

CFA/VISHNO 2016

Développement et application de l'interférométrie holographique numérique pour l'acoustique et la thermo-acoustique

L. Gong, G. Penelet et P. Picart

LAUM - CNRS UMR 6613, Avenue Olivier Messiaen, 72085 Le Mans, France
lijia.gong.cny@gmail.com



LE MANS

L'interférométrie holographique numérique est de plus en plus utilisée (par exemple en vibrations ou en mécanique des fluides) depuis le développement récent des performances des caméras rapides. Cette technique peut s'avérer intéressante en acoustique, car elle permet d'accéder aux oscillations de masse volumique par la mesure de la différence de phase optique entre un faisceau objet (celui qui traverse le milieu soumis aux fluctuations de masse volumique) et un faisceau de référence. Ces travaux ont pour objet la mise en œuvre de cette technique pour la caractérisation de machines thermoacoustiques (moteur et/ou réfrigérateur). Le principe de fonctionnement de ces dispositifs est bien connu, mais un effort de recherche important doit encore être mené pour mieux caractériser les phénomènes de transport non linéaire de masse et de chaleur aux extrémités du stack (le matériau poreux qui constitue le cœur de ces systèmes). L'holographie numérique peut constituer une méthode de mesure intéressante pour arriver à cette fin, en complément d'autres techniques. Après avoir présenté le procédé de mesure, nous présenterons une première série d'expériences, appliquées à un résonateur acoustique couplé à un haut-parleur, et qui a pour objet de valider le banc de mesure sur un dispositif étalon, puis de visualiser les effets de couches limites viscothermique à proximité d'une paroi placée dans le guide d'onde. Puis nous présenterons une seconde série d'expériences qui vise à caractériser les effets de bords aérodynamiques et entropiques mis en jeu aux extrémités du stack dans un moteur thermoacoustique à ondes stationnaires. Ces résultats préliminaires permettent d'évaluer le potentiel de cette technique de mesure originale, et apportent un nouvel éclairage sur les processus mis en jeu aux extrémités du stack.

1 Introduction

Les machines thermoacoustiques sont des dispositifs qui mettent en jeu la conversion de chaleur en énergie acoustique (moteurs) et vice versa (pompes à chaleur). Le processus d'amplification thermoacoustique suscita l'intérêt de la communauté scientifique dès la fin du 18^e siècle et la première explication convaincante fut donnée au 19^e siècle par Lord Rayleigh. Nikolas Rott établit les bases théoriques de la discipline et propose une modélisation analytique de l'instabilité engendrée par l'interaction thermoacoustique de 1970 à 1990 [1]. Dans un moteur thermoacoustique, une consommation d'une certaine quantité de chaleur à proximité d'un matériau poreux ('stack') permet de produire des auto-oscillations acoustiques dans un résonateur. Cependant, le fonctionnement d'un moteur thermoacoustique, de nos jours, n'est pas parfaitement compris et il n'existe pas de description théorique de ce dispositif qui permette de reproduire parfaitement la dynamique parfois très complexe des régimes transitoires observables lors du déclenchement de l'instabilité thermoacoustique. En particulier, les effets de bords aérodynamiques et entropiques prenant place aux extrémités du stack restent peu compris à ce jour et pourraient jouer un rôle important dans la dynamique des régimes transitoires observés. L'objectif de cette étude est de poursuivre le développement d'une méthode de mesure peu employée en acoustique, à savoir l'interférométrie holographique, qui permet d'accéder aux oscillations de masse volumique par la mesure de la variation d'un indice optique, accessible via la différence de phase optique entre un faisceau objet (celui qui traverse le milieu soumis aux fluctuations de masse volumique) et un faisceau de référence. Cette technique de mesure est ici appliquée à un système thermoacoustique, à savoir un moteur thermoacoustique à onde stationnaire (moteur quart d'onde), où l'on cherche à caractériser les effets de bords entropiques et aérodynamiques qui prennent place en bout de stack. Dans ce rapport, le dispositif expérimental et la principe de l'holographie numérique sont présentés dans la partie 2 et 3, puis les résultats expérimentaux

sont présentés dans la partie 4.

2 Montage expérimental

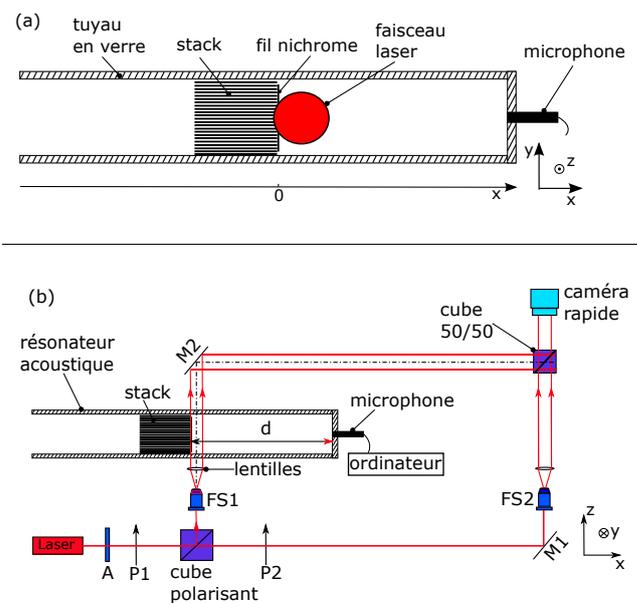


FIGURE 1 – Schéma du montage expérimental, comprenant le résonateur thermoacoustique muni d'un stack à l'intérieur (a) et le banc optique (b) basé sur l'holographie de Fresnel hors axe.

Le montage de mesure mis en œuvre pour mesurer des fluctuations de masse volumique est présenté en figure 1 : son principe est celui d'un banc optique basé sur l'holographie de Fresnel. Le principe de la mesure et du traitement du signal sont décrits brièvement ci-après. Une description plus détaillée est disponible dans la référence [2], dont les présents travaux constituent une poursuite.

L'objet d'étude, un moteur thermoacoustique simple présenté en figure 1(a), est constitué d'un résonateur thermoacoustique cylindrique en verre muni d'un matériau poreux en céramique ('stack') constitué d'un grand nombre de canaux carrés (arête $\approx 0,9$ mm). Le

résonateur a une longueur de 49,1 cm, un diamètre extérieur $D_o = 6$ cm et intérieur $D_i = 5$ cm. Une extrémité est ouverte et l'autre est fermée par une paroi munie d'un microphone relié à une carte d'acquisition. Le stack constitue le cœur du système qui permet de par sa structure (réseau de canaux) d'être à la fois quasiment transparent pour les ondes acoustiques tout en assurant un couplage fluide structure tel qu'un effet de peau thermique puisse avoir lieu. Il résulte de cette interaction thermoacoustique que l'application d'un gradient de température le long du stack au moyen d'un fil chauffant (placé à l'extrémité droite du stack conformément à la figure 1) permet de générer une onde acoustique auto-entretenu à la fréquence du mode acoustique le plus instable.

Le schéma du banc optique pour mesurer les fluctuations de masse volumique sur le côté chaud du stack est présenté en figure 1(b). Il permet de mesurer la différence de phase optique entre le faisceau objet traversant le résonateur thermoacoustique et le faisceau de référence. Un faisceau laser de longueur d'onde 660 nm est émis vers un système polariseur-analyseur A qui permet d'ajuster l'intensité du laser. Ensuite, une lame demi-onde (P1) permet d'orienter la polarisation horizontalement et verticalement. La lumière polarisée traverse un cube polarisant et se sépare en deux faisceaux (faisceau de référence et faisceau objet). Le cube polarisant distribue la lumière selon l'état de polarisation : la polarisation verticale est déviée vers le tube tandis que la polarisation horizontale traverse le cube pour constituer le faisceau de référence. Une deuxième lame demi-onde sur le bras de référence permet ensuite de repolariser verticalement le faisceau de référence. Les deux faisceaux polarisés traversent ensuite respectivement deux filtres spatiaux (FS1 et FS2), composés d'un objectif de microscope et d'un diaphragme de diamètre 20 μm . Après les deux lentilles convergentes $L1$ et $L2$, le faisceau objet traverse le centre du tube étudié à proximité de l'extrémité chaude du stack et se propage vers le cube 50/50, et le faisceau de référence va directement vers ce cube. L'interférence des deux faisceaux et les hologrammes résultants sont ensuite enregistrés à l'aide d'une caméra rapide.

3 Holographie numérique

Le dispositif permet de calculer la fluctuation de masse volumique à partir des interférogrammes obtenus par la caméra rapide. Dans l'exemple qui suit (Fig. 2), la caméra rapide enregistre 2000 images par seconde avec une résolution de 768×512 pixels, sur une durée d'environ 4 secondes. Le nombre d'images par seconde peut varier selon la résolution des images. La taille d'un pixel de l'image est égale à 14,65 μm . Nous ne décrivons ici que brièvement les étapes permettant d'accéder à la masse volumique instantanée moyenne sur la ligne de visée à l'intérieur du tuyau cylindrique. Le lecteur est renvoyé à la référence [2, 3] pour plus de détails. A partir de l'interférogramme, l'hologramme enregistré au plan image peut s'écrire :

$$H = O_0(x, y) + R(x, y)O^*(x, y) + R^*(x, y)O(x, y), \quad (1)$$

où $O_0(x, y)$ et $R(x, y)$ représentent respectivement l'ordre zéro et l'onde de référence, où $O = a_0 \exp(i\varphi_0)$ est l'onde d'objet d'amplitude a_0 et de phase φ_0 . Cette équation fait apparaître trois ordres à savoir l'ordre 0, l'ordre -1 (image réelle) et l'ordre $+1$ (image virtuelle). Ensuite, l'équation (1) peut être écrite sous la forme :

$$H(x, y) = O_0(x, y) + a_0 e^{i\varphi_0} e^{2i\pi(u_x x + u_y y)} + a_0 e^{-i\varphi_0} e^{-2i\pi(u_x x + u_y y)}, \quad (2)$$

et une transformée de Fourier spatiale est alors opérée :

$$\tilde{H}(u, v) = A(u, v) + \tilde{C}(u - u_x, v - v_y) + \tilde{C}(-u - u_x, -v - v_y). \quad (3)$$

Dans cette dernière équation, $A(u, v)$ et \tilde{C} sont respectivement les transformées de Fourier de $O_0(x, y)$ et de $a_0 \exp(i\varphi_0)$, et (u_x, v_y) représentent les fréquences spatiales porteuses. Un masque de filtrage dans le domaine fréquentiel est ensuite appliqué pour ne retenir que l'ordre $+1$, puis une transformée de Fourier inverse est appliquée à la région délimitée par le masque pour accéder à une estimation de l'amplitude complexe de l'objet :

$$\tilde{c} = \left\{ a_0 e^{i\varphi_0(x, y)} \cdot e^{[2i\pi(u_x x + u_y y)]} \right\} * h(x, y), \quad (4)$$

où $*$ est désigne le produit de convolution et $h(x, y)$ est la réponse impulsionnelle correspondant au filtrage appliqué dans le domaine de Fourier.

D'après l'équation (4), l'amplitude et la phase optique peuvent être exprimées comme suit :

$$\tilde{a}_0 = \sqrt{\Re^2[\tilde{c}(x, y)] + \Im^2[\tilde{c}(x, y)]}, \quad (5)$$

$$\xi_0 = \varphi_0(x, y) + 2\pi u_x x + 2\pi v_y y = \arctan\left(\frac{\Im[\tilde{c}(x, y)]}{\Re[\tilde{c}(x, y)]}\right). \quad (6)$$

La différence de phase entre un état à l'instant $t \neq 0$ et l'état de référence à $t = 0$ s'écrit donc comme suit :

$$\Delta\varphi = \xi_1 - \xi_0, \quad (7)$$

et permet d'accéder au mesurande souhaité, à savoir la masse volumique moyenne selon la ligne de visée à l'intérieur du guide d'onde.

Le protocole de mesure utilisé pour obtenir les résultats présentés par la suite est le suivant. Avant l'allumage de l'alimentation électrique de chauffage, on fait une première mesure pour enregistrer 3 images. La moyenne de ces trois images de référence à $t = 0$, permet de définir la phase de référence φ_0 , puis de dérouler la phase pour tous les états à l'instant $t \neq 0$.

Considérant un faisceau de longueur d'onde λ qui traverse un tube de verre de diamètre D_o , la différence de phase optique entre le faisceau objet et le faisceau de référence peut être exprimée comme suit :

$$\frac{\lambda \Delta \varphi_{ref}}{2\pi} = \int_L [n^{ref}(x, y, z) - n^\infty] dz + \int_{L_v} [n_v(x, y, z) - n^\infty] dz, \quad (8)$$

$$\frac{\lambda \Delta \varphi}{2\pi} = \int_L [n(x, y, z, t) - n^\infty] dz + \int_{L_v} [n_v(x, y, z) - n^\infty] dz, \quad (9)$$

n^{ref} et n représentent respectivement les indices de réfraction à l'état de référence et à l'état excité (i.e. en présence d'une onde acoustique), et où n_v et n^∞ sont les indices optiques du verre et de l'air respectivement. $\Delta \varphi_{ref}$ représente la différence de phase au temps $t = 0$, et $\Delta \varphi$ correspond à la phase à $t \neq 0$. L est la distance de propagation à l'intérieur du tube ($L \approx D_i$) et L_v est la distance de propagation dans les parois en verre ($L_v \approx D_o - D_i$) [4].

La différence de chemin optique δ entre l'état de référence et l'état excité peut être obtenue par la soustraction des deux équations :

$$\delta = \frac{\lambda \Delta \varphi}{2\pi} = L(n(x, y, t) - n^{ref}(x, y)). \quad (10)$$

La variation d'indice optique peut être directement reliée aux variations de masse volumique $\rho(x, y, t)$ par la relation empirique de Gladstone-Dale :

$$\hat{r}(\lambda) = \frac{2}{3} \frac{1}{\rho(x, y, t)} (n(x, y, t) - 1), \quad (11)$$

où \hat{r} est la réfractivité spécifique du milieu. Il y a une variation sensible de la réfractivité spécifique \hat{r} avec longueur d'onde ainsi que la température et le taux d'humidité. Dans notre cas, la réfractivité spécifique \hat{r} est supposée égale à $0,1505 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$ [5]. D'après les deux dernières équations, la masse volumique en fonction de la différence de phase $\Delta \varphi$ peut alors être exprimée comme suit :

$$\langle \rho \rangle = \frac{2}{3\hat{r}} \left[\frac{\lambda \Delta \varphi}{2\pi L} + n^{ref} - 1 \right]. \quad (12)$$

4 Résultats expérimentaux

Les mesures présentées dans ce paragraphe ont pour objet d'analyser les fluctuations de masse volumique à proximité de l'extrémité chaude du stack lors du régime transitoire de déclenchement de l'instabilité thermoacoustique (dont la fréquence vaut environ 170 Hz). Ces mesures sont réalisées pour différentes positions du stack le long du guide d'onde. Notons que la puissance de chauffage nécessaire au déclenchement de l'instabilité thermoacoustique dépend de la position du stack le long du guide d'onde.

Les résultats présentés sur la Fig. 2 sont obtenus pour une position de stack fixée à une distance de 18 cm du piston rigide. La puissance électrique fournie au fil chauffant est fixée à $P = 23,25 \text{ W}$,

légèrement au delà de la puissance seuil donnant lieu au déclenchement des auto-oscillations. Les mesures sont déclenchées automatiquement dès lors que l'amplitude crête de la pression acoustique dépasse le seuil de 50 Pa. La fréquence d'échantillonnage pour la caméra rapide est établie à 2000 images par seconde avec une résolution 768×512 pixels. Au total, 10810 images sont enregistrées sur une durée de 5,405 s dans l'ordinateur et 10000 images sont choisies pour l'analyse.

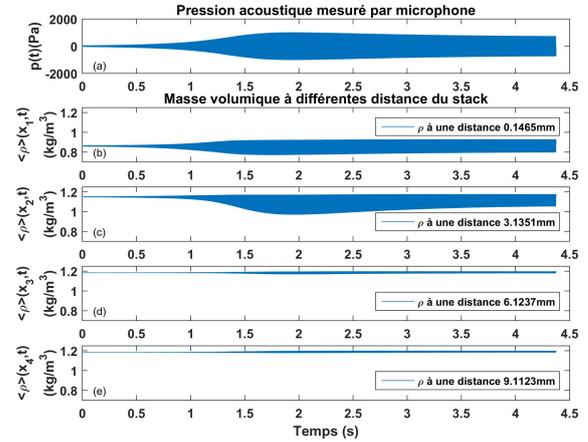


FIGURE 2 – Pression acoustique (a) et fluctuations des masse volumique (b-e) en fonction du temps à différentes distances du stack pendant le régime transitoire.

La figure 2 présente la pression acoustique (a) et les fluctuations de masse volumique (b-e) obtenues avec la caméra rapide au moment du déclenchement de l'instabilité thermoacoustique. Les variations de masse volumique sont présentées à différentes distances Δx de l'extrémité chaude du stack, à savoir $\Delta x_1 = 0,14 \text{ mm}$, $\Delta x_2 = 3,13 \text{ mm}$, $\Delta x_3 = 6,12 \text{ mm}$, $\Delta x_4 = 9,11 \text{ mm}$. On observe très clairement de très grandes variations de l'amplitude des fluctuations de masse volumique en fonction de Δx (de 0,7 à 1,2 kg/m³) : les amplitudes sur les positions Δx_1 et Δx_2 sont plus grandes que sur les positions Δx_3 et Δx_4 . La largeur du faisceau optique (environ 12 mm) est très faible en regard de la longueur d'onde acoustique (environ 2 m), ce qui signifie que la variation spatiale des amplitudes de masse volumique observé ne peut être attribué à la seule présence d'un champ d'onde stationnaire. Les résultats obtenus peuvent donc traduire d'une part l'impact de la présence d'un gradient de température élevé, et d'autre part une distorsion (clairement visible sur la Fig. 2(c)) liée aux effets de bords aérodynamiques et entropiques mis en jeu à l'extrémité chaude du stack.

Il est également intéressant d'analyser le spectre des fluctuations de masse volumique. La figure 3 présente l'amplitude du fondamental ($f \approx 167 \text{ Hz}$) et du second harmonique ($f \approx 346 \text{ Hz}$) en fonction de la distance au stack, ainsi que l'amplitude quasi-statique qui est évaluée par la différence entre la densité moyenne (i.e. moyennée sur quelques cycles acoustiques) initiale $\rho_m(t = 0, x)$ au début de l'acquisition et la densité $\bar{\rho}_m(x)$ sur toute la durée de l'acquisition. Cette

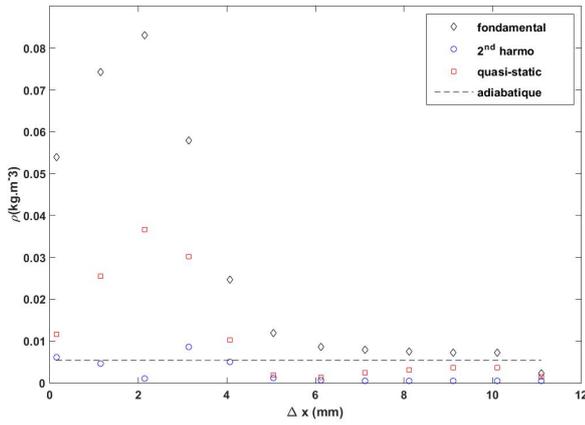


FIGURE 3 – Amplitude du fondamental (\diamond), second harmonique (\circ) et quasi-statique (\square) des fluctuations de masse volumique en fonction de la distance Δx .

amplitude quasi-statique représente donc la variation lente de masse volumique induite par des phénomènes non linéaires de transport de masse et de chaleur. Au regard des résultats présentés sur la Fig.3, les spectres obtenus mettent en évidence une distorsion importante du signal de fluctuation de masse volumique à proximité du stack, car l'amplitude du second harmonique n'est pas négligeable en regard de celle du fondamental (notamment pour $x = 3 - 4$ mm, l'amplitude du second harmonique peut atteindre 25% du fondamental). Cette distorsion est localisée (elle disparaît loin du stack) et on note que la distribution spectrale des signaux de fluctuations de masse volumique varie beaucoup en fonction de la distance au stack. La figure 3 présente également en traits tiretés l'amplitude des oscillations de masse volumique $\rho_{ad} = P_{mic.}/(c_0^2) \cos(2\pi f d/c_0)$ que l'on peut estimer à partir des données du microphone et sous l'hypothèse d'une propagation acoustique linéaire en fluide homogène à température ambiante ($d = 18$ cm est la position du stack dans le résonateur). Loin du côté chaud du stack, l'amplitude du fondamental tend vers l'amplitude adiabatique, tandis que les composantes harmonique et quasi-statique disparaissent. Les résultats obtenus peuvent donc traduire la contribution des effets de bords ainsi que celle de la présence d'un gradient de température élevée à proximité du stack (gradient non pris en compte dans l'évaluation de ρ_{ad}).

La figure 4 présente la comparaison entre les données expérimentales et les estimations de l'amplitude de masse volumique obtenues après pris en compte de l'existence d'un champ de température inhomogène dans un modèle de propagation acoustique linéaire. Le schéma 4(a) présente le champ de température initial au début du régime transitoire ainsi qu'une distribution exponentielle obtenue par régression à partir des données expérimentales :

$$\forall x \in [0, d], T_0(x) = T_\infty + \Delta T e^{-\frac{x-d}{l_w}}. \quad (13)$$

Il apparaît que la régression effectuée ne reproduit pas fidèlement le champ de température observé, mais les paramètres ΔT et l_w accessibles via cette régression

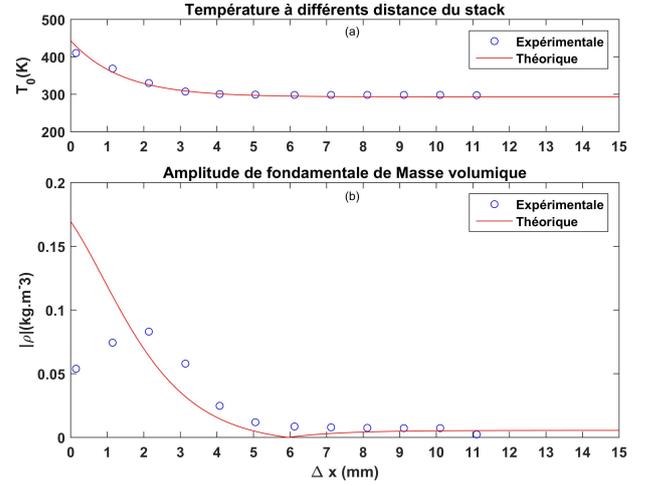


FIGURE 4 – Analyse des amplitude de fluctuation de masse volumique (en bas) à proximité en fonction de la distance au stack et pour un champ de température estimé (en haut) à partir des mesures holographiques. La courbe rouge représente la théorie et les point bleus représentent l'amplitude du fondamental de ρ obtenu à partir des mesures

sont néanmoins utilisés pour une première approche afin d'estimer l'impact du champ de température dans un modèle de propagation linéaire sans pertes. Pour ce faire, on suppose que l'amplitude de pression acoustique est connue à la position $x = 0$ (terminaison rigide munie du microphone), et l'on calcule les champs de pression et de débit acoustiques jusqu'à l'extrémité chaude du stack en prenant en compte la présence du champ de température moyen T_0 . Ceci peut être aisément réalisé en formulant par exemple le problème en termes de matrices de transfert élémentaires associées à des éléments de tube longueur dx :

$$\tilde{p}(x+dx) = \tilde{p}(x) - \frac{i\omega}{S} \frac{P_0 dx}{RT_0(x)} \tilde{u}(x) \quad (14)$$

$$\tilde{u}(x+dx) = -\frac{i\omega S dx}{\gamma P_0} \tilde{p}(x) + \tilde{u}(x) \quad (15)$$

où $P_0 \approx 10^5$ Pa, $\gamma = 1,4$, $R = 287,058$ J kg⁻¹ K⁻¹, et S représentent respectivement la pression statique, le coefficient polytropique du fluide, la constante spécifique des gaz parfait pour de l'air, et la section du guide d'onde. Ensuite, l'amplitude complexe des fluctuations de température $\tilde{\tau}$ et de masse volumique $\tilde{\rho}$ peuvent être déduite de \tilde{p} et \tilde{u} via les relations :

$$\tilde{\tau} = \frac{RT_0(x)}{P_0 C_p} \tilde{p}(x) - \frac{\tilde{u}(x)}{i\omega S} \Delta T \alpha e^{\alpha(x-d)}, \quad (16)$$

$$\tilde{\rho} = \frac{P(0)}{RT_0^2(x)} \tilde{\tau}(x) + \frac{1}{RT_0(x)} \tilde{p}(x), \quad (17)$$

où $\alpha = \frac{1}{l_w}$ et où C_p représente la capacité calorifique isobare du fluide .

La courbe rouge de la figure 4(b) présente l'amplitude des fluctuations de masse volumique

obtenue par ce modèle linéaire avec gradient de température. Les points bleus représentent les données expérimentales issues des mesures optiques. On peut conclure de ces résultats que le modèle utilisé ne permet pas de reproduire fidèlement l'amplitude du fondamental des fluctuations de masse volumique. Néanmoins, le modèle permet d'accéder au bon ordre de grandeur de ces oscillations de masse volumique. Ainsi, une part des résultats expérimentaux obtenus s'explique simplement par la présence du gradient de température responsable d'une composante d'advection (i.e. d'un terme en $ud_x T_0$) dans les fluctuations de températures et par suite dans les fluctuations de masse volumique.

Une campagne de mesure a également été réalisée pour différentes positions du stack, et le même type d'analyse a été opéré. La figure 5 présente le même type de résultats que ceux de la figure 4, mais pour cinq positions de stack différentes le long du guide d'onde.

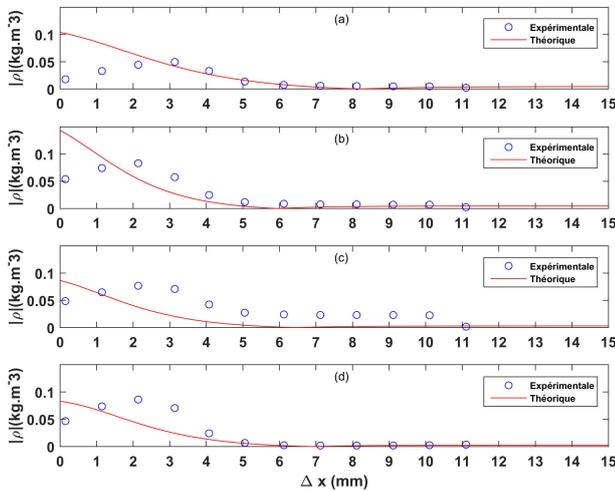


FIGURE 5 – Analyses des amplitudes de fluctuation de masse volumique en fonction de la distance au stack et pour un champ de température estimé à partir des mesures holographiques aux positions du stack (a-d) : $d = 12$ cm, $d = 18$ cm, $d = 24$ cm et $d = 30$ cm

Les conclusions à tirer des résultats de la Figure 5 sont de même nature que celles tirées de l'analyse de la figure 4. Reste que pour les différentes positions du stack testées, la présence systématique d'harmoniques et d'une importante composante quasi-statique dans les fluctuations de masse volumique a été observée. Un modèle de propagation linéaire ne peut donc pas suffire à expliquer les résultats obtenus.

5 Perspectives

Les résultats expérimentaux des figures 3 démontrent qu'il existe probablement des effets de bords aérodynamiques et entropiques (transport non linéaires de masse et chaleur) significatifs à l'extrémité du stack. Nous envisageons à court terme d'estimer le rôle de la non linéarité entropique associée à la discontinuité en termes de transport de chaleur que constitue l'extrémité chaude du stack. Pour ce faire,

les travaux théoriques menés par V. Gusev dans le cas plus simple d'une interface stack-fluide sans gradient de température constituent un point de départ intéressant [6]. L'objectif est ici d'inclure dans ce modèle la présence d'un gradient de température axial ainsi qu'un terme de diffusion thermique axial dont l'impact peut également être significatif [7]. Il est possible de montrer que l'équation à résoudre pour décrire les fluctuations de températures localement au niveau de l'interface stack-fluide s'écrit sous forme adimensionnée :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \sin \tau \left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \frac{\partial \theta_0}{\partial \xi} \right) = \sin \tau - \frac{\theta}{\mathfrak{R}} + Pe^{-1} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2}, \quad (18)$$

où θ représente la fluctuation de température normalisée par l'amplitude de température adiabatique, ξ est la distance normalisée par le déplacement particulaire acoustique, $\tau = \omega t$ désigne un temps adimensionné par la période acoustique, θ_0 désigne la température moyenne adimensionnée (gradient de température axial), Pe désigne le nombre adimensionné de Peclet, et \mathfrak{R} désigne le paramètre de relaxation introduit par Gusev et al [6]. Ce dernier paramètre a pour objet de décrire de façon simplifiée les échanges fluide parois à l'extrémité du stack ; il est de l'ordre de l'unité pour une particule située à l'intérieur du stack et tend vers l'infini en dehors du stack (processus quasi-adiabatique). Cette équation est en mesure de décrire (du moins qualitativement) la génération d'harmoniques de température ainsi que la génération d'une composante quasi-statique du fait de la non-linéarité des échanges de chaleur à l'interface. Cette équation ne peut pas être résolue de façon analytique. Une résolution numérique par différences finies est actuellement implémentée en vue d'une analyse plus fine des résultats expérimentaux présentés précédemment.

6 Conclusion

Une technique de mesure par interférométrie holographique a été appliquée à l'étude des processus non linéaires prenant place aux extrémités du stack dans un moteur thermoacoustique quart d'onde durant le transitoire d'allumage des auto-oscillations. Les résultats obtenus mettent en évidence la présence significative d'effets de bords (entropique et/ou aérodynamique) à proximité du stack lors du déclenchement de l'onde. Une part des résultats obtenus doit pouvoir s'expliquer par la seule présence d'un gradient de température axial, mais la génération significative et localisée d'harmoniques dans les fluctuations de masse volumique, ainsi que l'apparition d'un transport de masse localisé induit par les auto-oscillations restent pour l'heure inexpliqués. Ces résultats permettent de mettre en avant l'intérêt de la technique de mesure utilisée pour analyser les processus complexes mis en jeu dans ce système. Ces travaux seront poursuivis afin d'une part d'étendre cette technique de mesure à d'autres applications potentielles en acoustique, et d'autre part d'analyser plus finement l'impact des phénomènes observés sur le fonctionnement (et particulièrement la dynamique) des moteurs thermoacoustiques.

Références

- [1] N. Rott, Thermoacoustics, *Archive of Applied Mechanics* **20**, 135–175 (1980).
- [2] G. Penelet, M. Leclercq, T. Wassereau, P. Picart. Measurement of density fluctuations using digital holographic interferometry in a standing wave thermoacoustic oscillator, *Experimental Thermal and Fluid Science* **70**, 176-184 (2016).
- [3] J. Li, P. PICART Holographie numérique : principe, algorithmes et applications, *Lavoisier*, (2012).
- [4] P. Picart, M. Leclercq, T. Wassereau, G. Penelet, Multi-scale digital holographic interferometry for studying a thermoacoustic resonator, *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging DTh1B-6*, Optical Society of America (2014).
- [5] J. C. Owens, Optical refractive index of air : dependence on pressure, temperature and composition, *Applied Optics* **6**, 51–59 (1967).
- [6] V. Gusev, P. Lotton, H. Bailliet, S. Job, M. Bruneau, Thermal wave harmonics generation in the hydrodynamical heat transport in thermoacoustics, *J. Acoust. Soc. Am.* **109**, 84-90 (2001).
- [7] A. Berson, G. Poignand, P. Blanc-Benon, G. Comte-Bellot, Nonlinear temperature field near the stack ends of a standing-wave thermoacoustic refrigerator. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **54(21)**, 4730-4735 (2011).