 11 : Fonction de cohérence entre un haut parleur et un microphone de contrôle - Mach=0.3

Le bruit aérodynamique est, dans ce cas supérieur, au bruit dû à l'excitation acoustique (Figure 12).



Figure 12 : Niveau de pression (dB) sur un microphone de minimisation avec Ecoulement seul et en présence de bruit blanc du haut-parleur - Mach=0.3

Malheureusement, le temps imparti à la campagne d'essai ne nous a pas permis d'améliorer la qualité des mesures dans la gamme de fréquence ciblée.

4.3.2 Contrôle actif réel

Des procédures réelles de contrôle actif ont également été réalisées avec la carte de contrôle employée à l'ONERA.

Contrairement au contrôle virtuel, le nombre de points des réponses impulsionnelles tronquées ne doit pas dépasser la limite acceptable en temps réel, tout en permettant une bonne représentation des chemins secondaires. Une mauvaise estimation engendrée par un faible nombre de points produit une convergence lente voire une divergence de l'algorithme.

L'identification des réponses impulsionnelles se fait hors ligne ou en ligne avant contrôle sans vérification de la qualité de l'identification. Cette phase primordiale se traduit par l'envoi d'un bruit blanc sur l'actionneur secondaire durant un temps assez long (1 à 2 minutes). De plus, pour une identification en ligne, le niveau du bruit blanc ne doit pas être en dessous de 10-15 dB du bruit tonal à contrôler.

Malheureusement, seuls les cas sans écoulement ont pu être testés, faute de temps. De plus, le nombre de points des réponses impulsionnelles compatible avec la carte de contrôle s'est avéré trop faible pour permettre une convergence optimale et une comparaison effective entre fonctions coûts.

4.4 Conclusion

Suite aux cas de contrôle virtuel que nous avons pu réaliser, il a été constaté que le contrôle d'intensité procure généralement de meilleures réductions de pression à l'aval qu'un contrôle de pression local, sur la gamme de fréquence étudiée, à savoir 800-1300 Hz, que ce soit en présence d'écoulement ou non. Cependant, le contrôle d'intensité est beaucoup plus lourd en temps de calcul ce qui nécessite pour les cas de contrôle en temps réel de réduire le nombre de points dans les réponses impulsionnelles tronquées. La performance du contrôleur est par conséquent affectée. Par ailleurs, en présence d'un écoulement de l'ordre de Mach 0.15, un contrôle actif avec une fonction coût de type "intensité sans écoulement" est préférable à une fonction coût complète car la contribution de l'écoulement dans la formulation d'intensité n'est pas significative. On réduit de ce fait le nombre d'opérations nécessaires. Malheureusement, le mauvais rapport "signal acoustique / bruit de turbulence" à Mach 0.3 nous a empêché d'exploiter les mesures nécessaires à un contrôle virtuel.

Bien que les performances limitées du contrôleur réel n'aient pas permis de confirmer ces résultats, on peut estimer avec une relative confiance que le contrôle actif d'intensité offre une réelle piste pour réduire de manière plus globale le bruit en aval du capteur d'erreur et donc la puissance acoustique rayonnée en sortie de veine.

Références du chapitre 4

- [1] C. L. Morfey, "Acoustic energy in non-uniform flows", Journal of Sound and Vibrations, Volume 14, Issue 2, pp 159-170, 1971.
- [2] D. H. Munro and K. U. Ingard, "On acoustic intensity measurements in the presence of mean flow", The Journal of the Acoustical Society of America, Volume 65, Issue 6, 1979.
- [3] S. Lartigue, "Mesure de l'intensité acoustique en présence d'un écoulement turbulent", Rapport de stage de DEA, Université Paul Sabatier – Toulouse, 1999.

Conclusion générale

Ce rapport a présenté de façon assez détaillée les travaux conduits au cours du projet CoMBE. Le *workshop* final du projet qui s'est tenu à Poitiers le 21 novembre 2008 a aussi permis, au travers d'échanges avec les industriels et les universitaires de la communauté de l'acoustique aéronautique, de dresser un état global des avancées permises par le projet. Au regard de la proposition initiale faite en réponse à l'appel de la FRAE, il apparaît que :

- les moyens engagés par les partenaires du projet ont été conformes aux prévisions : une veine d'essai a été intrumentée et dotée de plusieurs tronçons dédiés au contrôle actif ; des campagnes de mesures ont eu lieu au LEA puis en chambre sourde au LMA ; un post-doc a été recruté pour le projet ; un workshop final a été organisé en concertation avec le réseau IROQUA pour discuter des résultats obtenus.
- Ces moyens mis en œuvre dans le cadre du projet ont permis d'obtenir des résultats scientifiques intéressants : comme espéré au départ, des effets de l'écoulement et du nombre de modes sur les performances du contrôle actif ont pu être observés. Ces effets ont été en partie expliqués et, de plus, l'influence du nombre de modes a pu être compensée sans écoulement, ce qui n'était pas un résultat attendu du projet.
- Enfin les résultats obtenus au cours du projet ont conduit à la soumission d'articles à des revues scientifiques (non parus à ce jour) et à la publication d'actes de Congrès (Acoustics'08); le site web du projet (http://www.combe.cnrs-mrs.fr/) et le *workshop* final ont également contribué à la diffusion des résultats.

Il appartiendra aux experts de la FRAE d'évaluer le travail effectué au cours de CoMBE mais, pour sa part, le coordinateur du projet concluera ce rapport en exprimant sa satisfaction vis à vis du bon fonctionnement du partenariat mis en place et surtout de l'intérêt des résultats scientifiques obtenus; ces résultats sont une vigoureuse stimulation à poursuivre le travail sur les thématiques du projet.

Bibliographie

- [1] Patrick Chassaing. Turbulence en mécanique des fluides : Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur. Cépaduès-editions, 2000.
- [2] Dr. Hermann Schlichting. Boundary-Layer Theory. McGraw-Hill, 1979.
- [3] B. Gazengel, S. Poggi, and J. C. Valiere. Evaluation of the performance of two acquisition and signal processing systems for measuring acoustic particle velocities in air by means of Laser Doppler Velocimetry. *Meas. Sci. Technol*, Vol. 14(12), 2003.
- [4] S. Moreau. Conception d'un dispositif expérimental et étude de l'écoulement oscillant en resonateur acoustique à fort niveau pour la caractérisation de phénomènes non-linéaire : transition à la turbulence et écoulement redressés. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2007.
- [5] W. T. Mayo, M. T. Shay, and S. Ritters. The development of new digital data processing techniques for turbulence measurements with a Laser Velocimeter. USAF Arnold Engineering Laser Development Center Report, AEDC-TR-75-53, 1974.
- [6] A. Ramond and P. Millan. Measurements and treatment of LDA signals, comparaison with hot-wire signals. *Experiments in Fluids*, Vol. 28 :58–63, 2000.
- [7] L. Simon and J. Fitzpatrick. An improved sample-and-hold reconstruction procedure for estimation of power spectra from LDA data. *Experiments in Fluids*, Vol. 37(2) :272–280, 2004.
- [8] A. G. Akani, J. C. Valiere, and H. Bailliet. Méthodes de traitement du signal LDV pour l'estimation de la vitesse acoustique en présence d'écoulement. 8 Colloque International Francophone de Méthodes et Techniques Optiques pour l'Industrie, Arcachon-France, Novembre 2007.
- [9] M. Bruneau. Manuel d'Acoustique Fondamentale. Hermes Science Publications, 1998.
- [10] R. H. Thomas, R. A. Burdisso, C. R. Fuller, and W. F. O'Brien. Preliminary experiments on active control of fan noise from a turbofan engine. *Journal of Sound and Vibration*, 161(3):532–537, March 1993.
- [11] John D. Risi, Ricardo A. Burdisso, and Chris R. Fuller. Analytical investigation of active control of radiated inlet fan noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99(1):408–416, 1996.
- [12] P. Joseph, P. A. Nelson, and M. J. Fisher. Active control of fan tones radiated from turbofan engines. i. external error sensors. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106(2):766–778, 1999.

- [13] P. Joseph, P. A. Nelson, and M. J. Fisher. Active control of fan tones radiated from turbofan engines. ii. in-duct error sensors. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106(2):779–786, 1999.
- [14] R. Maier, J. Zillman, A. Roure, M. Winninger, L. Enghardt, U. Tapken, W. Neise, H. Antoine, and E. Bouty. Active control of fan tone noise from aircraft engines. In 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Maastricht, Netherlands, 2001.
- [15] E Friot, H Bailliet, R Boucheron, J-P Dalmont, R Guillermin, P Herzog, J Laumonier, P-O Mattei, S Meunier, G Poignand, G Rabau, A Roure, J Tartarin, J-C Valière, and M Winninger. Modélisation, contrôle actif et évaluation psycho-acoustique du bruit de soufflante. Rapport final, Réseau Recherche Aéronautique sur le Supersonique, 2003.
- [16] S. Elliott. Signal Processing for Active Control. Academic Press, London, 2001.
- [17] E. Fruteau, P.F. Joseph, and P.A. Nelson. Final report on the reduction of aircraft noise by nacelle treatment an active control (ranntac). Contract Report 00/36, ISVR, 2000.