

Contrôle des résonances acoustiques d'un tuyau corrugué sous écoulement

P.-O. Mattei^a, D. Mazzoni^a, C. Pinhède^a, M. Amielh^b, F. Anselmet^b, Y. Jiang^c et U. Kristiansen^c

^aLMA, CNRS, UPR 7051, Aix-Marseille Univ, Centrale Marseille, 31 Chemin Joseph Aiguier, 13402 Marseille Cedex 20, France

^bIRPHE, CNRS, Aix-Marseille Univ, Centrale Marseille, 49 rue Joliot-Curie, BP 146, 13384 Marseille Cedex 13, France

^cNTNU, Acoustic Research Centre, O. S. Bragstads plass 2A, 7034 Trondheim, Norvège
mattei@lma.cnrs-mrs.fr

Notre étude se concentre sur un phénomène souvent rencontré dans les tuyaux qui transportent des écoulements de gaz. Les instabilités de l'écoulement provoquées par les singularités géométriques internes au tuyau peuvent exciter les modes propres des tuyaux et induire des sons purs de forte puissance. Les exemples les plus usuels se rencontrent dans les jouets musicaux comme le "Hummer" ou dans les conduites de gaz des plates-formes de production de gaz naturel.

Les expériences présentées dans cette communication visent à étudier plus en détail le couplage entre l'écoulement dans la conduite, la fluctuation d'écoulement induite par un champ acoustique basse fréquence et le bruit qui en résulte. Pour ce faire, un dispositif expérimental, équipé d'une source infrasonore dédiée et de parois rectangulaires en plexiglas transparent, a été spécialement conçu.

Les mesures anémométriques à fil chaud et microphoniques prises au sein de l'écoulement ont été réalisées avec et sans oscillations acoustiques basse fréquence. Le traitement des signaux enregistrés a permis de situer la source d'instabilité à l'origine du sifflement à l'entrée du tuyau ainsi que le mécanisme d'établissement du sifflement par couplage avec les réflexions successives des fluctuations de pression aux extrémités du tuyau.

1 Introduction

En raison de leurs propriétés de flexibilité globale et de rigidité locale, les tuyaux corrugués sont utilisés dans de nombreuses applications d'ingénierie. Il est connu que lorsqu'un écoulement de gaz sec les traverse, des sifflements associés aux résonances des tubes peuvent se développer. Ce phénomène est utilisé de manière positive dans les jouets musicaux comme le "Hummer" [13, 14, 15]. Il représente un problème dans certaines applications d'ingénierie. La plus connue est celle du tuyau chantant (le "singing riser") qui s'observe sur certaines installations de gaz naturel. Les niveaux sonores élevés et des vibrations structurelles associées peuvent conduire à des destructions des tuyaux transportant le gaz.

Des exemples d'études expérimentales précisant les nombres de Strouhal et Reynolds, les vitesses d'écoulement nécessaires ainsi que des discussions sur les positions de la source pour différents tuyaux se trouvent dans les références [13, 11, 2, 1, 7, 4]. Les études récentes montrent que les fréquences de résonance du tuyau corrugué sont plus basses que celles du tuyau lisse de même longueur. Ceci s'explique par une célérité apparente des ondes plus faible. Les corrugations agissent comme des ressorts qui ralentissent la propagation de l'onde ([3], voir aussi la section 3). En outre, le phénomène se produit à un nombre de Strouhal constant si le paramètre de longueur est pris comme la somme de la largeur de la cavité et du rayon de courbure du bord de la cavité amont [15]. Nakiboglu et al. [15]. ont modélisé l'écoulement dans une section de tuyau comportant des cavités en utilisant une version incompressible du code Fluent couplé à une oscillation superposée correspondant à la fréquence d'un mode de conduite. Leurs études ont quantifié la puissance acoustique générée par l'interaction des tourbillons détachés au niveau des bords d'attaque des cavités avec le champ acoustique.

L'écoulement au-dessus de cavités induisant un champ sonore est un domaine d'étude classique [5]. Lorsque, comme notre étude, la section d'entrée de la conduite présente un angle suffisamment vif pour qu'une séparation de l'écoulement se produise, l'interaction tourbillonnaire au sein de cette *veina contracta* avec une cavité située à courte distance en aval peut donner lieu à une forte excitation des modes longitudinaux de tuyaux [9]. La distance entre la section d'entrée de la conduite et la partie aval de la cavité correspond à la distance comparable à celle issue du nombre de Strouhal estimé.

Dans l'étude menée par Kop'ev et al [6], les auteurs se

sont intéressés à l'influence de l'écoulement dans un tuyau corrugué sur un signal à large bande émis par un haut-parleur situé dans un plenum placé à l'entrée de ce tuyau. Ils ont pu montrer que les maxima de pression (correspondant aux modes longitudinaux du tuyau) rayonnés par le tuyau étaient amplifiés ou atténués en fonction de la vitesse d'écoulement.

L'objectif de cette communication est, à partir de l'analyse des signaux de vitesse et de pression acoustique, d'étudier les conditions d'établissement du champ sonore dans le tuyau. Lors d'une précédente étude [8], il avait été constaté que la superposition à l'écoulement dans le tuyau corrugué d'un intense champ infrasonore avait pour effet principal de moduler la vitesse d'écoulement au sein du tuyau. Lorsque l'amplitude de cette modulation était suffisante il était possible de quasiment annuler le sifflement du tuyau (une réduction de 15 à 20 dB du niveau sonore de ce sifflement était observée). Ce qui était aussi constaté était que le sifflement résiduel pulsé, dont la période était très exactement fixée par celle du signal acoustique très basse fréquence, présentait une asymétrie systématique : les oscillations haute fréquence correspondant à un mode du tuyau naissaient lorsque la vitesse était maximale et disparaissaient au voisinage du minimum de la modulation. L'étude de ces sifflements résiduels, présentée ci-après, sur un dispositif expérimental dédié, permet de montrer que

- le sifflement est causé par des sources situées à l'entrée du tuyau ;
- ces sources induisent des fluctuations de pression qui se propagent à la vitesse des ondes dans le tuyau ;
- les réflexions successives aux extrémités du tuyau amplifient les fluctuations de pression ;
- la modulation basse fréquence de l'écoulement limite l'émission des fluctuations de pression.

Ce document est organisé de la façon suivante : la section 2 contient la description du dispositif et des procédures expérimentales, la section 3 est consacrée à l'identification des caractéristiques du champ de pression acoustique à l'intérieur du tuyau, dans la section 4, nous présentons l'analyse des résultats expérimentaux, avec une attention particulière à l'atténuation acoustique. Enfin, la discussion finale et la conclusion sont présentées dans la section 5.

2 Dispositif expérimental

L'installation expérimentale, présentée figure (1), est constituée d'une soufflerie basse vitesse dont la vitesse

de rotation du ventilateur assure une vitesse d'écoulement contrôlée jusqu'à 25 m/s. Cette soufflerie est raccordée à un tuyau corrugué rectangulaire de longueur $L = 2$ m, connecté à une enceinte elle-même prolongée par un résonateur ouvert de 17 m de longueur. Ce résonateur (de fréquence fondamentale voisine de 10 Hz) permet d'assurer un champ infrasonore élevé dans le tuyau corrugué.

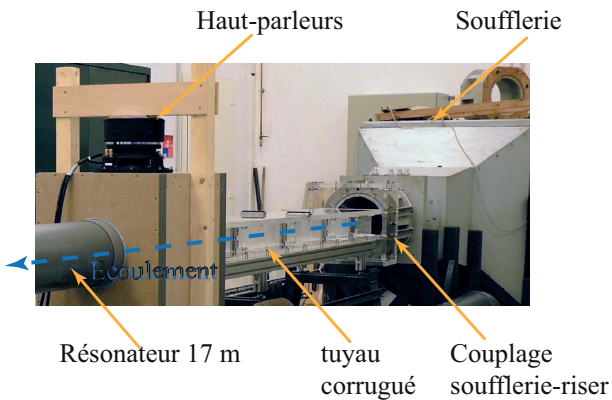


FIGURE 1 – Dispositif expérimental. Soufflerie, tuyau corrugué et haut-parleur.

Le tuyau corrugué est constitué de plaques en plexiglas permettant une inspection directe du champ aérodynamique par une technique optique (PIV, caméra rapide). Il a une largeur latérale $D = 20$ mm, une hauteur $B = 100$ mm. Les plaques latérales sont usinées de manière à obtenir une corrugation rectangulaire de longueur de pas $Pt = 20$ mm qui se répète tout au long de la conduite. Comme le montrent les figures (2) et (3), les corrugations sont de forme rectangulaire avec une profondeur $H = 10$ mm et une largeur $w = 10$ mm ; l'angle amont de la corrugation est arrondi avec une courbe ayant un rayon de courbure $r = 2,5$ mm. Les parois supérieure et inférieure du tuyau sont parfaitement lisses. Les corrugations occupent environ 83% de la surface totale de la paroi du tuyau.

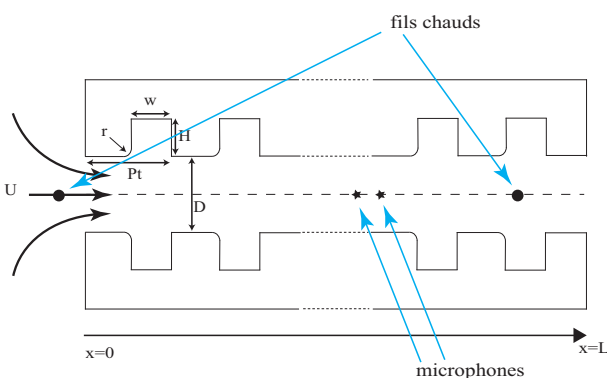


FIGURE 2 – Géométrie de la corrugation.

L'entrée du tuyau est raccordée à la soufflerie en utilisant une boîte de couplage rectangulaire comme on peut le voir figure (1). Cette boîte permet, non seulement l'étanchéité à l'air du raccord soufflerie-tuyau, mais aussi d'assurer que le tube a une extrémité ouverte. L'extrémité de sortie du tuyau est raccordée à une enceinte semi-close équipée de deux haut-parleurs sub-woofers SONIC-10MK2 de bande passante $f \in [3, 300]$ Hz, montés face à face et alimentés par le même signal en phase issu d'un amplificateur de puissance ECLER MPA 4 - 150R. Cette enceinte se prolonge par le

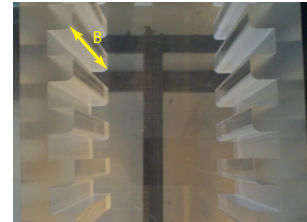


FIGURE 3 – Détail de la corrugation.

résonateur de 17 m.

Les mesures de vitesse sont effectuées par anémométrie à fil chaud. Deux fils chauds DANTEC 55P11, de longueur 1,2 mm et de $5\mu\text{m}$ de diamètre, sont utilisés pour caractériser la vitesse d'écoulement : le premier est situé 1 cm en amont de l'entrée de la veine et l'autre est placé en aval, à l'intérieur de la veine, 1,9 cm juste en amont de sa section de sortie. L'anémométrie à fil chaud est contrôlée par le système DANTEC Streamline à l'aide du logiciel Streamware.

Une sonde microphonique GRAS 40-SC est située au centre du tuyau, à différentes positions depuis 4,9 cm en amont de l'extrémité de sortie jusqu'à 28,9 cm en amont de l'extrémité de sortie, chacune séparée par 1 cm ce qui permet 25 prises de mesures.

Ces emplacements ont été choisis de façon que les deux types de sondes captent des signaux capables de mesurer les maxima de vitesse et de pression acoustique. Toutes les acquisitions de niveau de pression ont été effectuées par un frontal d'acquisition 01-dB Metravib NetdB avec une fréquence d'échantillonnage de 12,8 kHz et 24 bits de résolution. Tous les signaux ont été normalisés de sorte que les amplitudes des signaux sont indiquées en unités physiques (Pa pour la pression acoustique et m/s pour la vitesse).

3 Caractérisation des champs dans le tuyau

Les deux extrémités du tuyau corrugué peuvent être considérées comme ouvertes. Les conditions aux limites acoustiques peuvent alors être décrites par des conditions de Dirichlet, en tenant compte de la correction de longueur usuelle [12] δL . Les fréquences des modes longitudinaux de ce tuyau sont données par la relation

$$f_n = n \frac{c_{eff}}{2(L + 2\delta L)}.$$

c_{eff} est la célérité effective des ondes dans le tuyau corrugué. Cette célérité est légèrement inférieure à celle en milieu libre. Le modèle de Cummings donne [3]

$$c_{eff} = \frac{c_0}{\sqrt{1 + 0,83w \frac{H}{Pt} \frac{w}{w+r} 2 \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{B} \right)}},$$

où c_0 est la célérité des ondes en milieu infini. Dans cette formule, le coefficient 0,83 est introduit pour tenir compte du fait que les corrugations n'occupent que 83% de la section du tube. On obtient $c_{eff} \approx 288$ m/s. La pression acoustique du tuyau chantant sous écoulement a été mesurée au niveau des 25 positions différentes décrites ci-dessus. Ceci a été réalisé en maintenant la rotation du ventilateur à 37 Hz ce qui correspondait à une vitesse d'écoulement

constante d'environ 20 m/s. Chaque enregistrement a une durée de 60 s. Les 25 niveaux de pression efficace RMS L_{p_j} , $j = 1, \dots, 25$ ont été estimés en utilisant la relation

$$L_{p_j}, j = 10 \log \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} (p_j(t_i))^2,$$

où $p_j(t_i)$ est la pression acoustique à instant t_i , au point x_j ($x_0 = 195,1$ cm, $x_1 = 194,1$ cm, \dots , $x_{24} = 171,1$ cm), où l'origine de l'abscisse $x = 0$ est située à l'entrée du tuyau. $N = 2^{18}$ assure une estimation presque parfaite du niveau de pression efficace (la différence entre le calcul réalisé en prenant $N = 2^{18}$ et $N = 2^{19}$ est d'environ 0,05 dB).

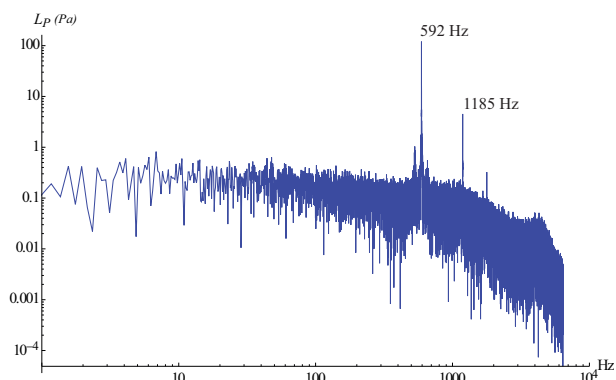


FIGURE 4 – Spectre de pression mesurée à 25 cm de l'extrémité aval du tuyau pour $U = 20$ m/s.

Un spectre d'un signal enregistré en $x = 175,1$ cm est présenté sur la figure (4). Sur cette figure, le principal pic de pression acoustique a une fréquence d'environ 592 Hz avec un niveau de pression acoustique $L_{p_{20}} = 113,7$ dB. La correction de longueur δL a été estimée en ajustant sa valeur afin que l'équation $L_p = 10 \log P_M^2 \sin(2n\pi x / (2(L + 2\delta L)))$, où $n = 8$ et P_M est l'amplitude maximale mesurée, coïncide avec les résultats expérimentaux. Nous avons obtenu $\delta L \approx 1$ cm qui correspond parfaitement à la correction de longueur estimée pour un tuyau circulaire de rayon $R' = \sqrt{4/5\pi}R \approx 2,5$ cm, de surface comparable à la section de sortie du tuyau rectangulaire, débouchant sur un plan infini rigide donnée par $\delta L = 0,82 \sqrt{4/5\pi}R' \approx 1,05$ cm. On présente figure (5), la comparaison des niveaux en dB, avec comme pression de référence $P_r = 1$ Pa, entre la pression mesurée et celle identifiée qui valide les mesures ainsi que le comportement modal du champ de pression dans le tuyau.

Cette validation croisée permet de déduire la célérité effective mesurée $c_{eff}^m = 592 \times 2(L + 2\delta L) / 8 \approx 299$ m/s. Cette valeur est compatible avec celle issue du modèle de Cummings. Elle permet de déduire que la fréquence fondamentale du tuyau (mode 1) est voisine de 75 Hz.

Lorsque la vitesse d'écoulement varie entre 10 m/s et 25 m/s, le sifflement est détecté sur les deux signaux de vitesse et de pression. Nous montrons sur la figure (6) une synthèse des analyses spectrales réalisées sur les signaux de pression qui associent les fréquences qui correspondent aux pics principaux (représentés par des carrés pleins) et secondaires (représentés par des carrés évidés) aux modes longitudinaux 4 à 9. Sur cette figure, le nombre de Strouhal $St = f(w + r) / U$ est basé sur les fréquences mesurées f des principaux pics, la dimension caractéristique $(w + r)$ et la vitesse U mesurée par le fil chaud en aval. On observe un nombre de Strouhal à peu près constant autour d'une valeur

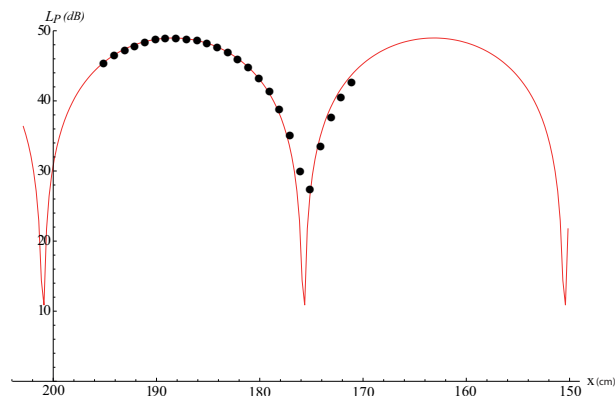


FIGURE 5 – Variation du niveau de pression dans le tuyau pour $U = 20$ m/s. Disques noirs : mesures ; courbe continue rouge : modèle identifié.

moyenne de $St \approx 0,36$, parfaitement en accord avec les résultats observés dans la littérature [13, 15, 11, 2, 1, 7, 4].

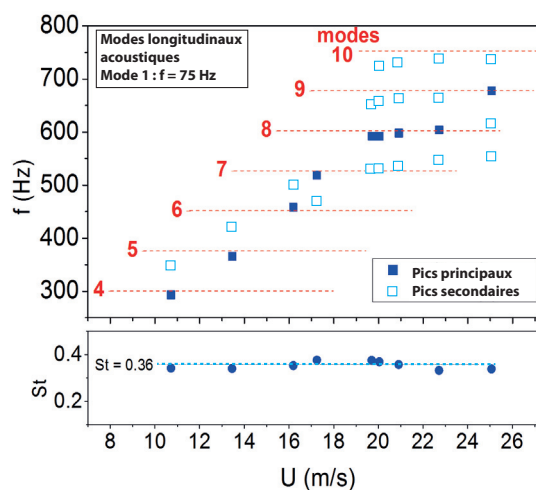


FIGURE 6 – Réponse du tuyau corrugué à un écoulement. Fréquences de sifflement pour diverses vitesses d'écoulement et nombres de Strouhal correspondant $St = f(w + r) / U$

4 Analyse des signaux en présence d'un signal infrasonore

En présence d'un champ infrasonore intense, la nature du sifflement du tuyau change radicalement. On présente figure (7) le spectre du signal de pression mesuré lorsqu'on superpose à l'écoulement un champ infrasonore à 6 Hz de niveau 150 dB. Hormis la présence évidente du signal de forçage et de son premier harmonique, on note que le sifflement du tuyau change de nature, puisque l'on passe d'un signal quasi monochromatique à la fréquence du mode 8 à un signal moins clairement dominé par des composantes tonales d'où émergent toutefois les fréquences des modes 8 et 9.

Plus que le changement de sifflement du tuyau, les signaux de vitesse $V_o(t)$ et de pression $P_o(t)$ montrent une asymétrie nette comme on peut l'observer sur la figure (8).

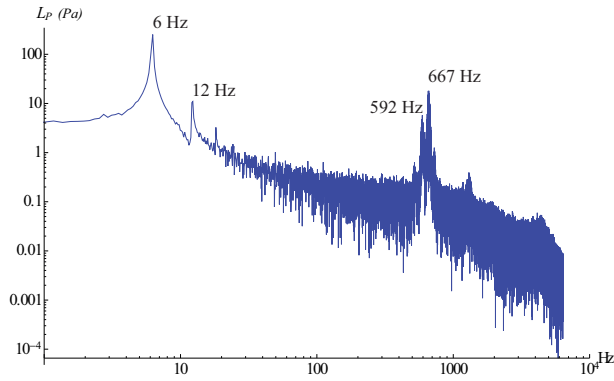


FIGURE 7 – Spectre de pression mesurée à 5 cm de l'extrémité aval du tuyau pour $U = 20$ m/s. Signal infrasonore à 6 Hz.

La figure du haut correspond à la vitesse $V_o(t)$ mesurée en amont du tuyau à environ 1 cm de l'entrée de celui-ci. La vitesse d'écoulement dans cette zone de convergence est bien évidemment inférieure à celle mesurée dans le tuyau. La figure du bas correspond à la mesure de pression $P_o(t)$ prise à environ 5 cm en amont de l'extrémité aval du tuyau ce qui assure une pression acoustique proche d'un maximum ; il correspond au point $x_0 = 195,1$ indiqué sur la figure (5).

On observe une fluctuation haute fréquence résiduelle qui suit exactement le forçage périodique basse fréquence. Ces oscillations haute fréquence correspondent à un mode du tuyau qui apparaît lorsque la vitesse du fluide, résultant de la superposition de la vitesse d'écoulement et de la vitesse acoustique, est maximale et disparaît au voisinage du minimum de la vitesse résultante.

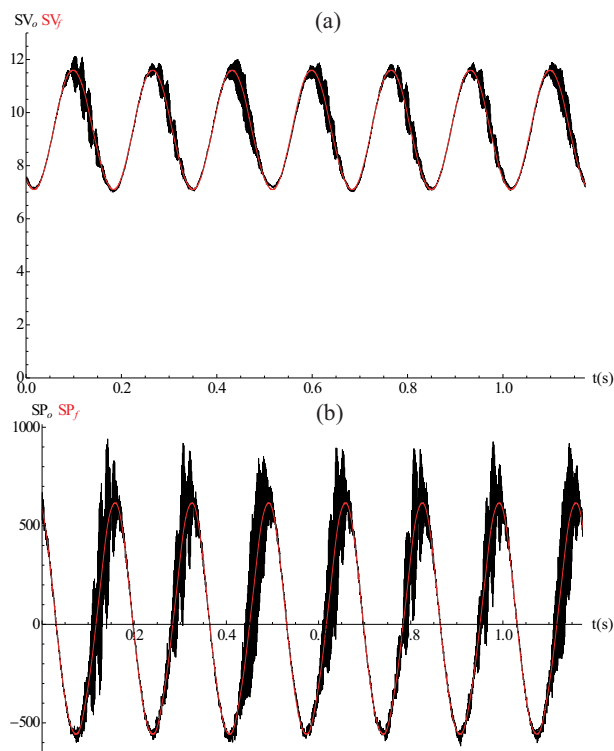


FIGURE 8 – Signaux mesurés pour $U = 20$ m/s et un champ infrasonore à 6 Hz. (a) vitesse à l'entrée $V_o(t)$ (noir) et terme de forçage $V_f(t)$ (rouge) en m/s ; (b) pression acoustique $P_o(t)$ (noir) et terme de forçage $P_f(t)$ (rouge) en Pa.

Nous avons identifié, en utilisant une procédure usuelle sous Mathematica [16], pour chaque signal le terme continu, la porteuse et son premier harmonique sous la forme d'une série de Fourier à trois termes pour la vitesse $V_f(t) = A_0 + A_1 \cos(\omega_f t + \phi_1) + A_2 \cos(2\omega_f t + \phi_2)$, avec $\omega_f = 2\pi 6$ rad/s, $A_0 = 9.34$ m/s, $A_1 = 2.25$ m/s, $\phi_1 = 2.55$ rad, $A_2 = 0.031$ m/s, $\phi_2 = -0.22$ rad et pour la pression $P_f(t) = B_0 + B_1 \cos(\omega_f t + \varphi_1) + B_2 \cos(2\omega_f t + \varphi_2)$, avec $B_0 = 0.87$ Pa, $B_1 = 582.2$ Pa, $\varphi_1 = -5.93$ rad, $B_2 = 33.56$ Pa, $\varphi_2 = -5.9$ rad. Ces composantes de chacun des signaux, tracées en rouge sur la figure (8), ont été ôtées des signaux mesurés. Les signaux corrigés de vitesse $V_c(t)$ et de pression $P_c(t)$ sont tracés sur la figure (9).

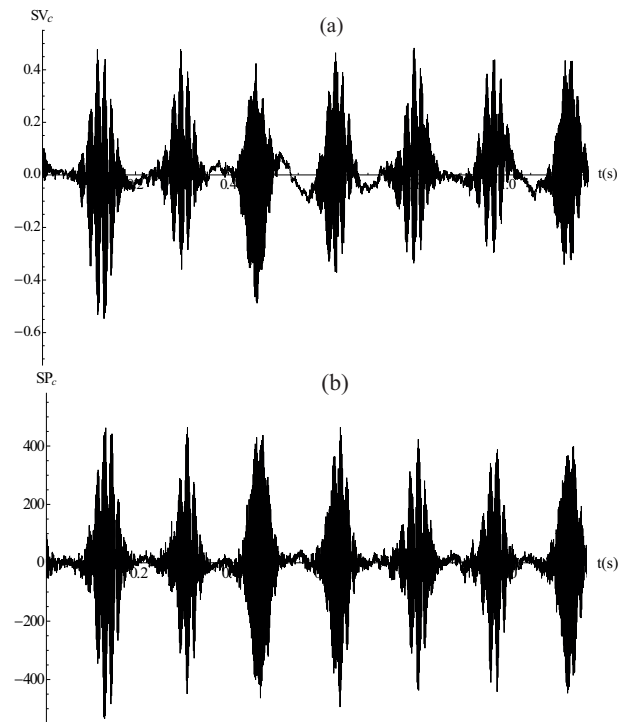


FIGURE 9 – Signaux corrigés pour $U = 20$ m/s et un champ infrasonore à 6 Hz. (a) : vitesse à l'entrée corrigée $V_c(t)$ en m/s ; (b) : pression acoustique corrigée $P_c(t)$ en Pa.

On observe une très forte similitude des résidus. Lorsque l'on procède à une analyse temps-fréquence par transformée de Gabor de fréquence 6 [16], l'identité des signaux est remarquable au point qu'il est difficile de distinguer des différences comme on peut l'observer sur la figure (10). Les signaux présentent une structure temporelle remarquable : chaque paquet d'onde aux alentours de 700 Hz est séparé de son proche voisin d'une durée de $1/6$ s correspondant à la période du signal de forçage infrasonore et est composé d'une succession régulière de composantes élémentaires séparées d'environ 0,013 s.

En analysant plus finement ces résultats, nous avons noté que les signaux de pression étaient synchronisés avec les signaux de vitesse mais systématiquement décalés d'un peu moins de 0,007 s. Pour confirmer ces décalages, nous avons calculé la corrélation sur une longue durée du signal de vitesse $V_c(t)$ avec une version décalée temporellement du signal de pression $P_c(t + \tau)$. Pour ce faire, nous avons calculé le coefficient de corrélation de Pearson r [16] en utilisant 2^{17} échantillons temporels en faisant varier le décalage temporel τ sur 1 s. Le résultat est présenté sur la figure (11). La figure du haut représente le coefficient de corrélation

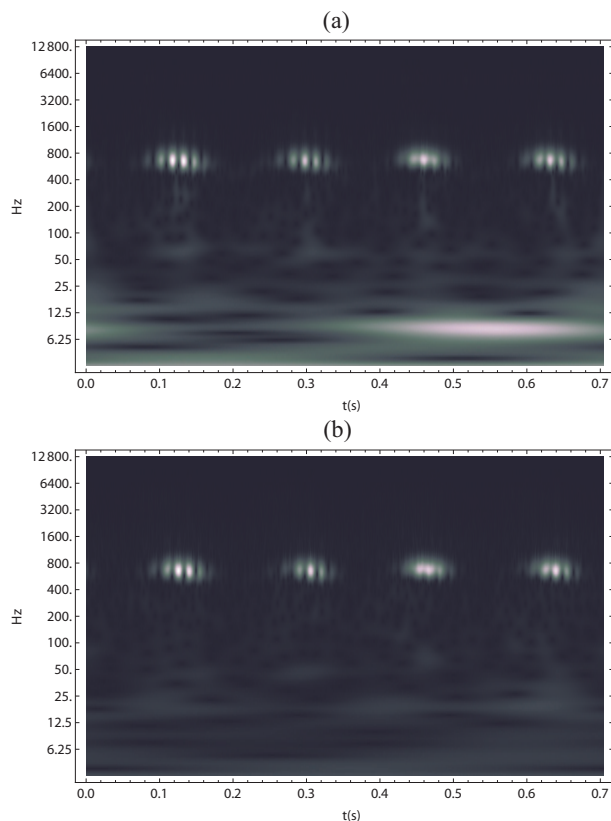


FIGURE 10 – Transformées de Gabor des signaux corrigés pour $U = 20$ m/s et un champ infrasonore à 6 Hz. (a) : vitesse à l’entrée corrigée $V_c(t)$; (b) : pression acoustique corrigée $P_c(t)$.

pour un décalage d’une durée de 1 seconde. On observe six paquets distincts indiquant une similitude des ondes émises sur chaque cycle (imposé par le signal infrasonore à 6 Hz) d’émission des paquets sonores. La figure du bas est simplement le détail du premier dixième de seconde. On note que la corrélation fluctue à 669 Hz ce qui correspond au sifflement résiduel.

Le diamant rouge marque le maximum de corrélation qui avoisine ici $|r| = 0,82$, cette valeur, compte-tenu des contraintes expérimentales et des traitements des signaux effectués (la corrélation a été calculée sur des signaux auxquels ont été ôtés le terme continu ainsi que les deux premières harmoniques du signal infrasonore) indique une très forte identité des signaux. Ce maximum de corrélation est obtenu en $\tau = 0,0062$ s. Ce temps correspond très précisément au “temps de vol” d’une onde se propageant à 300 m/s entre l’entrée du tuyau (où se situe la prise de mesure du signal de vitesse) et la sortie du tuyau (où se situe la prise de mesure du signal de pression) située à 2 m.

Ceci confirme que la source à l’origine du bruit du tuyau est située au voisinage immédiat de l’entrée du tuyau.

Ainsi que nous l’avons noté précédemment, chaque paquet d’onde aux alentours de 700 Hz est composé d’une succession régulière de composantes élémentaires séparées d’environ 0,013 s, ce qui correspond à peu près à deux fois le temps de vol entre l’entrée et la sortie de la conduite. Chacune d’elle présente une intensité qui augmente jusqu’à ce qu’elle atteigne un maximum et diminue après ce maximum. L’explication est qu’une fluctuation de pression est émise par l’interaction entre l’écoulement tourbillonnaire et une cavité proche de l’entrée. Elle se propage vers

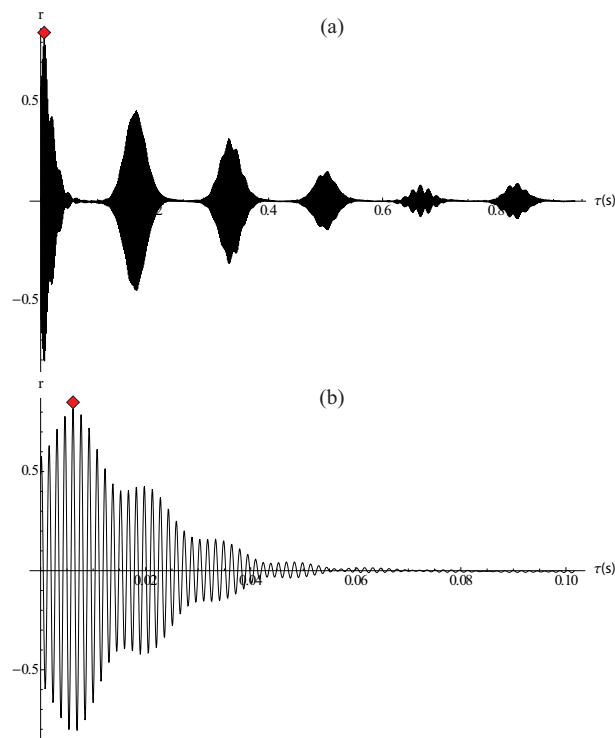


FIGURE 11 – Coefficient de corrélation de Pearson r entre $V_c(t)$ et $P_c(t + \tau)$ pour $U = 20$ m/s et un champ infrasonore à 6 Hz. (a) : délai $\tau = 1$ s; (b) : délai de $\tau = 0,1$ s.

l’extrémité de sortie, à une vitesse apparente de 300 m/s (en prenant 0,0065s pour atteindre la sortie). Cette fluctuation est partiellement réfléchi et se rétropropage vers l’entrée, se réfléchit à nouveau, augmentant en intensité par couplage avec la source d’entrée, et ainsi de suite, jusqu’à ce que la source d’entrée s’annule en raison de la diminution de la vitesse d’écoulement. Après cela, le paquet d’ondes continue à se réfléchir aux deux extrémités du tuyau mais en perdant une partie de son énergie par rayonnement sonore et donc en diminuant en amplitude à chaque réflexion.

5 Conclusion

L’analyse des résultats expérimentaux qui a été menée ici sur un dispositif dédié a permis de montrer que

- le sifflement est causé par des sources situées à l’entrée du tuyau ;
- que ces sources induisent des fluctuations de pression qui se propagent à la vitesse des ondes dans le tuyau ;
- les réflexions successives aux extrémités du tuyau amplifient les fluctuations de pression ;
- la modulation basse fréquence de l’écoulement limite l’émission des fluctuations de pression.

Pour essayer de mieux comprendre l’interaction entre l’écoulement et l’amont du tuyau à l’origine du sifflement, nous avons procédé à une visualisation de l’écoulement, par caméra rapide à 4 000 images par seconde, synchronisée au signal acoustique mesuré à proximité de l’amont. Nos premiers résultats montrent que l’impact des grosses structures tourbillonnaires qui prennent naissance dans la *veina contracta* avec le bord aval de la première corrugation correspond presque exactement aux extrema de la pression

acoustique comme le montre l'exemple de la figure (12). Sur cette figure, l'image de gauche montre l'écoulement pris à mi-hauteur de la corrugation à l'entrée du tuyau pour une vitesse d'écoulement de 17 m/s. La fréquence du sifflement du tuyau est voisine de 517 Hz et correspond au mode 7 ; l'image de droite présente le signal sonore mesuré à proximité immédiate de la corrugation amont (à 6 cm en aval de celle-ci) synchronisé avec l'image de gauche ; le point rouge correspondant au début de l'acquisition, d'une durée de 1/10 000 s, de l'image.

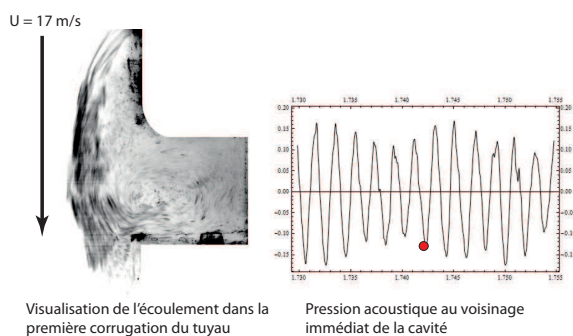


FIGURE 12 – Visualisation par caméra rapide de l'écoulement à l'entrée du tuyau (gauche) synchronisée au champ de pression à proximité (droite) pour un écoulement à 17 m/s.

De nombreux aspects restent encore à valider. Tout d'abord, nous devons confirmer que la fluctuation de pression sonore est bien initiée par l'impact des grosses structures tourbillonnaires avec les corrugations amont. En outre, même si de nombreux modes sont détectés dans nos expériences comme le montre la figure (6), ce n'est qu'au delà de 17 m/s (excitation du mode 7) que le signal acoustique dans le tuyau atteint des niveaux significatifs (> 100 dB) et l'origine de cette brutale amplification n'est pas claire. Enfin, si l'établissement du sifflement par superposition des réflexions des fluctuations de pression aux extrémités du tuyau permet d'expliquer la mise en place du sifflement, il reste à valider que ceci reste valable lorsque la longueur du tuyau est très grande.

De plus, même si le niveau de pression sonore induit par le champ acoustique infrasonore est très élevé, les modifications significatives qu'il apporte à la structure du champ sonore à l'intérieur du tuyau permettent d'envisager, en contrôlant plus finement la fréquence du signal et son niveau, de limiter le sifflement induit dans le domaine audible.

Remerciements

Cette étude a pu être menée avec le soutien de l'Institut Carnot STAR par l'intermédiaire du projet CREATUCE. Les auteurs remercient le personnel technique de l'IRPHE pour leur aide lors de la conception et la réalisation du dispositif expérimental.

Références

- [1] L. H. Cadwell, Singing corrugated pipes revisited. *Am. J. Phys* **62**, 224-227 (1994).
- [2] F. S. Crawford, Singing corrugated pipes. *Am. J. Phys* **42**, 278-288 (1974).
- [3] J.W. Elliott, Corrugated Pipe Flow. *Lecture Notes on the Mathematics of Acoustics*, edited by M. C. M. Wright, Imperial College Press, London, **Chapter 11** (2005).
- [4] J. Golliard, D. Tonon and S. P. C. Belfroid, Experimental investigation of the source locations in whistling short corrugated pipes, *Proc. of the ASME 2010 3rd joint US-European Fluid Eng. summer meeting. Montreal Canada. Paper FEDSM-ICNMM2010-30732*, 2-4 (2010).
- [5] M. S. Howe, *Acoustics of fluid-structure interactions*, Cambridge Monographs on Mechanics, Cambridge University Press (1998).
- [6] V. F. Kop'ev, M. A. Mironov and V. S. Solntseva, "Sound generation, amplification and absorption by air flow through waveguide with periodically corrugated boundary", in *Proceedings of Forum Acusticum, Budapest, Hungary* (2005).
- [7] U.R. Kristiansen and G. A. Wiik, Experiments on sound generation in corrugated pipes with flow. *J. Acoust. Soc. Am* **121**, 337-1444 (2007).
- [8] U.R. Kristiansen, P-O. Mattei, C. Pinhede and M. Amielh, Experimental study of the influence of low frequency flow modulation on the whistling behavior of a corrugated pipe, *J. Acoust. Soc. Am.* **130**, 1851-1855 (2011).
- [9] U. Kristiansen, D. Mazzoni and A. B. Krogvig, Aeroacoustic investigation of a flow pipe with a small cavity using the lattice Boltzmann method. *Proceedings of the 35th Scandinavian Symposium on Physical Acoustics, Geilo, Norway* (2012).
- [10] G. Nakiboglu, H.B.M. Manders and A. Hirschberg, Aeroacoustic power generated by a compact axisymmetric cavity : Prediction of self-sustained oscillation and influence of the depth, *J. Fluid. Mech.* **703** 163-191 (2012).
- [11] A. M. Petrie and I. D. Huntley, The acoustic output produced by a steady airflow through a corrugated duct. *J. Sound Vib* **70**, 1-9 (1980).
- [12] A.D. Pierce, *Acoustics. An Introduction to its Physical Principle and Applications*. McGraw-Hill Book Company (1981).
- [13] B. Rajavel and M.G. Prasad, Acoustics of Corrugated Pipe : A Review *emphAppl. Mech. Rev.* **65**, 050000-1-23 (2013).
- [14] S. Serafin and J. Kojs, The voice of the dragon : A physical model of a rotating corrugated tube, *Proceedings of the Sixth International Conference on Digital Audio Effects, DAFex-03, London* 8-11 (2003).
- [15] G. Nakiboglu, O. Rudenko and A. Hirschberg, Aeroacoustics of swinging corrugated tube : Voice of the Dragon, *J. Acoust. Soc. Am.* **131**, 749-765 (2012).
- [16] S. Wolfram, *Wolfram Mathematica 9*. Wolfram Research Inc (2012).