

Analyse expérimentale d'un riser industriel

Pierre-Olivier Mattei

AMU, CNRS, ECM, LMA
8, rue Enrico Fermi
13013 Marseille
E-mail : mattei@lma.cnrs-mrs.fr

Muriel Amielh

AMU, CNRS, ECM, IRPHE
49, rue Joliot Curie
13384 Marseille CEDEX 13

Jean-Philippe Roques, Alexandre Karnikian, Gaëtan Galeron

TOTAL SA
Tour Coupole
2, place Jean Miller
La Défense 6
92078 Paris La Défense

Matthieu Décuupère, David Charliac

TechnipFMC
Rue Jean Huré
76580 Le Trait

Le champ acoustique induit par un écoulement dans un tuyau corrugué est étudié depuis longtemps. Un regain d'intérêt s'est manifesté en lien avec le développement de l'exploitation de gisements de gaz en haute mer utilisant de grandes longueurs de riser pour le transport gazier. Sur de telles installations, le phénomène peut entraîner une défaillance de l'équipement adjacent aux risers. Dans ce cadre, un test a été effectué dans un tuyau flexible de 6 pouces de diamètre interne et de 18 mètres de longueur. Ce riser était équipé de manchettes en amont et en aval sur lesquelles étaient fixés des capteurs de vitesse par fil chaud, des capteurs de température, des capteurs de pression ainsi que des microphones. Une série d'essais a été conduite pour des pressions internes et des vitesses d'écoulements variées. Nous avons observé que les signaux mesurés en condition de sifflement présentaient des fluctuations significatives tant temporelles que fréquentielles. Nous avons pu montrer que ces dernières étaient liées à la géométrie du riser. En outre, ces analyses ont permis de montrer que le sifflement observé existait aux fréquences acoustiques transverses du riser tout en se propageant à la vitesse de convection de l'écoulement.

Le champ acoustique induit par un écoulement dans un tuyau corrugué (ou riser) a été étudié depuis longtemps [1-2]. Cette problématique a connu un regain d'intérêt récent du fait du développement de l'exploitation du gaz offshore qui utilise des risers de grande dimension pour le transport de gaz [3]. Sur de telles installations, le phénomène peut entraîner une défaillance de l'équipement adjacent aux risers. Dans ce cadre, un test conjoint de FLIP (Flow-Induced Pulsations) impliquant TOTAL E&P, IRPHE, LMA et TechnipFMC a été réalisé fin 2016 au CESAME de Poitiers (France). L'essai a été effectué dans un riser TechnipFMC de 15,24 cm de diamètre interne et de 18 mètres de longueur. La série d'expériences menées visait à observer le phénomène de FLIP sur un riser industriel sous différentes configurations expérimentales de pressions internes et de débits.

Une analyse temps-fréquence des signaux issus de ces tests ainsi qu'une étude de corrélation entre les différents capteurs ont permis de mettre en évidence que les signaux mesurés dans le riser en condition de sifflement

possèdent des fluctuations temporelles et fréquentielles significatives. Nous avons été en mesure de corréler ces fluctuations de fréquence à la géométrie interne du riser. En outre, ces analyses ont permis de montrer que le sifflement existe aux fréquences acoustiques transversales (c'est-à-dire se propageant à la vitesse acoustique) du riser tout en se propageant à la vitesse de convection de l'écoulement.

Dispositif expérimental

Cette expérience a été réalisée au CESAME de Poitiers (France). Le tuyau de 18 mètres de long est raccordé en amont à un réservoir de 200 m³ rempli d'air sous pression à 200 bars et en aval à une vanne de contre-pression permettant de contrôler la pression statique interne. La série d'essais a été réalisée pour des pressions internes variant de 1 bar à 42 bars et pour une vitesse d'écoulement variant de 5 m/s à 80 m/s.

Du fait de l'impossibilité de prendre des mesures sur le riser lui-même, celui-ci a été équipé à chacune de ses extrémités de manchettes de mesure. Une photographie de la manchette aval est présentée sur la figure 1. Sur chacune des manchettes étaient fixés un capteur de vitesse Dantec à fil chaud, une sonde de température, un capteur de pression et trois microphones sonde GRAS séparés de 0,4 m et 0,5 m (voir la figure 2). Les microphones étaient montés affleurant à la surface interne de la manchette. Tous les signaux ont été numérisés à l'aide d'un analyseur multicanal synchrone NetDB (01dB-Metra-vib) à une fréquence d'échantillonnage de 25 600 Hz.

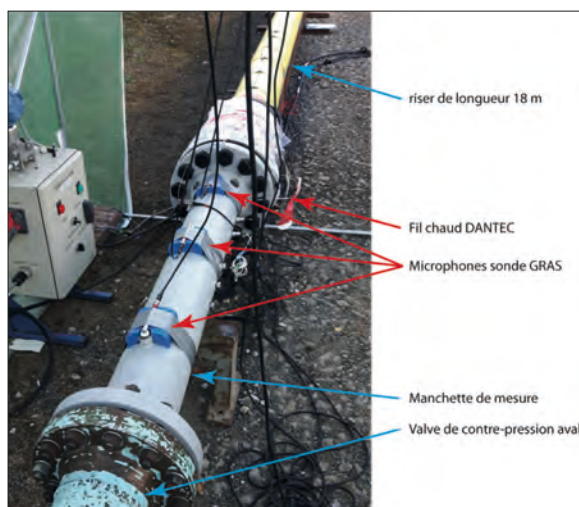


Fig. 1 : La manchette aval équipée

Pour chaque essai, la vitesse de l'écoulement à l'intérieur du tuyau a été augmentée par paliers jusqu'à la valeur maximale désirée, puis maintenue constante avant de décroître rapidement peu avant la fin de l'enregistrement afin de permettre des enregistrements de longue durée. La durée de chaque test est voisine de 10 minutes. Dans l'expérience analysée ici, le riser commençait à siffler pour une vitesse d'écoulement d'environ $V_0 = 60$ m/s. Une première analyse des signaux enregistrés a révélé que pendant le sifflement le fort champ acoustique (170 dB SPL) à l'intérieur du riser était associé à des fréquences proches des résonances acoustiques transversales du tuyau. Celles-ci, pour une température de 9° et une vitesse d'écoulement de 70 m/s, sont approximativement 1 270 Hz, 2 110 Hz et 2 640 Hz pour un riser de rayon intérieur constant $R = 7,62$ cm. Une analyse plus fine a mis en évidence que ce champ sonore se caractérise par des fluctuations significatives en temps, en amplitude et en fréquence.

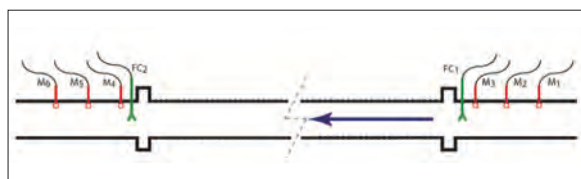


Fig. 2 : Dispositif de mesure

Nous avons analysé ces signaux en utilisant une transformée temps-fréquence Gabor, une analyse par transformée de Hilbert autour de chaque résonance du riser et enfin une analyse de corrélation entre les microphones aval afin de mieux comprendre la nature du sifflement.

Dans toute l'analyse qui suit, la vitesse maximale d'écoulement a varié entre 50 m/s au début de l'enregistrement et jusqu'à 70 m/s (à $t = 550$ s) et la pression interne était voisine de 1,5 bar. Plus précisément, entre l'amont et l'aval du fait d'une chute de pression d'environ 0,3 bar, causée par les pertes de charges, nous avons estimé une augmentation de la vitesse d'environ 8 %. Pour cette expérience qui a duré près de 600 s, le sifflement du riser a débuté à $t = 343$ s, lorsque la vitesse a dépassé les 60 m/s.

Analyse temps-fréquence

Une analyse temps-fréquence par ondelettes de Gabor est présentée dans la figure 3. Cette analyse a été effectuée sur cinq secondes du signal enregistré sur le microphone 4, qui est le microphone le plus proche du bord de la manchette aval, au moment du maximum du sifflement du riser. Le signal montre que le spectre du sifflement est concentré autour des premiers modes du riser avec une prédominance marquée de la composante centrée sur le premier mode au voisinage de 1 270 Hz. Il est également évident que ce sifflement montre de fortes variations d'amplitude au cours du temps ainsi que de plus faibles variations en fréquence au cours du temps.

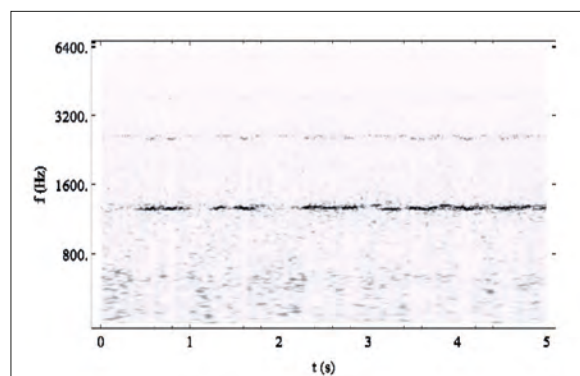


Fig. 3 : Analyse en ondelettes pendant la phase de sifflement enregistrée sur le microphone N° 4

Pour voir ceci plus clairement, on estime la fréquence instantanée du signal [4]. Pour ce faire, on calcule la transformée de Hilbert du signal filtré autour du premier mode et des deuxième et troisième modes afin de construire le signal analytique correspondant qui permet de calculer la phase du signal et d'en déduire par dérivation la fréquence. Afin de fixer les idées, nous rappelons ci-après le principe de cette méthode. À chaque instant, on suppose que le signal $\varphi(t)$ est de la forme $\varphi(t) = A(t) \cos(\varphi(t))$, où $A(t)$ est l'amplitude du signal que l'on suppose varier lentement et où $\varphi(t)$ est la phase du signal qui contient les variations hautes fréquences du signal. La transformée de Hilbert de ce signal $y(t)$ est alors donnée par $y(t) = A(t) \sin(\varphi(t))$. On forme alors le signal analytique $s(t) = x(t) + i y(t)$, où $i^2 = -1$.

Le signal analytique est alors $s(t) = A(t) \text{Exp}(i\varphi(t))$ et la fréquence instantanée $f(t)$ est donnée par la dérivée temporelle de la phase $\varphi(t)$: $f(t) = 1/(2\pi) d\varphi(t)/dt$.

On présente sur la figure 4 l'amplitude et la fréquence instantanées pendant la phase de sifflement enregistrées sur le microphone N° 4 pour le signal filtré autour du premier mode transverse du tuyau (filtre passe bande entre 800 Hz et 1 600 Hz). Afin de mieux visualiser les fluctuations d'amplitude et de fréquence, nous avons extrait une portion du signal de la figure 3 de 0,1 s. Afin d'en faciliter la lecture, l'amplitude a été normalisée par le maximum enregistré pendant cet intervalle et la courbe est tracée avec une intensité du gris correspondant à son amplitude. Cela aide à voir que l'amplitude et la fréquence varient significativement, même sur ce court intervalle de temps. Il faut remarquer que les plus fortes fluctuations de fréquence se produisent pour les amplitudes les plus faibles et ne sont pas significatives du fait d'un bruit de fond non négligeable.

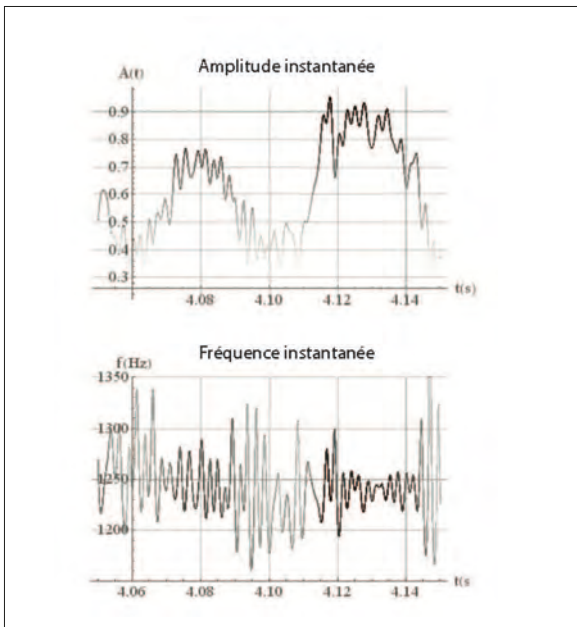


Fig. 4 : Amplitude et fréquence instantanées pendant la phase de sifflement enregistrées sur le microphone N° 4 pour le signal filtré autour du premier mode transverse du tuyau (filtre passe bande entre 800 Hz et 1 600 Hz)

Un point important à noter pour la variation de fréquence autour du premier mode que l'on observe sur toutes les portions du signal où l'amplitude est forte (sur l'exemple présenté figure 4, cela correspond à une amplitude normée supérieure à 0,7), est que la fréquence varie dans l'intervalle $f \in [1\ 200 ; 1\ 300]$ Hz. Or les résonances transverses d'un tuyau circulaire de rayon R varient comme l'inverse du rayon et une telle variation de fréquence correspond à une variation de rayon de $R \in [7,4 ; 8,1]$ cm qui correspond précisément à la profondeur de la corrugation.

On observe un comportement semblable au voisinage des deuxième et troisième modes du tuyau. Pour l'illustrer, nous avons extrait de la figure 3 une portion du signal très brève de 0,02 seconde. Le résultat est présenté figure 5.

On note là encore une très forte variation en amplitude et en fréquence du signal. Toutefois, à la différence de la variation fréquentielle du signal qui a été observée autour du premier mode, on ne peut pas expliquer la variation de fréquence par l'évolution du diamètre interne du riser, ici on est confronté à une variation de la fréquence autour des modes à 2 110 Hz et à 2 640 Hz.

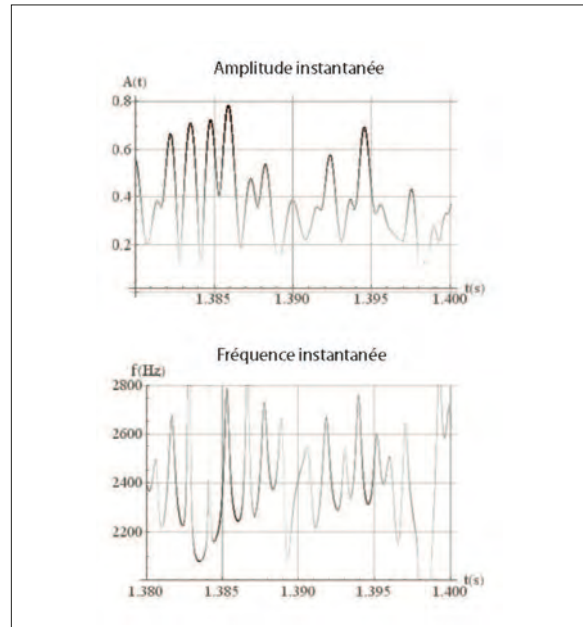


Fig. 5 : Amplitude et fréquence instantanées pendant la phase de sifflement enregistrée sur le microphone N° 4 pour le signal filtré autour des second et troisième modes transverse du tuyau (filtre passe bande entre 1 600 Hz et 3 200 Hz)

Analyse de corrélation

Dans ce qui suit, une analyse de corrélation de Pearson a été effectuée entre deux microphones de la manchette aval parmi les microphones 4, 5 et 6. La séparation était de 40 cm pour les microphones 4 et 5 et de 50 cm pour les microphones 5 et 6. Pour cette analyse, on a calculé la corrélation entre le signal enregistré par le microphone 5 ou 6 et celui enregistré par le microphone 4 ou 5 décalé d'un nombre d'échantillons n , avec $n \in [1, 25\ 600 \times t_a]$, où t_a était la durée d'analyse de corrélation voulue.

Le premier résultat, présenté figure 6, a été obtenu en estimant la corrélation entre les microphones 4 et 5 pour une durée t_a de 50 secondes entre les instants $t = 100$ s et $t = 150$ s, avant le début du sifflement. Pour ce cas, la corrélation oscille à une fréquence proche de 1 500 Hz voisine de la fréquence du premier mode transverse du riser. Même si la corrélation reste faible, deux maxima sont intéressants. Le premier maximum relatif s'observe pour $t_{r1} = 0,12$ ms ; on obtient une longueur estimée ($c_0 t_{r1}$) à partir de la vitesse des ondes, $c_0 = 336$ m/s, de 4 cm du même ordre de grandeur que le pas de corrugation $d_c = 2$ cm. Nous avons estimé de même une longueur ($V_c t_{r1}$) à partir de la vitesse de convection du fluide à la surface de la manchette. La vitesse de convection n'ayant pas été mesurée, nous avons choisi une estima-

tion basée sur le modèle de Corcos qui propose $V_c = 0,7 V_0$, où V_0 est la vitesse mesurée au centre de la veine (mesure au fil chaud). Nous avons obtenu une vitesse de convection $V_c = 48$ m/s. Cette vitesse a conduit à une longueur d'environ 5,8 mm. Cette longueur s'interprète en termes de grandeur caractéristique du problème comme $W + R_{up} = 7$ mm où W est la largeur de la cavité et R_{up} est le rayon de courbure amont de la corrugation qui est une grandeur caractéristique très influente dans le déclenchement du sifflement du riser [5]. Le second maximum intéressant correspond au maximum absolu de corrélation. Le temps au maximum de corrélation $t_{r_{max}} = 0,0014$ s nous permet, à partir de la vitesse des ondes, d'estimer une longueur ($c_0 t_{r_{max}}$) de 0,48 m qui correspond à peu près à la distance inter-microphones. De même, nous avons estimé une longueur ($V_c t_{r_{max}}$) à partir de la vitesse de convection du fluide à la surface de la manchette, ici aussi avec $V_c = 48$ m/s, nous obtenons une longueur de 0,07 m sans lien évident avec une grandeur caractéristique du problème.

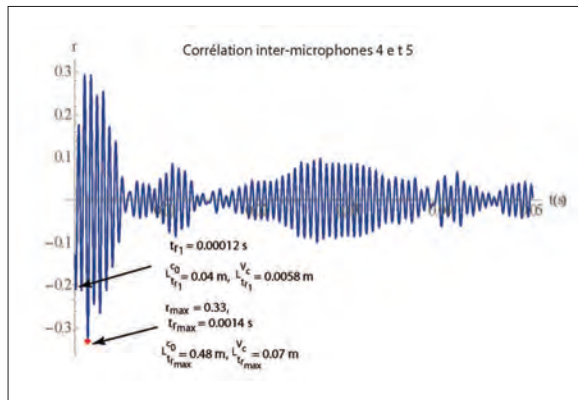


Fig. 6 : Corrélation de Pearson entre les micros 4 et 5 calculée entre les instants $t = 100$ s et $t = 150$ s (hors sifflement) pour le signal filtré autour du premier mode transverse du riser par un filtre passe-bande entre 800 Hz et 1 600 Hz

Le second résultat, présenté figure 7, est obtenu en estimant la corrélation lorsque le riser est à son maximum de sifflement entre les microphones 4 et 5 pour une durée t_a de 50 secondes entre les instants $t = 400$ s et $t = 450$ s. Pour ce cas, la corrélation oscille à une fréquence de 1 287 Hz voisine de la fréquence du premier mode transverse du riser.

Ici encore, deux maxima sont intéressants. Le premier maximum relatif s'observe pour $t_{r1} = 0,28$ ms, on obtient une longueur estimée ($c_0 t_{r1}$) de 9 cm difficile à interpréter en termes de grandeur caractéristique du problème. Nous avons estimé de même une longueur ($V_c t_{r1}$) avec une vitesse de convection $V_c = 55$ m/s, nous obtenons une longueur d'environ 1,5 cm ce qui correspond à peu près au pas de corrugation $d_c = 2$ cm. Pour ce cas encore, le second maximum intéressant correspond au maximum absolu de corrélation r_{max} . Ce maximum de corrélation $r_{max} = 0,82$, ce qui est plutôt bon eu égard aux conditions de mesure, est obtenu après 11 oscillations (soit 22 maxima relatifs) ; la distance inter-microphones étant de 0,4 m, on remarque qu'avec $0,4/22 = 1,8$ cm, le maximum de corrélation est obtenu lorsque l'espacement inter-microphone correspond à peu près à un multiple entier du pas de corrugation.

De plus, le temps au maximum de corrélation $t_{r_{max}} = 0,0082$ s nous permet d'estimer une longueur ($c_0 t_{r_{max}}$) à partir de la vitesse des ondes de 2,71 m sans lien avec une dimension caractéristique du problème. De même, nous avons estimé une longueur ($V_c t_{r_{max}}$) à partir de la vitesse de convection du fluide à la surface de la manchette $V_c = 55$ m/s, nous obtenons une longueur de 0,44 m qui est du même ordre de grandeur que la distance inter-microphones.

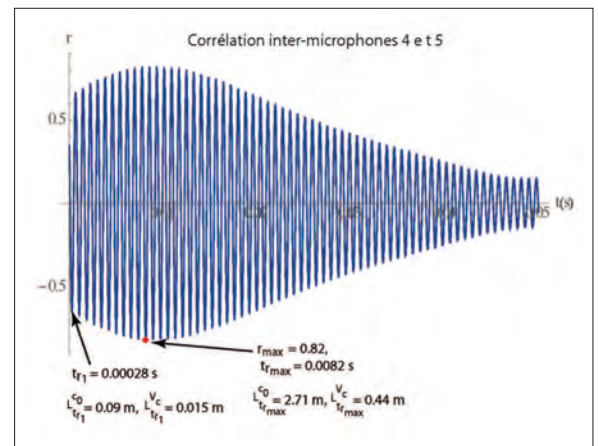


Fig. 7 : Corrélation de Pearson entre les micros 4 et 5 calculée entre les instants $t = 400$ s et $t = 450$ s (le riser siffle très fortement) pour le signal filtré autour du premier mode transverse du riser par un filtre passe-bande entre 800 Hz et 1 600 Hz

Ces remarques nous conduisent à penser que, si les corrugations jouent un rôle dominant dans la production du sifflement, celui-ci est composé d'un signal se propageant à la vitesse des ondes, une onde sonore classique, superposé à un signal se propageant à la vitesse de l'écoulement, un pseudo-bruit de niveau bien plus intense que l'onde primaire (on rappelle que le niveau mesuré avoisine les 170 dB) et dont la fréquence est contrôlée par la géométrie interne du riser.

Afin d'affiner ces résultats, nous calculons pour toute la durée de l'expérience la corrélation entre les micros 4 et 5 sur un intervalle $t_a = 1$ s. Nous nous intéressons aux deux maxima de corrélation identifiés. La vitesse et les longueurs identifiées pour le premier maximum de corrélation sont présentées dans la figure 8. La vitesse et les longueurs identifiées pour le maximum absolu de corrélation sont présentées dans la figure 9. Pour chacune de ces figures, les courbes ont été lissées par une moyenne mobile à quatre points.

Tant pour la figure 8 que pour la figure 9 la corrélation ne devient significative qu'à partir de l'instant auquel le riser se met à siffler, qui était $t = 343$ s pour l'expérience considérée.

Les résultats de la figure 8 montrent que la vitesse de propagation du signal au premier maximum semble confondue avec la vitesse de convection V_c et que la longueur caractéristique est le pas de corrugation et ce, que le riser siffle ou pas. Les résultats présentés dans la figure 9 révèlent un comportement un peu plus complexe. Hors sifflement, le signal se

Fig. 8 : Analyse de corrélation entre les micros 4 et 5. (a) corrélation au premier maximum ; (b) vitesse identifiée par la distance inter-microphones divisée par le temps le temps identifié au premier maximum. (c) longueur identifiée par la vitesse de convection multipliée le temps le temps identifié au premier maximum. (d) longueur identifiée par la vitesse des ondes multipliée le temps le temps identifié au premier maximum

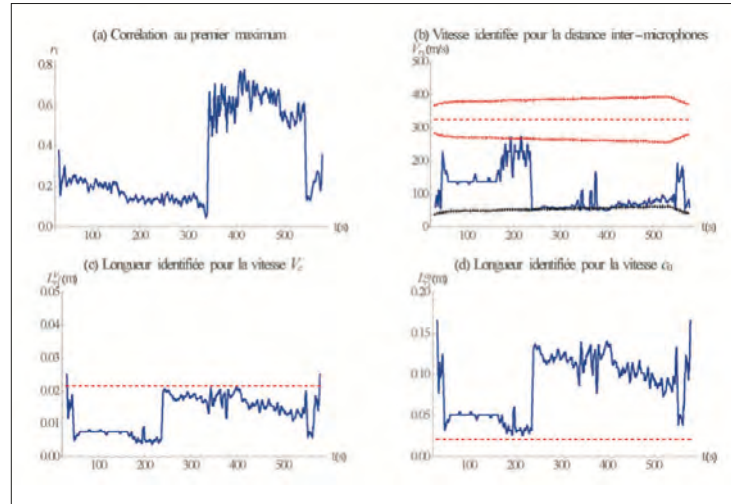
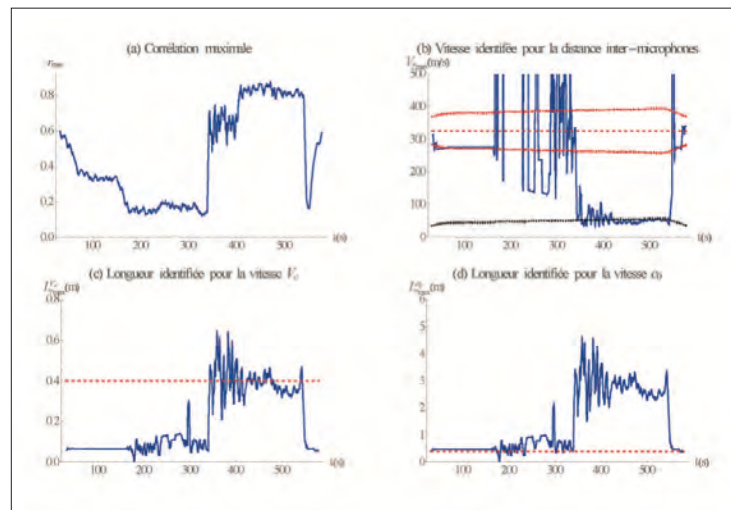


Fig. 9 : Analyse de corrélation entre les micros 4 et 5. (a) corrélation au maximum absolu ; (b) vitesse identifiée par la distance inter-microphones divisée par le temps le temps identifié au maximum absolu. (c) longueur identifiée par la vitesse de convection multipliée le temps le temps identifié au maximum absolu. (d) longueur identifiée par la vitesse des ondes multipliée le temps le temps identifié au maximum absolu



propage à la vitesse des ondes : cela se voit clairement sur les figures 9-(b) et 9-(d), jusqu'à $t = 350$ s qui correspond au début du sifflement. La vitesse identifiée est à peu près celle des ondes et la longueur identifiée par la vitesse des ondes multipliée par le temps identifié au maximum absolu est celle de la distance inter-microphones. Par contre, en sifflement, le signal se propage à la vitesse de convection : cela se voit clairement sur les figures 9-(b) et 9-(c), à partir de $t = 350$ s, la vitesse identifiée est à peu près la vitesse de convection et la longueur identifiée par la vitesse de convection multipliée par le temps identifié au maximum absolu est celle de la distance inter-microphones.

L'interprétation la plus naturelle est de considérer que le signal acoustique a existé dans toute l'expérience et qu'il a dominé les mesures microphoniques hors sifflement et qu'en sifflement, le pseudo-bruit, qui se propage à la vitesse de l'écoulement, a dominé le signal qui a été mesuré par les microphones.

Conclusion

Dans un tuyau corrugué, lors de l'écoulement d'un gaz, la pression fluctuante que nous avons mesurée par les microphones placés en paroi de celui-ci peut être vue comme une combinaison d'un champ acoustique à des

fréquences proches des résonances internes du tuyau et d'un pseudo-bruit induit par la turbulence.

Hors sifflement, la pression fluctuante est dominée par le champ acoustique

Le fort sifflement interne au riser est dominé par le pseudo-bruit dont l'augmentation est causée par une rétroaction du champ acoustique interne sur les tourbillons produits par la corrugation.

Pendant le sifflement, le spectre du pseudo-bruit est dominé par des fréquences proches de celles des résonances acoustiques internes.

Références bibliographiques

- [1] W. Burstyn, Eine neue Pfeife (a new pipe), Z. Tech. Phys. Leipzig 3, 179-180, 1922
- [2] P. Cermak, Über die Tonbildung bei Metallschläuchen mit eingedrücktem Spiralgang (On the sound generation in flexible metal hoses with spiralling grooves), Phys. Z. 23, 394-397, 1922
- [3] B. Rajavel and M.G. Prasad, Acoustics of corrugated pipes : A review, Appl. Mech. Rev. 65, 050000/1-050000/24, 2013
- [4] B. Boashash, Estimating and interpreting the instantaneous frequency of a signal, Parts 1 and 2, Proc. IEEE 80 (4), 520-568, 1992
- [5] G. Nakiboglu, Aeroacoustics of corrugated pipes, Eindhoven : Technische Universiteit Eindhoven. DOI : 10.6100/IR729798, 2012