



## **Mesure de champs acoustiques par holographie optique numérique : Applications à la thermoacoustique**

G. Penelet, M. Leclercq, T. Wassereau et P. Picart  
LAUM CNRS UMR 6613, Université du Maine, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France  
[guillaume.penelet@univ-lemans.fr](mailto:guillaume.penelet@univ-lemans.fr)

Depuis les travaux fondateurs de Gabor en 1948, l'holographie a connu un large essor, qui a notamment mené au développement de nouveaux procédés de mesure optiques. Depuis quelques années, les techniques de mesure par interférométrie holographique sont en développement constant (du fait notamment de l'avènement des caméras rapides) et sont assez couramment utilisées dans divers champs disciplinaires (mécanique des fluides, vibrations ...). En revanche, peu d'études ont été consacrées à l'utilisation de l'holographie optique pour la mesure de champs acoustiques. L'objectif de ces travaux consiste en la mise en oeuvre de l'holographie pour la mesure de champs sonores, par la mesure des variations d'indice optique associées au processus acoustique. Après une brève présentation du procédé de mesure et du montage expérimental, nous présenterons des résultats expérimentaux obtenus lors du déclenchement des auto-oscillations acoustiques dans un moteur thermoacoustique à ondes stationnaires, et nous montrerons que dans ce cas précis, l'holographie peut apporter un éclairage complémentaire à celui d'autres techniques de mesure éprouvées (notamment LDV et PIV), qui doit permettre de mieux comprendre les mécanismes complexes de transport de chaleur instationnaires qui contrôlent la dynamique des régimes transitoires observés dans les machines thermoacoustiques.

## 1 Introduction

Les systèmes thermoacoustiques présentent (ou pourraient présenter) plusieurs avantages sur les systèmes actuellement en usage : simplicité (donc faible coût de production), robustesse (pas de pièces mobiles autres que le fluide oscillant), rendement raisonnable (certaines machines permettent d'atteindre un rendement de l'ordre de 40 % du rendement de Carnot), miniaturisation possible... Ils présentent également un avantage majeur lié au fait qu'il n'utilisent pas de fluides dangereux pour l'environnement. Ces systèmes font donc l'objet de recherches depuis environ 30 ans [1], avec pour espoir qu'ils puissent être en mesure de répondre à certains des défis énergétiques et environnementaux qui doivent être relevés pour le futur.

Les recherches en thermoacoustique ont essentiellement porté jusqu'à nos jours sur l'optimisation, bien souvent empirique, des divers éléments constitutifs des machines thermoacoustiques (choix du fluide de travail, dimensionnement du résonateur, des échangeurs de chaleur, du stack), ainsi que sur l'étude, plus académique, des phénomènes complexes qui prennent place dans ces machines : propagation non linéaire en milieu inhomogène, effets de bords thermiques et aérodynamiques aux extrémités du stack et des échangeurs de chaleur, vent acoustique, turbulence en écoulement oscillant ...

Dans ce domaine où l'analyse expérimentale préalable des phénomènes reste essentielle, bon nombre d'aspects fondamentaux sont encore mal compris de nos jours, et il est utile de développer des techniques de mesures adaptées permettant d'accéder à des informations inaccessibles à la seule mesure microphonique. A cette fin, les techniques de mesure laser de type LDV et PIV ont déjà permis de caractériser finement la complexité des effets de bords à l'extrémité du stack et des échangeurs de chaleur [2] (les techniques de mesure par anémométrie fil chaud/fil froid ont également été mises en oeuvre avec succès pour caractériser ces phénomènes [3]), ou bien encore de mesurer la vitesse du vent acoustique (écoulement redressé généré par les oscillations acoustiques de fort niveau) dans divers systèmes simples [4, 5]. Aussi, c'est dans le cadre du développement de ces techniques de mesure fine que se place le contexte de ces travaux, qui a pour objet la mise en oeuvre de l'holographie optique pour la caractérisation des phénomènes thermoacoustiques, et notamment des effets prenant place à l'extrémité du stack et des échangeurs de chaleur. L'intérêt de la mise en oeuvre de cette technique de mesure repose sur le fait que le mesurande primaire (i.e. une

variation d'indice optique directement liée à une variation de masse volumique) diffère de celui accessible par des techniques LDV ou PIV.

L'objectif des travaux présentés dans cet article consiste donc en la mise en oeuvre de l'interférométrie optique pour la caractérisation des variations de masse volumique induites par les oscillations acoustiques à proximité de l'extrémité chaude du stack d'un moteur thermoacoustique à ondes stationnaires, lors du régime transitoire de déclenchement et de saturation de l'instabilité thermoacoustique. Nous espérons qu'à terme ces travaux permettront de mieux comprendre la complexité des transports de masse et de chaleur qui y prennent place, et qui sont responsables de la dynamique complexe d'évolution de l'amplitude des auto-oscillations au dessus du seuil de déclenchement.

## 2 Dispositif expérimental

Une photographie du dispositif étudié est présentée sur la figure 1. Le système est constitué d'un tube en verre (diamètre interne de 52 mm, longueur de 49 cm) ouvert à une extrémité, et fermé par un bouchon rigide (muni d'un microphone affleurant) à l'autre extrémité. A l'intérieur de ce tube est placé un "stack", i.e. un matériau en céramique de cordiérite d'une longueur de 48 mm et de diamètre 52 mm, constitué d'une multitude de pores carrés d'arête 0.9 mm. Un fil chauffant est enroulé sur l'extrémité de ce stack faisant face à la partie fermée du guide d'onde. La résistance chauffante est alimentée par une source courant tension stabilisée, permettant ainsi de générer un gradient de température le long du stack. Au delà d'une certaine valeur seuil de la puissance de chauffage, une instabilité prend place, qui se traduit par la génération d'une onde acoustique auto-entretenu de fort niveau à la fréquence du mode acoustique le plus instable (c'est à dire ici celle du mode "quart d'onde" pour lequel la longueur d'onde acoustique correspond approximativement à quatre fois la longueur du tube). Ce système d'une géométrie très simple présente cependant une grande complexité dans son fonctionnement dès lors que l'instabilité thermoacoustique prend place, ce qui est notamment visible lorsque l'on observe la dynamique du transitoire menant au régime établi. En effet, suivant la position du stack et la puissance de chauffage fournie, le système peut en effet atteindre un régime stable après un transitoire caractérisé par un "overshoot" de la pression acoustique avant sa stabilisation finale ou bien atteindre un régime plus complexe de déclenchement et

arrêt périodiques et spontanés [6, 7]. A l'heure actuelle, le(s) mécanisme(s) responsable(s) de la transition depuis un régime stable (amplitude de pression constante en régime stationnaire) vers un régime instable de déclenchement et arrêt périodique n'est pas clairement identifié, et seules quelques indications expérimentales laissent à penser que ce processus complexe pourrait être lié à des mécanismes de transport de chaleur induits par l'onde acoustique, et opérant avec un temps caractéristique significativement différent du temps caractéristique d'amplification des auto-oscillations acoustiques. Reste que pour l'heure, les rôles respectifs des différents mécanismes responsables des transport non linéaires de masse et de chaleur - à savoir le pompage de chaleur thermoacoustique, la convection forcée générée par le vent acoustique, ou bien encore les effets de bords aérodynamiques et thermique prenant place aux extrémités du stack - ne sont pas identifiés. Ainsi, une analyse expérimentale du transitoire par holographie pourrait permettre de mieux comprendre la physique du problème considéré, et c'est donc l'objectif des travaux présentés ci-après. Pour ce faire, les variations d'indice aux échelles de temps longues (temps caractéristique de diffusion thermique) et courtes (période acoustique) sont donc mesurées par holographie sur une fenêtre de mesure située à proximité du côté chaud du stack, là où les gradients de température sont les plus élevés.

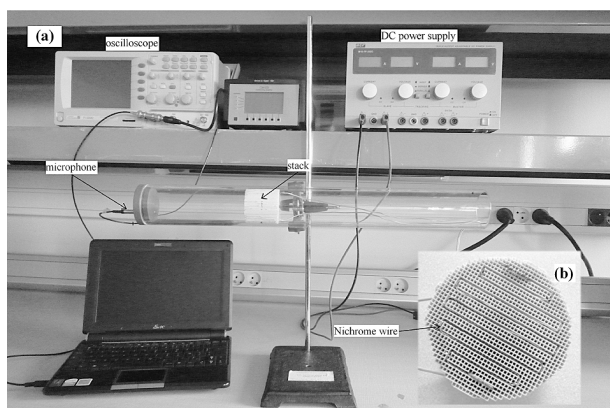


FIGURE 1: Photographie du système étudié (d'après [6]).

Le montage holographique réalisé est un montage de Fresnel hors axe classique, représenté schématiquement sur la Fig. 2. Il est composé de deux bras : le bras d'illumination (bras 1), et le bras de référence (bras 2). Les deux bras sont issus de deux faisceaux lasers à des longueurs d'onde de 532 et 660nm, qui se rejoignent en un seul faisceau. Ce faisceau passe dans une lame polarisante avant d'être séparé à l'aide d'un cube polarisant. Les deux bras passent ensuite au travers d'un filtre spatial, composé d'un objectif de microscope ( $\times 20$ ) et d'un trou de 20 microns de diamètre, puis les deux faisceaux interfèrent au niveau du cube 50/50 situé devant les capteurs (caméras). Le premier capteur utilisé est une caméra 3-CCD Hamamatsu, composée de 3 matrices CCD de  $1360 \times 1024$  pixels, d'une taille de  $6,45 \mu\text{m}$ . Chaque CCD permet d'enregistrer de manière indépendante le rouge, le vert et le bleu avec une bonne séparation des couleurs. Sa vitesse d'acquisition maximale est de 8 images par secondes. Le second capteur est une caméra rapide, composée d'une matrice CCD de  $1024 \times 1024$  pixels d'une taille de  $14,8 \mu\text{m}$ . Sa vitesse d'acquisition maximale à cette résolution est de 1000 images par seconde, permettant ainsi

une bien meilleure résolution temporelle que la caméra 3-CCD, ce qui s'avère utile dès lors que les auto-oscillations acoustiques prennent naissance.

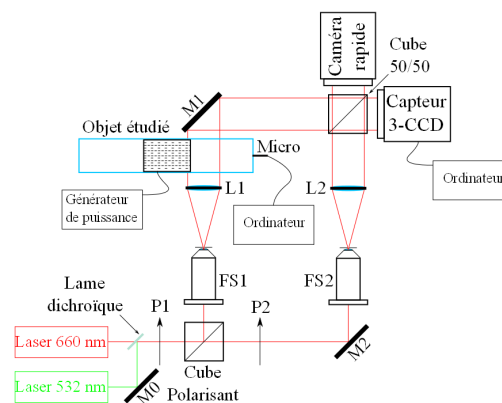


FIGURE 2: Représentation schématique du montage optique.

La quantité d'intérêt accessible par ce banc de mesure optique est la différence de phase optique entre le faisceau de mesure (celui traversant le guide d'onde) et le faisceau de référence, différence de phase associée aux variations d'indice optique sous l'effet du chauffage du stack et de la naissance des auto-oscillations acoustiques. La différence de chemin optique entre un état de référence et un état instantané à l'instant  $t$  du fluide dans la zone de mesure (une portion de faisceau optique de taille  $\approx 6 \times 6 \text{mm}^2$ ) est liée à la différence de phase  $\Delta\varphi$  par

$$L(n_o(x, y, t) - n_o^{ref}(x, y)) = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\varphi \quad (1)$$

où  $\lambda$  désigne la longueur d'onde du faisceau optique,  $L$  désigne la longueur de traversée du faisceau dans la zone de mesure, et où  $n_o$  et  $n_o^{ref}$  désignent respectivement les indices de réfraction à l'état excité et à l'état de référence ( $x$  et  $y$  désignent les coordonnées dans le plan perpendiculaire au faisceau de mesure). L'équation 1 donne donc un lien la différence de phase mesurée et l'indice de réfraction du milieu, ou plus précisément l'indice de réfraction moyen du milieu sur le chemin de propagation. Cette variation d'indice optique peut ensuite être directement reliée aux variations de masse volumique  $\rho(x, y, t)$  par la relation empirique de Gladstone-Dale :

$$\hat{r}(\lambda) = \frac{2}{3} \frac{1}{\rho(x, y, t)} (n_o(x, y, t) - 1). \quad (2)$$

Dans cette relation, le paramètre  $\hat{r}$  est appelé réfractivité spécifique du milieu, et dépend de la longueur d'onde optique. A une température de  $288\text{K}$  sous pression atmosphérique, La réfractivité spécifique de l'air est égale à  $0,1506 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  pour une longueur d'onde optique de  $607 \text{ nm}$  [8] (cette réfractivité dépend sensiblement de la longueur d'onde optique et de la température).

Ainsi, l'un des intérêts de la mesure de champ acoustique par holographie est qu'elle permet d'accéder directement à une variable acoustique, la masse volumique, ce qui peut conférer à cette mesure des informations complémentaires à d'autres méthodes permettant d'accéder à la température (fil froid/microthermocouple/LDIF) ou la vitesse particulière (LDV/PIV). Par ailleurs, compte-tenu de la loi des gaz parfait, la variation de phase optique peut être reliée aux

fluctuations de température et de pression à l'intérieur du guide d'onde. Ainsi, si la pression (statique et acoustique) à l'intérieur d'un dispositif est parfaitement connue (par exemple par l'utilisation de microphones), l'utilisateur d'un banc holographique numérique peut permettre de mesurer indirectement le champ de température (moyen et fluctuant) à l'intérieur du système, dans une zone de mesure déterminée par les seuls appareillages optiques et le dispositif d'enregistrement. C'est précisément en formulant l'hypothèse d'un champ de pression acoustique connu (notamment sous l'hypothèse d'une propagation acoustique linéaire) que Wetzel et Hermann[9] ont caractérisé par holographie (analogique) la distribution spatiale des fluctuations de température aux extrémités d'une plaque soumise à un champ acoustique de fort niveau. Néanmoins, la connaissance du champ de pression acoustique dans la zone de mesure à partir d'un point de mesure donné (ici un microphone affleurant à la paroi fermée du tube) et d'une loi de propagation (linéaire) n'est pas toujours triviale (effet de la singularités géométriques sur le champ de pression acoustique, gradient de température dans les directions axiale et transverse).

### 3 Résultats expérimentaux

#### 3.1 Montée en température

La première partie de l'étude consiste en la mesure des variations d'indice optique au cours de la phase de montée en température préalable au déclenchement de l'instabilité thermoacoustique. En l'absence d'onde acoustique durant cette phase, il est possible de déduire directement de la différence de phase optique la température moyenne le long du chemin de propagation dans le tube en supposant que la pression totale est constante (égale en tout point à la pression atmosphérique). Les détails de traitement d'image et du signal pour obtenir la différence de phase à partir des interférogrammes ne sont pas donnés dans ce document. Ces traitements consistent en une double transformée de Fourier et un fenêtrage autour de l'ordre +1, puis en une correction automatisée (et parfois manuelle) d'artefacts liés à des erreurs dans l'algorithme de déroulement de phase ( $\Delta\varphi$  définie module  $2\pi$ ).

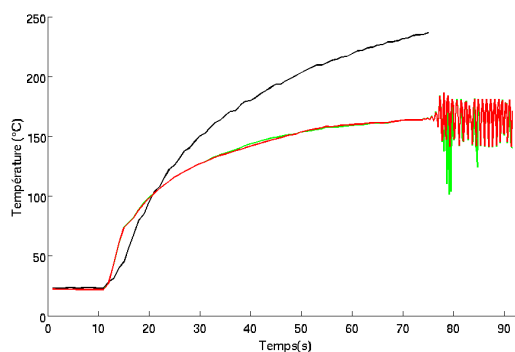


FIGURE 3: Evolution de la température à proximité de l'extrémité chaude du stack (i.e. "en zone 1" sur la Fig. 4) lors du transitoire de chauffage, déduite des interférogrammes dans le rouge et le vert. La courbe noire présente la température mesurée directement dans cette même zone à l'aide d'un thermocouple.

La figure 3 présente les résultats obtenus (formulés en termes de température sous l'hypothèse d'une pression constante, et en l'absence d'oscillations acoustiques) lors du transitoire de chauffage du stack : à l'instant  $t = 0$  une puissance thermique de 25.1 W est dissipée dans la résistance chauffante. Cette puissance est supérieure à la valeur seuil correspondant au seuil de déclenchement des auto-oscillations acoustiques. La zone observée est située à proximité de l'extrémité chauffée du stack (placé à une distance de 24 cm de l'extrémité fermée du tube), dans une zone de  $50 \times 10$  pixels correspondant à la zone 1 sur la Fig. 4, qui présente elle même une mesure instantanée du champ de température. Les enregistrements sont effectués en utilisant deux longueurs d'onde : le vert et le rouge (courbes verte et rouge), avec une fréquence d'acquisition de 1 image par seconde. A titre indicatif, l'évolution de la température sur l'axe du guide dans cette même zone est également mesurée à l'aide d'un thermocouple (courbe noire). La caméra rapide enregistre uniquement le déclenchement, le nombre d'images allouées par la mémoire de la caméra n'étant pas suffisante pour enregistrer la montée en température sur toute sa durée. 161 images sont ainsi enregistrées par la caméra 3-CCD, tandis que 4054 images sont enregistrées par la caméra rapide.

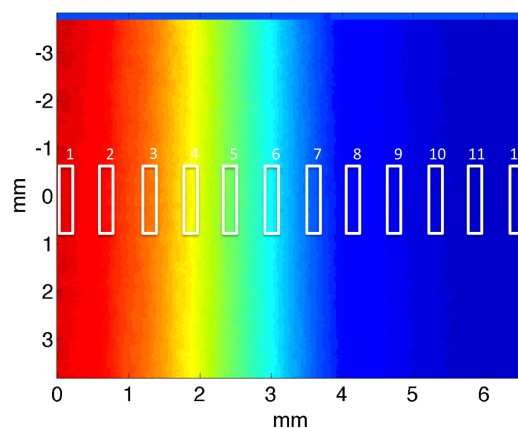


FIGURE 4: Exemple d'interférogramme obtenu lors du transitoire de chauffage, sur lequel apparaissent les 12 zones utilisées pour une analyse plus fine des signaux.

La forme de la montée en température observée sur les courbes obtenues par holographie indique une dynamique comparable à celle observée à l'aide du thermocouple. On constate également qu'aucune des deux courbes ne coïncide avec celle obtenue avec le thermocouple, ce qui est lié au fait que les données issues du thermocouple ne sont pas directement comparable aux données holographiques dans la mesure où les premières correspondent à une mesure ponctuelle dans l'axe du tube tandis que les secondes correspondent à un champ moyen intégré le long du chemin optique parcouru dans le tuyau. Le champ de température sur une section du tube étant fortement inhomogène, il est donc logique que les températures mesurées par holographie soient inférieure à celle mesurée dans l'axe du tube par le thermocouple.

Enfin, les résultats de la figure 3 sont également porteurs d'information lorsque l'instabilité thermoacoustique prend place : de fortes oscillations du champ de température sont observées, dont le début coïncide avec le déclenchement

de l'onde. Il convient néanmoins de noter que les données recueillies après le déclenchement sont sous-échantillonnées temporellement (la fréquence des auto-oscillations est de 174 Hz), et que le calcul permettant de déduire une température d'une variation de phase optique n'est plus valide en présence des auto-oscillations.

Aussi, après le déclenchement des auto-oscillations, nous renoncerons à déduire de la variation d'indice optique un champ de température, quand bien même le champ de pression puisse être supposé connu, et nous préférons calculer le champ de masse volumique (via la relation de Gladstone-Dale) à partir des données recueillies par la caméra rapide pour la longueur d'onde optique rouge (les résultats obtenus ne montrant pas d'effet de chromatisme, l'utilisation de deux longueurs d'onde s'avère inapproprié).

### 3.2 Déclenchement des auto-oscillations

La figure 5 présente la pression acoustique instantanée mesurée par le microphone (placé sur la paroi fermée du tube) lors du déclenchement de l'instabilité thermoacoustique (qui prend naissance à  $t \approx 70 - 75$  s après le déclenchement du chauffage). On peut voir une montée rapide du niveau sonore, avec un "overshoot" ("dépassement de consigne" visible à  $t \approx 78$  s), puis une stabilisation du niveau sonore.

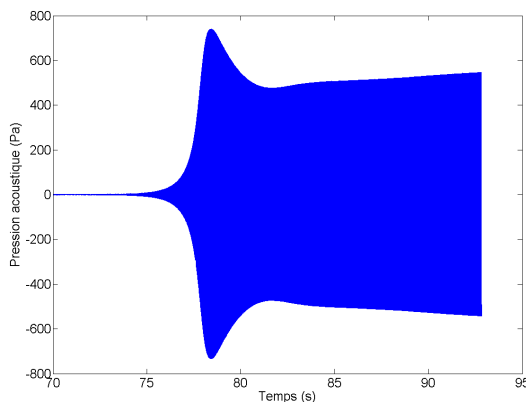


FIGURE 5: Pression acoustique enregistrée par le microphone au moment du déclenchement (montrée à partir de 70 s). Ici, la position du stack est fixée à 24 cm de la paroi fermée du tube, et la puissance de chauffage (introduite dans le système à  $t=0$  s) est de 25.1 W.

Les interférogrammes sont enregistrés sur une durée de 4 secondes avec une fréquence d'échantillonnage d'1kHz, à partir de l'instant  $t \approx 77$  s en référence à l'axe des temps défini sur les Fig. 3 et 5. La figure 6 montre l'évolution de la masse volumique au cours du temps lors du déclenchement de l'onde acoustique à différentes distances de l'extrémité chaude du stack, dans les zones indicées 3, 6, 9 et 12 sur la figure 4. Les résultats obtenus mettent en lumière des variations locales (à proximité du stack) très fortes du champ de masse volumique. Ceci indique que la double singularité que constitue l'extrémité du stack est responsable d'effets de bords très marqués : par "double" singularité, on se réfère ici d'une part à la singularité géométrique responsable d'effets aérodynamiques complexes (génération de vortex) et d'autre part à la singularité "entropique", caractérisée par la transition abrupte d'une zone polytropique (le stack) avec échange de chaleur entre le fluide et les parois du

stack vers une zone quasi adiabatique (en dehors du stack), cette seconde singularité se traduisant notamment par la génération, locale, d'harmoniques supérieures dans les fluctuations de température [10, 3].

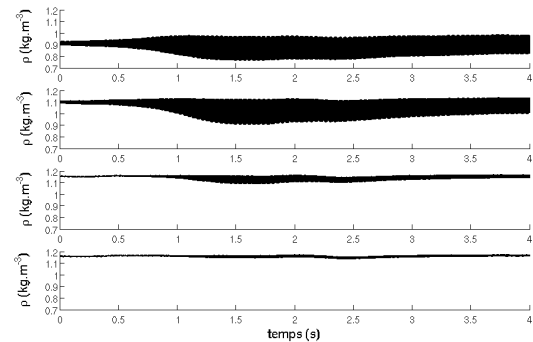


FIGURE 6: Masse volumique instantanée dans les zones 3, 6, 9 et 12 (de haut en bas) lors du déclenchement des auto-oscillations acoustiques. L'instant  $t = 0$  correspond ici à l'instant  $t \approx 77$  s sur l'axe des temps défini aux Figs. 5 et 3.

La figure 7 présente les spectres associés aux signaux recueillis dans les 4 zones d'observation (respectivement 3, 6, 9, et 12). Ces spectres mettent en évidence l'apparition d'harmoniques supérieures, particulièrement visibles lors de l'overshoot de l'onde. On peut en effet observer distinctement des raies prononcées pour la fréquence fondamentale  $f \approx 174$  Hz, ainsi que les trois harmoniques suivantes, situées respectivement à  $f = 348$  Hz,  $f = 478$  Hz et  $f = 303,2$  Hz (les troisième et quatrième harmoniques devraient se situer à  $f = 3 \times 174 = 522$  Hz et  $f = 4 \times 174 = 696$  Hz, mais apparaissent sur les spectres avec un repliement). Notons également que ces spectres font apparaître une composante très basses-fréquences, ce qui tend à indiquer que le champ de masse volumique subit une évolution lente, qui pourrait être attribuée à un mécanisme complexe de transport de chaleur induit par l'apparition de l'onde acoustique.

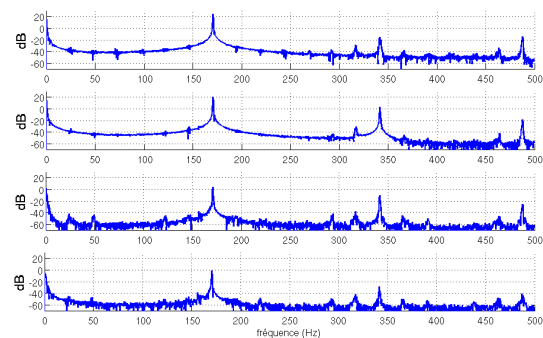


FIGURE 7: Spectres des signaux dans les zones 3, 6, 9 et 12 (de haut en bas) lors du déclenchement des auto-oscillations acoustiques.

La figure 8, tirée des spectres des signaux recueillis présente l'amplitude des quatre premières harmoniques en fonction de la distance au stack. Ce mode de représentation permet de mieux appréhender la distribution spectrale des signaux en fonction de la distance au stack. Il est notamment intéressant de noter que la loi d'évolution



des amplitudes du fondamental en fonction de la distance n'est pas en correspondance avec celle de ses harmoniques supérieurs : on peut en particulier noter que le minimum local d'amplitude de l'harmonique 2 correspond approximativement au maximum d'amplitude du fondamental : ce résultat semble corroborer des résultats obtenus par Berson et al. [3] portant sur la mesure par anémométrie fil froid du champ de température aux extrémités du stack d'un réfrigérateur thermoacoustique. Il est donc probable que la nature des signaux observés soit, du moins en partie, lié à des effets de bords thermique.

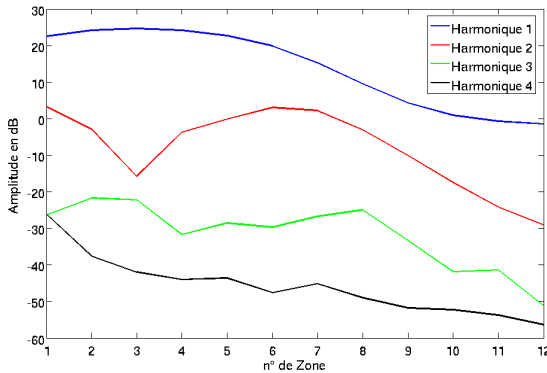


FIGURE 8: Amplitude du fondamental et des harmoniques supérieurs en fonction de la zone d'observation

Enfin, pour compléter l'analyse des signaux recueillis, il est intéressant d'analyser les variations "lentes" du champ de masse volumique, variations qui pourraient être dues à un phénomène complexe de transport de masse et de chaleur induit par les auto-oscillations acoustiques. Pour ce faire, une moyenne temporelle (sur 20 périodes acoustiques) glissante avec recouvrement est effectuée sur les signaux bruts, et les résultats sont présentés sur la Fig. 9. Ces résultats font état de variations significatives de la masse volumique autour de sa valeur moyenne, variations de l'ordre de 5.6 % en zone 3, de 6.5 % en zone 6, de 2.2 % en zone 9, et de 1.7 % en zone 12 (ces variations relatives sont estimées en calculant le ratio de la différence des amplitudes maximales et minimales sur leur moyenne arithmétique).

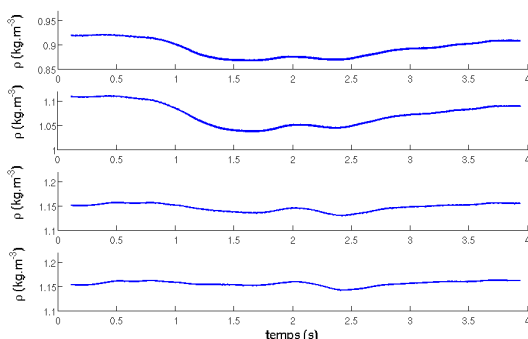


FIGURE 9: Variation lente de la masse volumique au cours du transitoire (obtenue par moyenne glissante) dans les zones 3,6,9 et 12 (de haut en bas).

## 4 Conclusion

Les résultats présentés dans ce document sont des résultats préliminaires, qui mettent en évidence la présence significative d'effets de bords à proximité du stack lors du déclenchement de l'onde (génération, localisée, d'harmoniques dans les signaux de masse volumique) et qui indiquent également l'existence de phénomènes de transport de masse significatifs qui pourraient être responsables de la complexité de la dynamique du transitoire observé. Lors de la présentation orale de ces travaux, de nouveaux résultats (et une analyse plus poussée des signaux) seront présentés, qui porteront sur l'évolution du champ de masse volumique à proximité du stack lorsque les conditions d'excitation du système sont telles que le moteur thermoacoustique suit un régime relaxationnel de déclenchement et arrêts spontanés et périodiques. A l'heure actuelle, il n'existe pas d'explication claire quant aux phénomènes physiques qui sont responsables d'une dynamique si complexe, et nous espérons que ces mesures holographiques permettront à terme de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu.

## Remerciements

Nous remercions l'Agence Nationale de la Recherche, qui a financé ces travaux via le contrat ANR IMHOTEC (ANR 2010 BLAN 0302 01).

## Références

- [1] G.W. Swift, *Thermoacoustics : a unifying perspective for some engines and refrigerators*, Acoustical Society of America, NY, 2002.
- [2] A. Berson et al., *Comptes Rendus Mécanique* 337 :61, 2009.
- [3] A. Berson et al., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 54 :4730, 2011.
- [4] C. Desjouis et al., *J. Ac. Soc. Am.* 126 :2176, 2009.
- [5] S. Moreau et al., *J. Ac. Soc. Am.* 125 :3514, 2009.
- [6] G. Penelet et al., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 55 :6042, 2012.
- [7] M. Guedra et al., *J. Appl. Phys.*, 115 :024504, 2014.
- [8] W. Merzkirch, *Flow visualization*, Academic Press, 1987.
- [9] M. Wetzel et al., *Heat and Mass Transfer*, 36 :7, 2000.
- [10] V. Gusev et al., *J. Ac. Soc. Am.*, 109 :84, 2001.