



Localisation spatio-temporelle de sources aéroacoustiques par la méthode du Retournement Temporel

I. Rakotoarisoa, D. Marx, V. Valeau, C. Prax et C. Nana
Institut Pprime, Site ENSIP bât. B17, 6, rue Marcel Doré, 86022 Poitiers, France
ifanila.rakotoarisoa@univ-poitiers.fr

Les techniques d'imagerie de sources acoustiques basées sur des mesures par réseau de capteurs microphoniques sont souvent utilisées dans le domaine fréquentiel. Toutefois, dans le domaine de l'aéroacoustique, les sources impliquées sont plutôt de nature non-stationnaire (en particulier intermittente) ce qui justifie l'intérêt d'une détection de sources réalisée via des méthodes temporelles. La méthode du Retournement Temporel (RT) repose sur l'invariance - sous certaines conditions - des équations de l'acoustique par inversion du temps. Il résulte de cette propriété la possibilité de rétropropager virtuellement les données microphoniques de l'antenne, cette dernière devenant alors un réseau de sources secondaires. Le champ acoustique peut ainsi être reconstruit à chaque instant dans la totalité du domaine spatial considéré. Dans le cas présent un solveur de type Euler linéarisé est utilisé pour effectuer cette reconstruction, ce qui permet de tenir compte des effets de réfraction et de convection par l'écoulement moyen sur la propagation acoustique. Autrement dit, cette méthode numérique se passe du calcul de la fonction de Green. Une fois le champ acoustique reconstruit, l'étape suivante consiste à détecter l'éventuelle présence et les caractéristiques spatio-temporelles des sources qui lui ont donné naissance (amplitude, fréquence, étendue spatiale et temporelle). Une méthode possible est alors de repérer les maxima spatio-temporels locaux du champ du carré de la pression acoustique. Ainsi, ce processus est évalué sur un problème typique d'aéroacoustique : le rayonnement acoustique d'une couche de mélange.

1 Introduction

Les méthodes d'imagerie utilisées dans le domaine de l'aéroacoustique permettent idéalement d'accomplir deux objectifs : la localisation puis la caractérisation des sources sonores. Dans un premier temps, la localisation est réalisée par le traitement des signaux recueillis via une antenne de microphones. Cette étape, nommée *focalisation*, permet de reconstruire le champ acoustique émis par la ou les sources étudiées avec un degré de "réalisme" dépendant entre autres des paramètres géométriques de l'antenne. La méthode de formation de voies, la plus répandue, permet de focaliser les signaux par une opération de somme et retardement. Le Retournement Temporel (RT), principe mis en œuvre dans cette étude, peut être utilisé pour la rétropropagation des signaux dans le temps et dans l'espace résultant en une focalisation de ceux-ci, ce qui permet d'aboutir à la concentration de l'énergie sonore aux positions des sources.

Ce principe repose sur l'invariance de l'équation de propagation, sous certaines conditions, par inversion du temps [1, 2]. Cette propriété rend possible la rétropropagation d'une onde en retournant temporellement les signaux enregistrés via une antenne. Cette opération peut être effectuée aussi bien physiquement [3] que virtuellement (par simulation numérique). La deuxième manière est la plus intéressante puisqu'elle facilite la production des cartographies des différents grandeurs acoustiques dans tout le domaine d'observation. Parmi les premières applications de cette méthode en aéroacoustique, on peut citer l'étude menée par Padois et al. [4] dans laquelle le RT numérique est appliqué à des données expérimentales issues de l'émission d'une source acoustique placée sur une plaque affleurante à l'écoulement généré par une soufflerie. La rétropropagation y est réalisée pas à pas grâce à un solveur numérique des Équations d'Euler Linéarisées (EEL). Afin de garder l'invariance par inversion du temps, les données sont retournées dans l'écoulement moyen inversé de la soufflerie. La flexibilité de cette approche réside dans le fait qu'il n'est pas nécessaire de connaître la fonction de Green du milieu considéré, à condition de disposer de l'écoulement moyen et du champ de densité moyen.

Comme dans toute méthode faisant appel à un système d'antennerie de dimensions finies, les résultats d'imagerie sont inévitablement limités en termes de précision par une résolution maximale liée à la longueur d'onde et à l'ouverture de l'antenne [5]. Dans le cas du RT, l'usage d'une

antenne englobant la source (cavité), bien qu'offrant une ouverture angulaire totale, ne permet pourtant pas d'avoir une résolution meilleure qu'une demi-longueur d'onde [1]. Ce phénomène est expliqué par la superposition des ondes convergentes (issues de la focalisation des signaux) à des ondes divergentes inhérentes à la conservation de l'énergie résultant en une tâche focale dont la taille est dépendante de la plus grande longueur d'onde focalisée. L'annulation de ces ondes divergentes est possible par l'utilisation d'un puits à RT [6].

Dans le contexte du RT numérique, Deneuve et al. [7] proposent une exploitation des champs reconstruits par une analyse de sensibilité aéroacoustique. L'enjeu est d'isoler les régions associées à la production de bruit des fluctuations aérodynamiques. L'approche suivie repose sur la différentiation complexe qui permet d'étudier la sensibilité d'une grandeur au changement d'un paramètre. Appliqué à la pression acoustique reconstruite par RT, cette approche permet de mettre en valeur les régions contenant potentiellement des sources. La simulation numérique d'un écoulement cisailé excité de manière à obtenir deux appariements tourbillonnaires quasi-périodiques en deux lieux distincts le long de l'axe l'écoulement sert d'illustration. Dans le but de localiser les sources du bruit rayonné, la procédure d'analyse de sensibilité couplée au RT est mise en œuvre. La pression acoustique enregistrée en champ lointain est filtrée autour des deux premières sous-harmoniques. Le RT est alors réalisé pour chacune des deux fréquences en ajoutant une faible fraction de la pression filtrée à la pression totale enregistrée. Les résultats mettent en évidence deux régions de haute sensibilité (une par fréquence) localisées autour des deux lieux d'appariement. Une analyse de la valeur efficace de la sensibilité semble alors montrer une cartographie typique d'un quadrupôle longitudinal dans les deux régions en question.

Dans le but d'approfondir cet aspect, on se propose ici d'étudier les sources du bruit rayonné par une couche de mélange isotherme plane caractérisée par un seul appariement tourbillonnaire périodique [8]. La procédure consiste à retourner temporellement les grandeurs acoustiques enregistrées sur une cavité de capteurs entourant à distance le lieu des appariements. Une détection de maxima spatio-temporels est alors effectuée afin de localiser les régions pouvant contenir les sources sonores. L'apparition de ces maxima est ensuite mise en regard avec l'évolution temporelle de la vorticit   au niveau de

l'appariement dans le but de corrélérer les événements acoustiques et aérodynamiques.

La première section expose le principe du RT et ses limitations. La section suivante est consacrée aux outils numériques de simulation et de détection de maxima spatio-temporels puis les résultats obtenus avec la couche de mélange isotherme sont présentés, en liant en particulier l'acoustique à l'aérodynamique au cours du temps. L'objectif est de relier l'apparition de chaque maxima spatio-temporel à l'état du champ de vorticité correspondant afin de réaliser une moyenne conditionnelle.

2 Principe du RT

Appliqué dans le domaine de l'acoustique sous certaines conditions, le principe du retournement temporel peut être utilisé comme une méthode auto-focalisante efficace. Consid rions un milieu de propagation au repos et non-dissipatif (homogène ou non). Alors, l'équation régissant la propagation des ondes dans ce milieu s'écrit :

$$\rho(\mathbf{r})\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho(\mathbf{r})} \nabla p(\mathbf{r}, t) \right) - \frac{1}{c(\mathbf{r})^2} \frac{\partial^2 p(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

où $\rho(\mathbf{r})$ et $c(\mathbf{r})$ sont respectivement la masse volumique la célérité du milieu de propagation au point \mathbf{r} . Le seul opérateur dans le domaine temporel étant ici d'ordre pair, cette équation reste inchangée par la substitution $t \leftarrow -t$. En d'autres termes, si $p(\mathbf{r}, t)$ est solution de l'équation (1) alors $p(\mathbf{r}, -t)$ en est également une solution. Ceci permet donc d'envisager la propagation d'une onde dans un sens contraire à celui d'origine en inversant simplement le sens d'écoulement du temps. En particulier, ce concept peut être mis en œuvre dans le but de focaliser des fronts d'ondes émis par une source sur la position de celle-ci. Si le milieu est en mouvement, la vitesse de l'écoulement doit également être inversée pour garder l'invariance de l'équation de propagation (avec écoulement) par retournement du temps.

Le formalisme de Huygens-Helmholtz [2] prouve la possibilité de déterminer totalement le champ de pression au sein d'un volume à partir de la connaissance de la pression et de son gradient normal sur la surface fermant ce volume, baptisée *cavité à retournement temporel*. Dans cette configuration, on peut considérer par exemple l'enregistrement pendant une durée déterminée d'une source ponctuelle sinusoïdale contenue dans le volume. Lors de la phase de focalisation, si la source est retirée, on peut montrer mathématiquement [1] que le champ de pression reconstruit est le siège d'interférences résultant de la superposition d'ondes convergentes et divergentes. Physiquement, ceci est d  à l'absence d'absorption des fronts convergents puisque l'nergie est conservée. Ce phénomène implique que l'image d'un point par la cavité est une tâche focale dont le diamètre est égal à une demi-longueur d'onde.

Le RT est le plus souvent mis en œuvre avec une antenne ouverte, appelée dans ce cas *miroir à retournement temporel*. Il en résulte que la résolution spatiale dans cette configuration alternative est dictée par la longueur d'onde théorique et l'ouverture angulaire de la surface d'enregistrement.

3 Outils numériques

Sont exposés dans cette section les outils numériques utilisés dans cette étude. Ils permettent de simuler la propagation d'ondes dans un milieu inhomogène ainsi qu'un algorithme de détection de maxima spatio-temporels locaux.

3.1  quations d'Euler Linéarisées

Le propagateur acoustique choisi dans cette étude est construit sur les équations d'Euler Linéarisées dans des conditions adiabatiques en deux dimensions. On peut alors montrer qu'en décomposant la pression, la densité et la vitesse en un état de base (ordre 0) permanent et des fluctuations (ordre 1) autour de cet état de base, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'nergie peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}' + \rho \mathbf{u}_0) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_0 \mathbf{u}'}{\partial t} + \rho' \frac{\mathbf{u}_0}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}_0) + \rho_0 \mathbf{u}' \cdot \nabla \mathbf{u}_0 + \rho' \mathbf{u}_0 \cdot \nabla \mathbf{u}_0 + \nabla p' = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \nabla \cdot (p' \mathbf{u}_0 + \gamma p_0 \mathbf{u}') + (\gamma - 1) p' \nabla \cdot \mathbf{u}_0 - (\gamma - 1) \mathbf{u}' \cdot \nabla p_0 = 0, \quad (4)$$

où p' , ρ' et \mathbf{u}' sont les fluctuations acoustiques de pression, de densité et de vitesse et p_0 , ρ_0 et \mathbf{u}_0 leurs  tats de base.

On suppose que l'on possède un enregistrement des fluctuations de pression, de densité et de vitesse réalisé par l'intermédiaire d'une antenne virtuelle sur une certaine durée T . En prenant en compte la causalité des signaux, le RT est effectué par les changements de variable suivants :

$$\begin{aligned} t &\leftarrow T - t \\ \rho'(\mathbf{r}, t) &\leftarrow \rho'(\mathbf{r}, T - t) \\ \mathbf{u}'(\mathbf{r}, t) &\leftarrow -\mathbf{u}'(\mathbf{r}, T - t) \\ p'(\mathbf{r}, t) &\leftarrow p'(\mathbf{r}, T - t) \\ \mathbf{u}_0(\mathbf{r}) &\leftarrow -\mathbf{u}_0(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (5)$$

L'écoulement moyen porteur \mathbf{u}_0 doit en particulier être inversé afin ne pas briser la symétrie par inversion du sens d'écoulement du temps. Les fluctuations acoustiques enregistrées sont retournées suivant (5) et imposées à chaque itération temporelle en tous les points de l'antenne par des conditions de Dirichlet.

3.2 Algorithme de détection des maxima spatio-temporels

Est proposée ici une méthode de détection des maxima spatio-temporels locaux. De manière à travailler sur des cartographies ayant une bonne dynamique et des valeurs uniquement positives, on choisit d'appliquer cette méthode au carré de la pression acoustique. On part de l'hypothèse que la focalisation d'une onde convergente sur la position de la source lui ayant donné naissance donne lieu à un maximum spatio-temporel local.

Consid rions une cartographie instantanée du carré de la pression acoustique. On cherche dans un premier temps les maxima spatiaux locaux qui constituent des

candidats potentiels à la détection spatio-temporelle. Chaque maximum spatial local est ensuite examiné. La procédure consiste donc à vérifier l'absence de valeurs supérieures à ce maximum local dans ses voisins spatiaux et dans un intervalle temporel encadrant l'instant courant. Si aucune valeur supérieure n'est trouvée, alors le maximum spatial local est validé en tant que maximum spatio-temporel local. Dans un tableau sont stockés la position et la valeur de la pression acoustique. Une valeur nulle est inscrite s'il ne s'agit pas d'un maximum spatio-temporel.

À noter que les paramètres qui constituent le nombre de voisins spatiaux et la taille de l'intervalle temporel doivent être choisis suffisamment grands pour capturer tous les maxima spatio-temporels.

La section suivante est consacrée à l'application du RT et de la détection de maxima spatio-temporels à l'émission sonore d'une couche de mélange isotherme.

4 Étude des sources du bruit émis par une couche de mélange 2D incompressible isotherme

4.1 Configuration

On considère la solution des équations de Navier-Stokes pour une *couche de mélange incompressible isotherme*. Il s'agit d'un écoulement cisailé libre (sans interaction avec une paroi solide). Le cisaillement en vitesse donne lieu à des instabilités de Kelvin-Helmholtz avec une succession d'appariements tourbillonnaires constituant la principale source d'ondes acoustiques. Il est numériquement possible d'étudier le rayonnement acoustique d'une telle configuration par un calcul hybride. Un terme source acoustique est calculé à partir des résultats d'une simulation hydrodynamique. Ce terme source est ensuite introduit dans un propagateur acoustique et permet d'extraire le rayonnement acoustique du problème [8].

Les données acoustiques ont ici été obtenues à partir d'un terme source construit à l'aide des champs de pression hydrodynamique et inséré dans le terme de droite de l'équation de l'énergie (4). L'écoulement porteur utilisé pour la propagation acoustique est calculé à partir de la moyenne temporelle des champs hydrodynamiques instantanés. Dans la suite, δ_{ω_0} est l'épaisseur de vortacité de l'écoulement. Le domaine de calcul hydrodynamique représenté en vert en Figure 1 a pour dimensions caractéristiques sont $L_x \times L_y = 600\delta_{\omega_0} \times 180\delta_{\omega_0}$. Le nombre de points de maillage est de 1001×601 . Une zone éponge accompagnée d'un étirement de maillage est mise en place afin de stabiliser l'écoulement en sortie de domaine. La couche de mélange est obtenue avec pour condition initiale sur l'ensemble du domaine de calcul le profil de vitesse :

$$u_0(y) = \frac{U_1 + U_2}{2} + \frac{U_1 - U_2}{2} \tanh\left(\frac{2y}{\delta_{\omega_0}}\right) \quad (6)$$

avec u_0 la composante de vitesse dans la direction principale de l'écoulement, $U_2 = 1$, $U_1 = 2U_2$. Le profil de vitesse (6) est imposé à chaque itération temporelle en entrée du domaine ($x = 0$). Le nombre de Reynolds construit sur la différence de vitesse $U_1 - U_2$ est de 400. Le développement tourbillonnaire donnant lieu aux appariements successifs

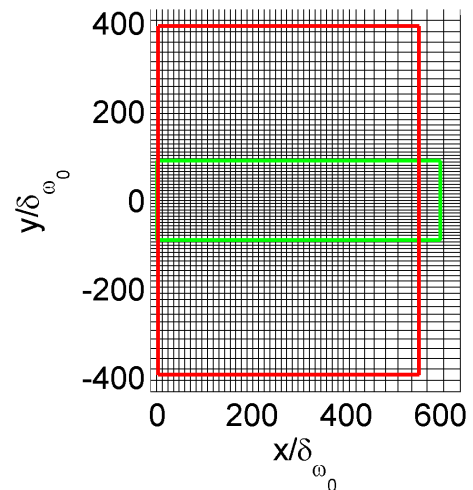


FIGURE 1 – Schéma du domaine de simulation acoustique. Le rectangle vert délimite le domaine du calcul hydrodynamique. Les fluctuations acoustiques de pression et de vitesse sont enregistrées sur la cavité rouge.

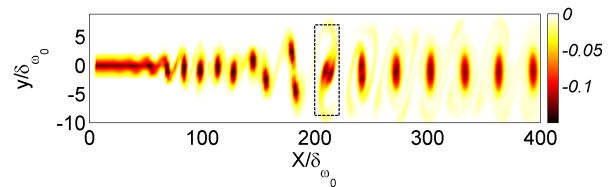


FIGURE 2 – Champ instantané de vorticité ω_{x0} de la couche de mélange isotherme. Le rectangle en trait discontinu encadre la zone d'appariement.

est forcé par l'application d'une perturbation sinusoïdale en vitesse en aval aux deux premières sous-harmoniques $f_1 = f_0/2$ et $f_2 = f_0/4$ du mode f_0 le plus instable [8]. La Figure 2 présente un exemple de champ instantané de vorticité de la couche de mélange isotherme obtenue pour $0 \leq x \leq 400\delta_{\omega_0}$. L'appariement a lieu vers $x = 200\delta_{\omega_0}$. À noter que la zone éponge visant à atténuer les tourbillons débute en $x = 400\delta_{\omega_0}$. Le domaine utilisé pour la propagation acoustique est schématisé en Figure 1. Le terme source issu de l'hydrodynamique est centré sur la ligne $y = 0$ et pondéré selon y de sorte qu'il se concentre dans la région comprise entre $y = -20\delta_{\omega_0}$ et $y = 20\delta_{\omega_0}$, les effets de bords étant minimisés. L'écoulement moyen (permanent) selon \vec{x} (u_{moy}) et selon \vec{y} (v_{moy}) est présenté en Figure 3 pour $-150\delta_{\omega_0} \leq y \leq 150\delta_{\omega_0}$. Pression et vitesse acoustiques sont enregistrées sur une cavité de dimensions $L_x \times L_y = 553\delta_{\omega_0} \times 787\delta_{\omega_0}$ représentée en rouge sur en Figure 1.

Un exemple de cartographie spatiale de la pression acoustique rayonnée par la couche de mélange isotherme est donné en Figure 4a. Les fronts d'onde semblent naître majoritairement d'une région située vers $x = 200$, ce qui confirme le rôle du mécanisme d'appariement tourbillonnaire dans l'émission acoustique. La directivité, affectée par la convection vers l'aval est assez marquée vers le haut et le bas du domaine. Il est important de noter que la longueur d'onde maximale λ_{max} , facteur limitant du RT,

est ici de $100\delta_{\omega_0}$, soit 2,5 fois la taille de la zone source (comprise entre $y = -20\delta_{\omega_0}$ et $y = 20\delta_{\omega_0}$). Cette situation montre la difficulté d'une localisation précise des sources aéroacoustiques [7].

4.2 Mise en œuvre du RT

La méthode du RT est appliquée à l'aide des données acoustiques (fluctuations de pression et de vitesse) enregistrées sur la cavité lors du calcul de propagation. Les configurations d'antenne retenues (cf. Fig. 1) sont la cavité entière, la moitié supérieure seule et la moitié inférieure seule de cette cavité. Sont alors retournées la pression et la vitesse acoustiques selon la méthode décrite dans la section 3 en inversant l'écoulement porteur (Fig. 3). Les Figures 4b, 4c et 4d présentent trois champs instantanés de pression acoustique reconstruits par RT en utilisant chacune des trois configurations d'antenne. On remarque tout d'abord que les ondes d'instabilité présentes au centre du champ de pression direct (Fig. 4a) sont filtrées par la procédure du RT. La cavité entière, bien que proposant une ouverture idéale, donne un champ de pression peu fidèle au champ de pression direct (Fig. 4b). En effet, aucune anti-source n'étant imposée lors de la rétropropagation, les ondes divergentes se propagent librement et engendrent des interférences absentes du champ direct. Ainsi, la directivité n'est pas retrouvée. En revanche, lorsque seule la demi-cavité supérieure est mise en œuvre (Fig. 4c), le champ reconstruit est fidèle pour $y \geq 0$. Il en est de même pour le champ reconstruit en $y \leq 0$ par la demi-cavité inférieure. Il apparaît ainsi plus pertinent d'exploiter les focalisations offertes par les deux demi-cavités. Dans tous les cas, les fronts d'onde convergent bien vers la région d'appariement, en accord avec le champ de pression direct.

4.3 Étude des sources d'émission sonore de la couche de mélange

Le terme source de forçage des EEL développé par Nana [8] pour la propagation acoustique est construit à partir de grandeurs hydrodynamiques. On se propose ici de trouver un équivalent acoustique de la source. Les résultats des travaux de Deneuve et al. [7] suggèrent une structure quadripolaire longitudinale dans une direction perpendiculaire à celle de l'écoulement et localisée autour de chaque région d'appariement. En particulier, les dimensions caractéristiques sont d'une longueur d'onde selon la direction de l'écoulement et de deux longueurs d'ondes selon la direction transversale. À noter que l'analyse de sensibilité n'est ici pas utile puisque les fluctuations de pression et de vitesse sont uniquement de nature acoustique grâce au calcul hybride. Dans les trois configurations d'antenne, la Figure 5 présente les résultats de détection obtenus sur 1000 champs de pression successifs reconstruits par RT et superposés au champ de pression efficace p_{rms} . Dans le cas de la cavité, le champ de p_{rms} est une figure de diffraction liée à la superposition des ondes convergentes et divergentes. Les configurations en demi-cavité produisent plutôt des faisceaux dont la taille est liée à l'ouverture de l'antenne. Les maxima spatio-temporels de p'^2 sont représentés en fonction du signe de p' (positif en croix rouges, négatif en croix bleues). À noter que seuls les maxima supérieurs ou égaux à 50% du maxima global

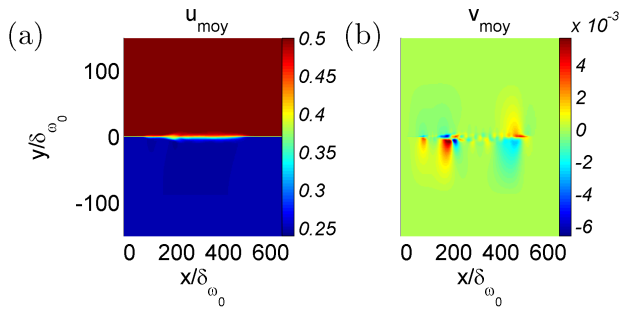


FIGURE 3 – Cartographies des composantes (a) u_{moy} et (b) v_{moy} de l'écoulement moyen de la couche de mélange, agrandissement pour $-150\delta_{\omega_0} \leq y \leq 150\delta_{\omega_0}$. La vitesse est normalisée par rapport à c_0 .

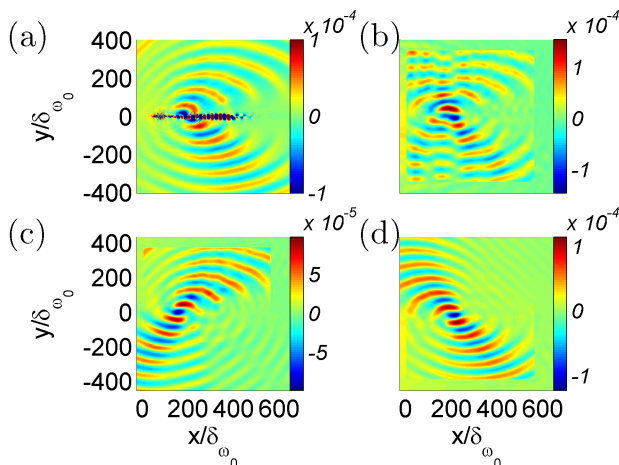


FIGURE 4 – Champs instantanés de pression acoustique (a) au temps direct (calcul direct) et au temps retourné (calcul par RT) correspondant via (b) la cavité, (c) la demi-cavité supérieure et (d) la demi-cavité inférieure.

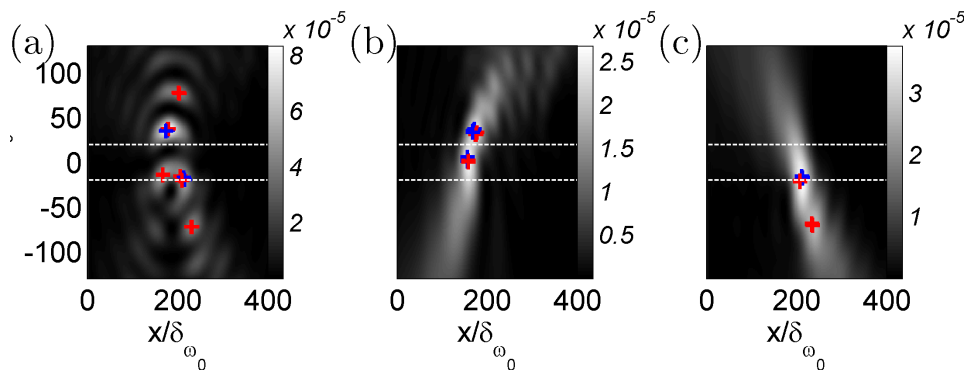


FIGURE 5 – Champs retournés de pression efficace obtenus (a) avec la cavité, (b) la demi-cavité supérieure et (c) la demi-cavité inférieure. Les maxima spatio-temporels détectés sont en croix rouges pour $p' > 0$ et en croix bleues pour $p' < 0$. Les pointillés délimitent la zone source issue du calcul hydrodynamique.

sont affichés de manière à filtrer les détections parasites correspondant à des maxima moins énergétiques. Par ailleurs, les amplitudes des maxima retenus sont très voisines.

Les résultats obtenus par chacune des demi-cavités montrent deux groupes de maxima spatio-temporels laissant supposer deux sources de nature dipolaire dans les parties supérieure et inférieure du domaine. La concaténation de ces deux sources donnerait une structure quadripolaire perpendiculaire à la direction de l'écoulement comme cela a été constaté dans l'étude de Deneuve et al [7].

En revanche, le champ de pression efficace dans le cas de la cavité complète ne fait pas ressortir une structure claire, bien que l'on retrouve trois des maxima obtenus dans les deux autres configurations. Ceci est dû aux ondes divergentes déjà évoquées précédemment. Deneuve et al. utilisent dans leur étude les équations d'Euler complètes (non linéarisées) permettant alors de retourner les fluctuations hydrodynamiques de l'écoulement contenant les sources de bruit. Par conséquent, ce processus agissant comme un puits permet de réaliser un RT "idéal", sans ondes divergentes.

En terme d'extension spatiale, les dimensions de la source hypothétique sont de l'ordre de la longueur d'onde dans les deux directions. Enfin, les différents "pôles" détectés ne sont pas concentrés dans la zone de vorticité ($-20\delta_{\omega_0} \leq y \leq 20\delta_{\omega_0}$).

L'aspect temporel du problème est considéré en reliant l'apparition des maxima spatio-temporels à l'évolution temporelle de la vorticité. Dans la suite, T_{ac} désigne la période temporelle acoustique du signal mesurée en champ lointain. La Figure 6 superpose à l'évolution temporelle de la vorticité en ($x = 212\delta_{\omega_0}, y = 0$) (lieu d'appariement) des marqueurs indiquant la détection d'un maxima spatio-temporel ($p' > 0$) obtenu par les demi-cavités supérieure et inférieure. Cette représentation permet de constater une bonne périodicité de l'apparition des maxima spatio-temporels. En particulier, on observe un cycle régulier de 4 apparitions de maxima ($p' > 0$) par période acoustique. La Figure 7 présente les cartographies instantanées de vorticité correspondant aux apparitions successives des 8 maxima ($p' < 0$ et $p' > 0$) sur un cycle. On observe bien une alternance de pôles positifs et négatifs pour chacune des demi-cavités et ce, sur une période totale égale à la période acoustique T_{ac} . Il s'agit donc d'un premier éclaircissement sur le mécanisme acoustique du processus d'émission sonore

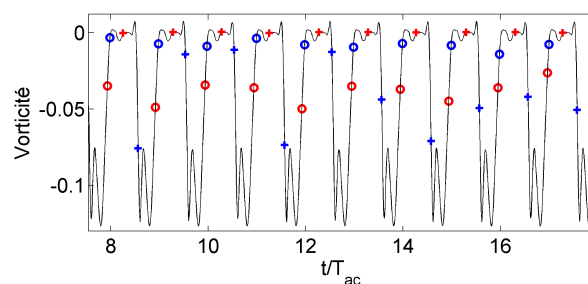


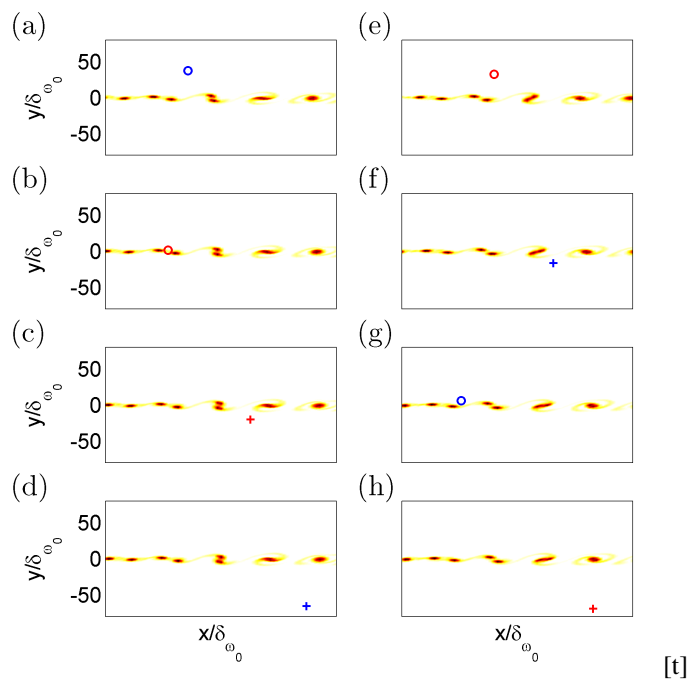
FIGURE 6 – Évolution temporelle de la vorticité en ($x = 212\delta_{\omega_0}, y = 0$). Les marqueurs indiquent l'apparition d'un maxima spatio-temporel positif obtenu par la demi-cavité supérieure (en rouge) et par la demi-cavité inférieure (en bleu) proche (cercles) et loin (croix) de la zone de vorticité.

d'une couche de mélange isotherme.

5 Conclusion

La région d'appariement d'une couche de mélange est déjà connue comme le siège potentiel des sources de l'émission sonore [8, 7]. Une méthode inverse construite sur le principe du Retour Temporel a permis d'étudier ce phénomène. La reconstruction des champs de pression acoustique par focalisation offre alors un ensemble de données exploitables en vue de la caractérisation des sources en jeu. À noter que l'utilisation d'un propagateur linéaire comme les EEL permet de filtrer la partie hydrodynamique du problème en champ lointain. En revanche, on perd alors le mécanisme hydrodynamique des sources permettant de réaliser le RT sans ondes divergentes.

L'observation d'une grandeur comme la pression efficace permet de localiser les régions associées à l'émission sonore. Les limites de cette procédure résident dans la résolution spatiale limitée par la longueur d'onde, et ce, même lorsque le système d'antennerie entoure la source [1]. C'est pourquoi l'étendue des sources peut être facilement faussée, d'autant plus que dans le cas de la couche de mélange, le mécanisme hydrodynamique - les tourbillons - est concentré dans une région dont la taille est moins de la moitié de la longueur d'onde. Néanmoins, les cartographies de pression efficace



[t]

FIGURE 7 – Champs instantanés de vorticité correspondant à chaque maxima sur un cycle. En rouge les maxima tels que $p' > 0$, en bleu les maxima tels que $p' < 0$. Les maxima sont représentés par des cercles pour la demi-cavité supérieure et par des croix pour la demi-cavité inférieure. Les instants correspondants sont : (a) $t/T_{ac} = 12.85$, (b) $t/T_{ac} = 12.95$, (c) $t/T_{ac} = 12.99$, (d) $t/T_{ac} = 13.01$, (e) $t/T_{ac} = 13.29$ (f) $t/T_{ac} = 13.42$, (g) $t/T_{ac} = 13.53$, (h) $t/T_{ac} = 13.56$

permettent de faire la lumière sur la structure globale des sources, qui, dans la présente étude semble être celle d'un quadrupôle. L'utilisation d'un système de détection de maxima spatio-temporels (à partir du carré de la pression acoustique) donne accès à l'aspect temporel du processus d'émission acoustique. En particulier, la mise en regard des instants d'apparition de maxima avec l'évolution temporelle en un point de la vorticité ou avec les champs de vorticité fait ressortir l'aspect cyclique de la "source", à savoir une succession de quatre pôles plus ou moins proches de la zone de vorticité et prenant des valeurs positives et négatives.

Une extension possible de cette étude serait l'amélioration substantielle de la finesse de localisation par l'intermédiaire d'une déconvolution spatiale. À noter qu'une telle procédure ne résoudrait pas le problème de l'étendue spatiale réelle de la source puisque la résolution spatiale et l'erreur de localisation sont découplées [9]. Il faudrait, pour une caractérisation optimisée, envisager la synthèse d'une source (par exemple quadrupolaire), et choisir un procédé de minimisation comme cela a été fait par Suzuki [10].

Références

- [1] M. Fink, D. Cassereau, A. Derode, C. Prada, P. Roux, M. Tanter, Time-reversed acoustics, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1933-1995 (2000).
- [2] D. Cassereau, M. Fink, Time-reversal of ultrasonic fields. Part III : Theory of the closed time-reversal cavity, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec.* **39**, 579-592 (1992).
- [3] S. Manneville, A. Maurel, P. Roux, M. Fink, Characterization of a large vortex using acoustic time-reversal mirrors, *The European Physical Journal B* **9**, 545-549 (1999).
- [4] T. Padois, C. Prax, V. Valeau, D. Marx, Experimental localization of an acoustic sound source in a wind-tunnel flow by using a numerical time-reversal technique, *J. Acoust. Soc. Am.* **132**, 2397-2407 (2012).
- [5] S. Kim, G. F. Edelmann, W. A. Kuperman, W. S. Hodgkiss, H. C. Song, Spatial resolution of time-reversal array in shallow water, *J. Acoust. Soc. Am.* **110**, 820-829 (2001).
- [6] E. Bavu, A. Berry, High-resolution imaging of sound sources in free field using a numerical time-reversal sink, *Acta Acustica united with Acustica* **95**, 595-606 (2009).
- [7] A. Deneuve, P. Druault, R. Marchiano, P. Sagaut, A coupled time-reversal/complex differentiation method for aeroacoustic sensitivity analysis : towards a source detection procedure, *J. Fluid Mech.* **642**, 181-212 (2009).
- [8] C. Nana, D. Marx, C. Prax, V. Fortuné, Hybrid aeroacoustic computation of a low Mach number non-isothermal shear layer, *Computers & Fluids* **93**, (2014).
- [9] S. G. Conti, P. Roux, W. A. Kuperman, Near-field time-reversal amplification procedure, *J. Acoust. Soc. Am.* **121**, 3602-3606 (2007).
- [10] T. Suzuki, L1 generalized inverse beamforming algorithm resolving coherent/incoherent, distributed and multipole sources, *J. Sound Vib.* **330**, 5835-5851 (2011).